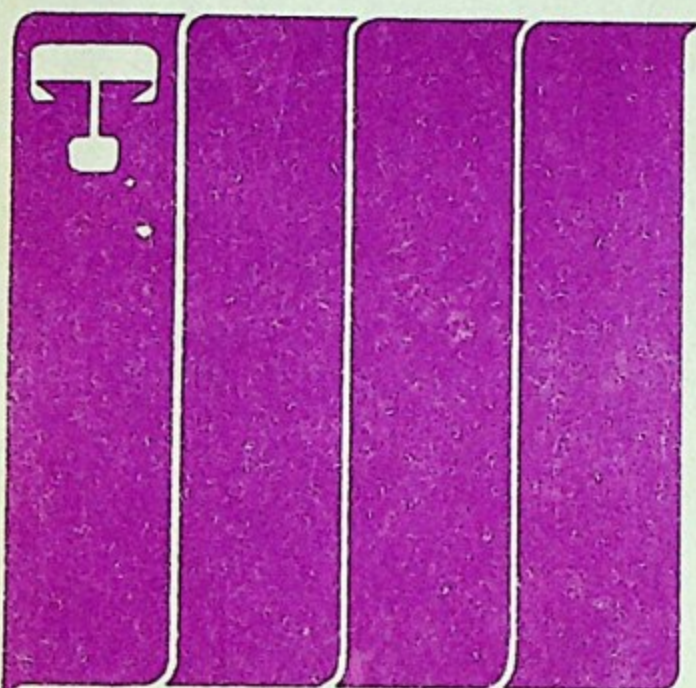


БЗЗ.1
К96

Московский ордена Трудового Красного Знамени
инженерно-физический институт

В. В. Кушин,
В. К. Ляпидевский



ТРЕКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ
ЗАРЯЖЕННЫХ
ЧАСТИЦ

Москва 1984

839.1
К 96

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В.В. Кушин, В.К. Ляпидевский

ТРЕКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

*Утверждено
редсоветом института
в качестве учебного пособия*

МОСКВА 1984

Кушин В. В., Ляпидевский В. К. Трековые детекторы заряженных частиц. — М.: Изд. МИФИ, 1984. — 80с.

Данное учебное пособие является частью курса "Методы регистрации излучений" и посвящено детекторам, позволяющим получать фотографию трека, образованного заряженной частицей в среде, таким, как камера Вильсона, диффузионная, разрядно-конденсационная, стримерная, пузырьковая камеры, ядерные эмульсии и твердотельные детекторы. Рассмотрены принципы действия детекторов и их основные характеристики.

Пособие предназначено для студентов, изучающих курсы "Методы регистрации излучений", "Методы диагностики плазмы", "Экспериментальные методы ядерной физики".

Рецензенты: А. И. Филиппов, А. С. Шиканов

© Московский инженерно-физический институт, 1984 г.

Глава I

ОСНОВНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О ТРЕКЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ

Все типы детекторов, с помощью которых определяют траекторию заряженной частицы, можно условно разделить на два класса.

В физике элементарных частиц широко применяются многодетекторные системы, состоящие из большого числа ($10^3 - 10^4$) детекторов, соединенных с электронно-вычислительной машиной. К ним относятся сцинтилляционные, газоразрядные и полупроводниковые детекторы. Точность определения координат, траектории частицы, число регистрируемых точек и их плотность определяются размерами чувствительной области детектора. Для наиболее совершенных детекторов — пропорциональных нитяных камер — точность определения координаты составляет десятки микрон. Другим типом детектора этого класса является дрейфовая камера, в которой координаты следа частицы измеряются по времени дрейфа электронов от места их образования до коллектора. Дрейфовые камеры также работают совместно с электронно-вычислительной машиной, что позволяет производить обработку результатов в процессе эксперимента.

В настоящем пособии рассматриваются детекторы другого класса, позволяющие получать непосредственно фотографию трека (от английского "track" — "след"), образованного заряженной частицей в среде. К таким детекторам относятся: камера Вильсона, диффузионная, разрядно-конденсационная, струйная и пузырьковая камеры, ядерные эмульсии и твердотельные трековые детекторы. Характерным для всех детекторов этого класса является регистрация эффекта, вызываемого частицей в среде вблизи своей траектории. Естественно, что детекторы этого класса дают наиболее полную информацию о треке частицы. Действительно, можно рассматривать трековый детектор как многодетекторную систему. Тогда камера Вильсона — это многодетекторная система, содержащая при атмосферном давлении 10^{19} детекторов в 1 см^3 своего объема. Естественно, что любая проводочная камера содержит на много порядков меньше число детекторов. Изучение свойств детекторов, позволяющих непосредственно наблюдать и фотографировать треки частиц в различных регистрирующих средах, позволяет оценить предельные возможности трековых детекторов.

Принцип регистрации треков заряженных частиц в различных средах следующий.

Быстрая заряженная частица, проходя через вещество, теряет свою энергию в результате столкновений с электронами вещества и столкновений с ядрами. Радиационные потери и потери на излучение Вавилова — Черенкова, в результате которых энергия передается на большие расстояния от траектории частицы, в дальнейшем не рассматриваются. Столкновения с электронами обычно приводят к возбуждению и ионизации вещества, столкновения с ядрами — к изменению структуры вещества, возникновению дефектов и ядерным реакциям. Столкновения частицы с ядрами также приводят к ионизации. Но сечение взаимодействия с ядром меньше сечения взаимодействия с атомом. Поэтому ядерными взаимодействиями можно пренебречь.

Можно считать, что быстрая заряженная частица теряет энергию в основном на возбуждение и ионизацию атомов, расположенных вблизи ее траектории.

Процесс образования трека частицы в различных детекторах можно условно разбить на три основные стадии.

На первой стадии, длительность которой определяется скоростью частицы и размерами детектора ($10^{-14} \div 10^{-8}$ с), происходит потеря энергии быстрой заряженной частицы в веществе. В результате образуется большое число носителей заряда с энергией выше тепловой, а также возбужденных атомов и молекул. Характер потерь определяется в первую очередь свойствами частицы, средним потенциалом ионизации среды и в общих чертах одинаков для всех типов детекторов.

На второй стадии образованные носители заряда и возбужденные атомы и молекулы взаимодействуют со средой (и, возможно, друг с другом). Энергия носителей заряда уменьшается, и в конце стадии они находятся в тепловом равновесии со средой.

Третья стадия — это диффузия, захват и рекомбинация носителей заряда. В твердых диэлектриках на этой стадии возникают протяженные зоны дефектов структуры вблизи траектории частицы.

Вторая и третья стадия, в отличие от первой, целиком определяются свойствами вещества и будут рассмотрены для конкретных типов детекторов.

Для того чтобы наблюдать трек на той или иной стадии, необходимо "усиление" эффектов, созданных частицей в веществе. Методы "усиления" являются весьма важной характеристикой трекового детектора и будут рассмотрены далее.

1.1. Первичная ионизация

Ионизационные потери энергии $d\mathcal{E}/dx$ описываются хорошо известной формулой Бете – Блоха и зависят от количества атомов N в 1 см^3 вещества, атомного номера вещества Z потенциала ионизации атомов среды I_0 , заряда частицы Z , ее скорости v .

Среднее число соударений частицы на единицу длины пути dJ/dx , приводящих к ионизации атомов, называется первичной ионизацией. Она равна

$$\frac{dJ}{dx} = \frac{2\pi Z^2 e^4}{m v^2} N Z \frac{a}{I_0} \left[\ln \frac{2mc^2 \beta^2 \gamma^2}{I_0} - \beta^2 + \beta \right], \quad (1)$$

где m и e – масса и заряд электрона соответственно; $\beta = v/c$ (c – скорость света); $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, a и β – безразмерные константы, определяемые составом среды; I_0 – потенциал ионизации внешних электронов в атоме.

В результате первичной ионизации вдоль траектории частицы на расстояниях, соизмеримых с размером одной молекулы $1 \div 10 \text{ \AA}$, образуются электроны, ионы (дырки) и возбужденные атомы и молекулы. Образованные заряды обладают различными кинетическими энергиями от 0 до \mathcal{E}_{max} в зависимости от прицельного параметра. Область, состоящая из этих зарядов, называется первичным треком.

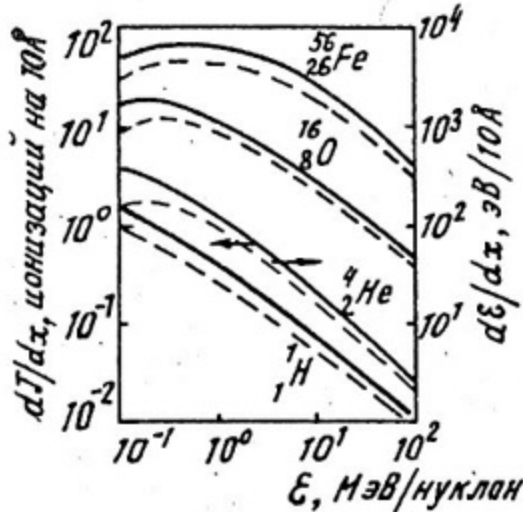


Рис. 1. Зависимость первичной и полной ионизации от энергии ионов при торможении их в воде

На рис. 1 приведены зависимости величин dJ/dx и $d\mathcal{E}/dx$ от энергии различных ионов при торможении их в воде. Как следует из рисунка, среднее значение энергии, передаваемой электронам при ионизации, составляет около 100 эВ в широком диапазоне энергий и зарядов. Энергетическое и пространственное распределение образованных в результате ионизации электронов зависит от параметров быстрой частицы. Большая доля электро-

нов в первичном треке имеет кинетические энергии меньше потенциала ионизации. В первичном треке существуют также электроны, кинетические энергии которых достаточны для ионизации атомов среды (δ -электроны). Такие электроны могут выйти за пределы первичного трека. Как показывают расчеты, приблизительно половина потерянной частицей энергии локализована в области первичного трека, тогда как другая часть уносится высокоэнергетическими δ -электронами на значительные расстояния $\sim 100 \text{ \AA}$ и более от траектории.

1.2. Вторичная ионизация

Количество δ -электронов с энергией, большей чем ϵ_{δ} на единицу длины трека частицы, с зарядом Z , скоростью v в среде с электронной плотностью NZ равно

$$n_{\delta} = \frac{2\pi e^4 NZ}{m} \cdot \frac{Z^2}{v^2} \left(\frac{1}{\epsilon_{\delta}} - \frac{1}{\epsilon_{\delta}^{max}} \right); \quad (2)$$

где ϵ_{δ}^{max} — максимальная энергия δ -электронов, которая в нерелятивистском случае равна

$$\epsilon_{\delta}^{max} = \frac{4mM}{(m+M)^2} \cdot \epsilon, \quad (3)$$

где M — масса; ϵ — энергия частицы.

Заметим, что при торможении в среде электрона $\epsilon_{\delta}^{max} = \epsilon$. Из-за неразличимости налетающего электрона и δ -электрона, обычно δ -электроном считается тот из них, который имеет меньшую энергию.

Взаимодействуя со средой, δ -электроны создают в результате вторичной ионизации большое число зарядов (электронов, дырок, ионов). Количество зарядов на единицу длины траектории от самой частицы и ее δ -электронов называется полной удельной ионизацией \mathcal{N} . В табл. 1 приведены численные значения первичной и полной удельной ионизации для однозарядных частиц в минимуме ионизации в некоторых газах при нормальных условиях.

Таблица 1

Газ	$\frac{dJ}{dx}$, см ⁻¹	ν , см ⁻¹	Газ	$\frac{dJ}{dx}$, см ⁻¹	ν , см ⁻¹	Газ	$\frac{dJ}{dx}$, см ⁻¹	ν , см ⁻¹
He	5,9	7,8	Xe	44	307	O ₂	22	73
Ne	12	39	H ₂	5,2	9,2	CO ₂	34	91
Ar	29,4	94	N ₂	16	56	CH ₄	16	53

Энергия образованных носителей заряда меньше потенциала ионизации, но существенно больше тепловой. Это так называемые горячие носители заряда. Область, заполненная горячими носителями заряда, называется вторичным треком.

Существенно отметить, что структура вторичного трека мало зависит от свойств вещества. Действительно, число горячих носителей заряда на единицу длины трека определяется отношением $d\delta/dx$, а радиус трека — пробегом δ — электронов, который зависит от скорости частицы и плотности вещества.

1.3. Термализация носителей заряда. Трек частицы

Горячие электроны в результате упругих и неупругих соударений теряют свою энергию до тех пор, пока она не станет равной тепловой. Происходит термализация, в процессе которой электрон отходит от иона на некоторое расстояние r . Существенно, что в веществах различного типа величина r может различаться на несколько порядков.

Если два заряда противоположного знака находятся на расстоянии r друг от друга, то вероятность избежать рекомбинации равна

$$\varphi = e^{-\frac{r_3}{r}}, \quad (4)$$

где r_3 — так называемый радиус сферы захвата, определяемый из условия равенства энергии электрического поля двух точечных зарядов и энергии их теплового движения kT :

$$r_3 = \frac{e^2}{\epsilon k T}. \quad (5)$$

ϵ — диэлектрическая постоянная.

Таким образом, если $r/r_3 \ll 1$, носители заряда рекомбинируют, если $r/r_3 \gg 1$ — расходятся. В газах $r/r_3 \approx 10^3$, в кристаллах это отношение на 3 — 4 порядка меньше.

После термализации возникает образование, которое называется термализованным треком (или просто треком) частицы. Термализованный трек содержит свободные заряды, находящиеся в тепловом равновесии со средой, связанные заряды и возбужденные состояния.

Оценим величину среднего расстояния r , на которое расходятся заряды в процессе термализации. Движение частицы от места своего образования до термализации можно характеризовать как случайное блуждание с длиной свободного пробега λ , временем между двумя соударениями τ и скоростью v . В процессе термализации эти величины изменяются со временем, однако для грубой оценки примем, что все они постоянны. Таким образом, частица движется отдельными шагами, причем направления последующих шагов не коррелированы.

За время t частица совершает $K = t/\tau$ шагов (соударений), при каждом из них средний квадрат перемещения равен λ^2 . Так как при независимых случайных перемещениях средние квадраты складываются, то

$$r^2 = \lambda^2 K; \quad (6)$$

или, учитывая, что $K = t/\tau$, а $\lambda/\tau = v$:

$$r^2 = \lambda v t, \quad (7)$$

где K — число соударений, которое испытывает частица до термализации. Для численных оценок необходимо знать величину свободного пробега λ и число соударений K . Длина свободного пробега определяется сечением взаимодействия частицы с атомами и молекулами среды. Эти данные в диапазоне энергий от тепловых до единиц эВ установлены пока лишь для электронов в некоторых благородных газах: $\lambda \sim 10^{-5}$ см. Для конденсированных сред длина свободного пробега должна быть меньше приблизительно на 3 порядка.

Число соударений K , в которых электрон теряет свою энергию до тепловой, зависит от величины потерь энергии в одном соударении. Найдем K в предположении, что потери энергии происходят только в результате упругих соударений. Это предположение реализуется при термализации электрона в атомарном газе. Из кинематики упругого рассеяния нерелятивистского электрона массой m с энергией ϵ_0 на атоме массы M следует, что потеря его энергии после первого соударения

$$\Delta \epsilon_0 = \frac{4Mm}{(M+m)^2} \cdot \epsilon_0 \cdot \cos^2 \theta, \quad (8)$$

где θ — угол рассеяния. Для оценок сделаем усреднение по углу рассеяния и учтем, что $M \gg m$. Тогда

$$\Delta \mathcal{E} = \frac{2m}{M} \cdot \mathcal{E}_0. \quad (9)$$

Как следует из формулы (9), в каждом соударении электрон теряет одинаковую часть своей энергии, равную $2m/M$. Очевидно, что после K соударений его энергия

$$\mathcal{E}_K = \mathcal{E}_0 \left(1 - \frac{2m}{M}\right)^K. \quad (10)$$

Отсюда число соударений

$$K = \frac{M}{2m} \ln \frac{\mathcal{E}_0}{\mathcal{E}_K}. \quad (11)$$

Эта формула может применяться для оценки числа соударений при рассеянии электронов в кристалле на нейтральном атоме примеси, а также при рассеянии электронов небольших энергий на нейтральном атоме в газе.

Для численных оценок предположим, что термализация происходит в аргоне, а начальная энергия \mathcal{E}_0 меньше потенциала ионизации, например $\mathcal{E}_0 = I/2 \approx 8$ эВ. Тепловая энергия $\mathcal{E}_K \approx 0,025$ эВ; $M/m = 73600$. Число соударений в этом случае $K = 2 \cdot 10^5$. Полученный результат позволяет оценить смещение r электрона при термализации в газе: $r \approx 5 \cdot 10^{-3}$ см. Для некоторых других веществ этот параметр приведен в табл. 2. Там же приведены значения диэлектрической постоянной \mathcal{E} и радиусы сфер захвата при 300 К.

Таблица 2

Вещество	\mathcal{E}	r_z , см	r , см	r/r_z
Газ (аргон)	1	$5,3 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-3}$	10^3
Антрацен	3,55	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$\sim 3 \cdot 10^{-7}$	$\sim 2 \cdot 10^{-1}$
CsI	6,56	$8,1 \cdot 10^{-7}$	$\sim 10^{-6}$	~ 1
Si	11,8	$4,5 \cdot 10^{-7}$	$\sim 10^{-5}$	~ 20
Ge	16	$3,3 \cdot 10^{-7}$	$\sim 10^{-5}$	~ 30

В заключение оценим время, за которое происходит термализация носителей заряда в треке. В соответствии с (7)

$$t = \frac{r^2}{2v}. \quad (12)$$

Время термализации в газах составляет 10^{-7} с, в кристаллах — от 10^{-11} до 10^{-13} с.

После термализации свободные частицы продолжают хаотическое движение в среде. При сделанных выше допущениях случайные блуждания частицы можно характеризовать коэффициентом диффузии

$$D = \frac{\alpha^2}{\alpha \tau} = \frac{r^2}{\alpha t}; \quad (13)$$

где α — коэффициент, зависящий от условий диффузии и граничных условий. Для одномерной диффузии без границ $\alpha = 2$, для двумерной $\alpha = 4$, для трехмерной $\alpha = 6$. Для блуждания по прямой с поглощающими границами $\alpha = 8$.

В процессе диффузии возможен захват носителей заряда на центры захвата. В так называемых электроотрицательных газах электроны захватываются нейтральным атомом и образуют отрицательный ион. В ядерных эмульсиях возможен захват электрона на ловушки.

Следует отметить, что в принципе может осуществляться захват нетермализованных (горячих) носителей.

1.4. Концентрация носителей заряда в треке. Образование плазмы

Следующим важным параметром трека частицы является концентрация термализованных носителей заряда. В случае малой концентрации электронов и ионов (дырок) их взаимное влияние незначительно, и движение происходит независимо друг от друга. При большой концентрации наблюдается существенное влияние зарядов друг на друга. Электрическое поле заряда может экранироваться зарядами противоположного знака. В этом случае трек частицы представляет собой плазму.

Распределение потенциала точечного заряда q в треке можно представить функцией $V(r)$, являющейся решением уравнения Пуассона:

$$V(r) = \frac{q}{\epsilon r} e^{-r/r_D}, \quad (14)$$

где r_D — так называемый дебаевский радиус экранирования, который зависит от концентрации носителей заряда.

Как следует из (14), на расстояниях $r \gg r_D$ электрическое поле заряда компенсируется за счет перераспределения заряженных частиц в треке. Существенно также, что дебаевский радиус характеризует глубину проникновения внешнего электростатического поля E_0 в область трека:

$$E = E_0 \cdot e^{-x/r_g}, \quad (15)$$

где E_0 — напряженность поля вне трека; E — напряженность поля на глубине x от границы трека.

Для оценки величины дебаевского радиуса допустим, что в треке радиуса r_T концентрация носителей заряда постоянна и равна n . Тогда

$$r_g = \sqrt{\frac{\epsilon k T}{4\pi n e^2}}. \quad (16)$$

При подстановке численного значения констант

$$r_g = 6,9 \sqrt{T/n}, \quad (17)$$

где T измеряется в градусах Кельвина, а n — в см^{-3} .

Таким образом, если радиус трека превышает дебаевский радиус $r_T \gg r_g$, в треке образуется плазма. Это условие выполняется при больших n . Трек в таком состоянии является квазинейтральным, так как квазинейтральность выполняется уже на характерных размерах $\sim r_g$. Влияние внешнего электрического поля на трек существенно ослаблено (см. (15)). В таком треке происходит интенсивная рекомбинация зарядов противоположных знаков.

Если такое состояние реализуется в треке частицы в ионизационном детекторе, то характеристики детектора ухудшаются. Действительно, рекомбинация и ослабление внешнего электрического поля уменьшают величину измеряемого ионизационного эффекта. Наоборот, образование плазмы в треке в сцинтилляторе обычно улучшает его световыход, так как рекомбинация носителей заряда сопровождается испусканием квантов света.

Сделаем численные оценки концентрации n , при которой в треке образуется плазма. Если на единицу длины трека частицы образуется ζ носителей заряда, то

$$n = \zeta / \pi r_T^2. \quad (18)$$

Отсюда

$$r_g / r_T = \sqrt{\frac{\epsilon k T}{4\zeta e^2}}. \quad (19)$$

Условие образования плазмы $r_g/r_T \sim 1$, т.е. $\eta > 4,4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$. Это условие осуществляется уже в треках α -частиц в газе при атмосферном давлении.

Дальнейшая судьба трека целиком определяется свойствами вещества, в котором он образован. Параметры трека, такие, как концентрация носителей заряда, их энергетическое распределение и т.д., непрерывно изменяются. Трек через некоторое время после своего образования может сильно деформироваться. Такие нестабильные треки образуются, как правило, в жидкостях и газах. Стабильные треки образуются в некоторых твердых телах.

Глава 2

КАМЕРА ВИЛЬСОНА

Камера Вильсона позволяет наблюдать треки заряженных частиц в газе [3]. Благодаря конденсации пересыщенного пара на каждом ионе вырастает капля видимых размеров. Время между моментом прохождения частицы через камеру и началом конденсации можно изменять в широких пределах, поэтому камера Вильсона позволяет изучать треки на различных стадиях их формирования.

"Усиление" трека в камере происходит за счет энергии фазового перехода "пересыщенный пар — жидкость". Для усиления трека можно использовать и другие метастабильные состояния: перегретую или переохлажденную жидкости, пересыщенные растворы различных веществ. Вообще энергия любого метастабильного состояния может быть использована для усиления эффекта взаимодействия излучения с веществом. В настоящее время широко используются переходы, показанные на рис. 2: "пересыщенный пар — жидкость" (кривые АВ и СВ) и "перегретая жидкость — пар" (кривая FE).

2.1. Принцип действия

Камера Вильсона представляет собой замкнутый сосуд, заполненный смесью газа и пара. В заданный момент времени, который может быть синхронизован с моментом прохождения через камеру заряженных частиц, давление в объеме камеры с помощью специального механизма резко понижается от величины P_1 до величины P_2 , что приводит к охлаждению смеси

жидких частиц (размерами $10^{-4} - 10^{-6}$ см), которые являются центрами конденсации. В обычном неочищенном газе такие центры всегда существуют (например, в воздухе рабочих помещений содержится до 10^6 частиц в 1 см^3). Поэтому при заполнении камеры Вильсона неочищенным газом при расширении в ее объеме возникает туман даже при перенасыщениях, меньших S_1 . Выросшие капли могут быть удалены из объема камеры с помощью дополнительных "медленных" расширений. В результате капли под действием силы тяжести осаждаются на дно. При многократном повторении этой процедуры объем камеры полностью очищается от центров конденсации. В очищенной камере при пересыщении S_1 происходит конденсация капель на ионах, а при пересыщении S_2 — на незаряженных центрах (флуктуациях плотности газа и пара).

2.3. Граничные пересыщения

Если в очищенной камере создать пересыщение S , удовлетворяющее условию $S_1 < S < S_2$, то в объеме камеры будут наблюдаться треки заряженных частиц. Для того чтобы понять, почему в этих условиях происходит конденсация на ионах, определим, как зависят пересыщения S_1 и S_2 от радиуса капли и как они связаны с параметрами газа и пара.

Прежде всего найдем, чему равно пересыщение, при котором капля радиусом r находится в термодинамическом равновесии с окружающим ее паром.

Незаряженные капли. Покажем, что если при плоской поверхности раздела фаз $S = 1$ по определению, то при выпуклой поверхности раздела $S > 1$, т.е. капля будет находиться в термодинамическом равновесии с паром, только если пересыщение больше единицы.

Известно, что благодаря поверхностному натяжению давление P_1 внутри капли больше, чем давление P окружающего ее пара, а именно:

$$P_1 = P_H + \frac{2\alpha}{r} \quad (21)$$

где r — радиус капли; α — коэффициент поверхностного натяжения. Это приводит к тому, что равновесное давление пара над выпуклой поверхностью оказывается больше равновесного давления пара над плоской поверхностью. Рассмотрим систему, состоящую из сосуда, заполненного жидкостью, в которую помещен капилляр (рис. 3). Если стенки капилляра не смачиваются жидкостью, то мениск будет выпуклым (в первом приближении — полусфера). Под действием поверхностного давления жидкость в капилляре опустится ниже уровня плоской поверхности на величину:

$$h = \frac{2\alpha}{r\rho g}, \quad (22)$$

где ρ — плотность жидкости; g — ускорение силы тяжести.

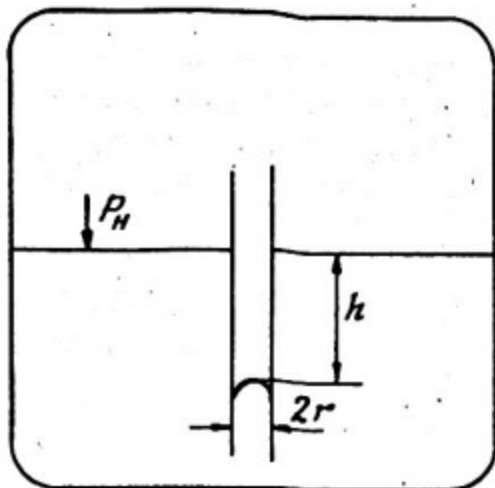


Рис. 3. Понижение уровня жидкости при выпуклой поверхности раздела

Система, показанная на рис. 3, находится в термодинамическом равновесии, что позволяет найти зависимость между давлением пара над выпуклой поверхностью радиуса r и давлением пара над плоской поверхностью.

Поскольку давление пара, заполняющего сосуд, находящийся в поле тяжести, изменяется с высотой, давление над плоской поверхностью P_H будет меньше, чем давление P над выпуклой поверхностью жидкости, находящейся в капилляре. Согласно барометрической формуле

$$P = P_H e^{-\frac{\mu g h}{RT}}, \quad (23)$$

где μ — молекулярный вес пара; R — газовая постоянная; T — температура пара.

При выпуклом мениске h отрицательно и всегда $P > P_H$. Подставляя значение h в формулу (23), получаем

$$P = P_H e^{\frac{2\mu\alpha}{r\rho RT}}. \quad (24)$$

Таким образом, равновесное пересыщение вблизи сферической поверхности

$$S' = \frac{P}{P_H} = e^{\frac{2\mu\alpha}{r\rho RT}}$$

или

$$\ln \delta = \frac{\mu}{R \rho T} \cdot \frac{2\alpha}{r} \quad (25)$$

Чем больше пересыщение, тем меньше равновесный радиус капли. Вероятность образования зародыша новой фазы увеличивается с уменьшением его размеров. При достаточно большом пересыщении конденсация пара происходит на флуктуациях плотности. Это пересыщение и есть граница образования тумана.

Заряженные капли. Поведение заряженной капли в пересыщенном паре существенно отличается от поведения незаряженной капли того же радиуса. Это обусловлено тем, что к силам поверхностного натяжения добавляется сила электростатического отталкивания.

Давление внутри заряженной капли

$$P_1 = P_H + \frac{2\alpha}{r} - \frac{e^2}{8\pi r^4} \quad (26)$$

Два члена в правой части (26) характеризуют давление, обусловленное поверхностным натяжением $\frac{2\alpha}{r}$ и электрическим полем $\frac{e^2}{8\pi r^4}$. Их знаки противоположны, потому что с уменьшением радиуса капли потенциальная энергия поверхностного натяжения убывает, а электростатическая потенциальная энергия растет. Поэтому над заряженной каплей давление всегда меньше, чем над незаряженной.

Равновесное пересыщение для заряженных капель может быть определено, если в (21) вместо $P_1 - P = \frac{2\alpha}{r}$ подставить значение $P_1 - P_H$ для заряженной капли из формулы (26). Тогда равновесное пересыщение для капли, несущей один электрический заряд, запишется как

$$\ln \delta_1 = \ln \frac{P}{P_H} = \frac{\mu}{R \rho T} \left[\frac{2\alpha}{r} - \frac{e^2}{8\pi r^4} \right], \quad (27)$$

где μ , R , ρ , T имеют те же значения, что и в (25).

Зависимость равновесного пересыщения от радиуса заряженной капли показана на рис. 4 сплошной линией.

Исследование поведения термодинамического потенциала от радиуса заряженной капли показывает, что при малых r заряженная капля может

находиться в устойчивом термодинамическом равновесии с окружающим ее паром. Эта область соответствует левой ветви кривой пересыщения, и в ней при любом пересыщении заряженная капля радиусом больше равновесного r^* будет испаряться, а меньше r^* — расти.

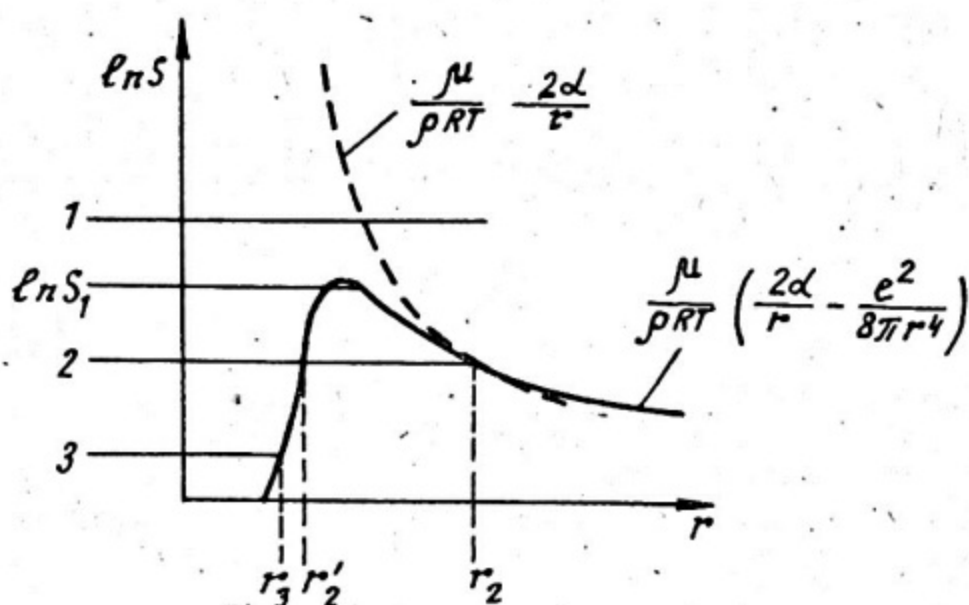


Рис. 4. Зависимость равновесных пересыщений от радиуса заряженной капли

При радиусах капли больше 10^{-7} см для образования заряженных и незаряженных капель требуется одно и то же пересыщение. Но при меньших радиусах для роста незаряженных капель необходимо пересыщение больше единицы, заряженные же капли растут в насыщенном и даже ненасыщенном паре. При уменьшении пересыщения равновесный радиус заряженной капли уменьшается очень медленно. Так, расчет показывает, что при уменьшении давления водяных паров в воздухе в 10^{18} раз по отношению к давлению насыщенных паров радиус капли уменьшится всего в два раза.

В атмосферном воздухе всегда имеется некоторое количество водяного пара, поэтому при ионизации воздуха всегда возникают маленькие капли, которые, как уже упоминалось, находятся в термодинамическом равновесии с паром.

В табл. 3 приведены экспериментальные данные для конденсации положительных или отрицательных ионов.

Таблица 3

Пар	μ	$\rho_{ж}, \text{г/см}^3$	$\alpha, \frac{\text{эВ}}{\text{см}}$	$\left(\frac{P}{P_H}\right)_{\text{эксп}}$	Знак иона
H_2O	18	1,0	76,5	4,14	-
$\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$	46	0,81	23,1	1,94	+
CH_3OH	32	0,81	24,7	2,95	+

Для всех применяемых жидкостей разница между S_1 и S_2 обычно невелика. Величина пересыщения не зависит от природы газа и уменьшается с увеличением температуры фазового перехода.

Зависимость пересыщений от температуры. Пересыщения, соответствующие границе образования капель на ионах S_1 и границе образования тумана S_2 , могут быть представлены в виде:

$$\ln S_1 \sim \alpha T^{-1};$$

$$\ln S_2 \sim \alpha^{3/2} T^{-3/2}.$$

Как видно, величина области пересыщения, при которой камера может работать, зависит от свойств жидкости и температуры смеси газа и пара.

2.4. Способы создания пересыщения

Расширение смеси газа и пара в камере Вильсона. Необходимое пересыщение пара достигается в результате охлаждения при адиабатическом расширении смеси. После расширения и регистрации частиц смесь газа и пара сжимают до первоначального объема. Через некоторое время, необходимое для восстановления первоначальных условий, может быть проведено повторное расширение.

Рассмотрим полный цикл работы камеры Вильсона в координатах PV , где P – давление, а V – объем газа (рис. 5). В начальный момент давление и объем соответствуют точке 1. Определим возникающее после расширения (точка 2) пересыщение

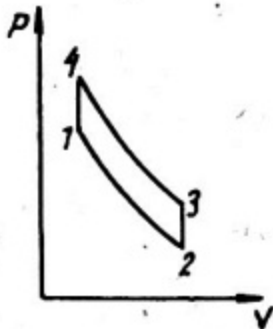


Рис. 5. Цикл работы камеры Вильсона

$S = \frac{P_2}{P_H(T_2)}$, где P_2 – давление пара после расширения, а

$P_H(T_2)$ – давление насыщенного пара при температуре T_2 в конце расширения. Будем считать, что смесь газа и пара подчиняется законам идеального газа. Тогда парциальное давление пара после расширения най-

дем из уравнения адиабаты: $P_2 = P_1 \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{-\gamma}$,

где $\gamma = \frac{C_P}{C_V}$ (C_P и C_V – теплоемкости соответственно при постоянном давлении и постоянном объеме).

Если $P_1 = P_H(T_1)$, то

$$S = \frac{P_H(T_1)}{P_H(T_2) \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{\gamma}} \quad (28)$$

Для адиабатического процесса:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{\gamma-1} \quad (29)$$

Время расширения при начальном давлении, близком к атмосферному, смеси газа и пара составляет $(10 \div 20) \cdot 10^{-3}$ с. С повышением давления в объеме камеры время расширения растёт.

Непосредственно после расширения охлажденная смесь начинает нагреваться благодаря теплообмену со стенками камеры и конденсации капель (которая сопровождается выделением тепла).

Нагревание газа и конденсация капель приводят к уменьшению пересыщения. Поэтому через время τ (время чувствительности) пересыщение в камере падает ниже величины S_1 . Время чувствительности камеры, работающей при атмосферном давлении, $\tau \sim 0,1$ с. С повышением давления время чувствительности увеличивается примерно по линейному закону.

После того как пересыщение в объеме камеры упадет ниже S_1 , камера неспособна регистрировать излучение. Поэтому после фотографирования образовавшихся треков производится сжатие до начального объема

(точка 4). Через некоторое время, необходимое для восстановления начальных температур и пересыщения (точка 1), может быть проведено повторное расширение. Камера Вильсона является, таким образом, периодически действующим прибором.

Отношение времени, в течение которого камера способна регистрировать заряженные частицы, к полному времени цикла колеблется в пределах от 10^{-3} для небольших камер до 10^{-4} для камер высокого давления.

Создание необходимого пересыщения в диффузионной камере [4]. Камера представляет собой замкнутый сосуд, заполненный смесью газа и пара (рис. 6). Дно и крышка камеры расположены в горизонтальной плоскости и между ними создается градиент температуры в вертикальном направлении. Пар с поверхности источника пара, расположенного выше дна, испаряется и диффундирует к охлаждаемому дну. Вблизи дна камеры образуется чувствительный слой высотой несколько сантиметров, в котором пересыщение превышает δ_1 .

Постоянно-действующим источником пара может служить смачиваемый жидкостью пористый материал, находящийся в тепловом контакте с внутренней поверхностью стенок камеры. Под действием капиллярных сил жидкость поднимается со дна камеры в верхние сечения, где испаряется и диффундирует ко дну.

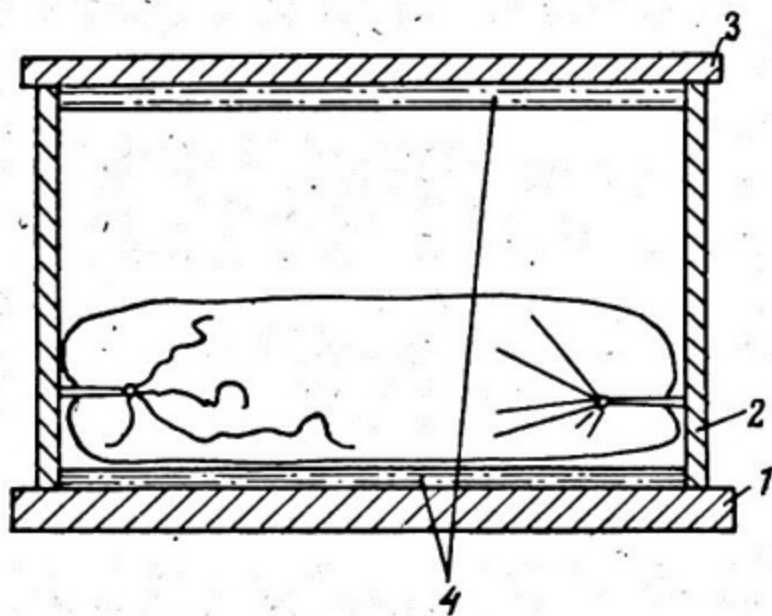


Рис. 6. Схема диффузионной камеры:

1 — охлаждаемое дно; 2 — стенки; 3 — крышка; 4 — источники пара

Заряженная частица, проходя через объем камеры, образует на своем пути электроны и ионы. Если частица проходит через чувствительный слой, то на ионах вырастают капли, создавая видимый трек, который под действием силы тяжести опускается на дно. Если частица проходит выше чувствительного слоя, то на ионах образуются стабильные заряженные капли, имеющие размеры меньше r_1 ; эти капли не могут вырасти до видимых размеров, пока не попадут в чувствительный слой.

Диффузионная камера по существу является детектором с непрерывной чувствительностью. Однако, если число ионов, образующихся в чувствительном слое в единицу времени, превышает некоторое предельное значение, то пересыщение в объеме камеры уменьшается и камера перестает регистрировать треки заряженных частиц. Если уменьшить число ионов, возникающих в объеме камеры в единицу времени, то через некоторое время пересыщение восстановится. Время восстановления зависит от скорости диффузии пара через газ. При работе с импульсным источником время восстановления в зависимости от давления газа в камере составляет 5 — 10 с.

2.5. Структура трека

Трек быстрой заряженной частицы в камере Вильсона состоит из отдельных капель, сконденсировавшихся на ионах.

С помощью камеры Вильсона можно измерять как первичную ионизацию в треке (число пар ионов, образованных первичной частицей), так и вторичную (число пар ионов, образованных δ -электронами). (Значения этих величин для различных газов см. в табл. 1.)

Структура трека определяется пространственным распределением ионов, являющихся центрами конденсации капель. Если заряженная частица образует ионы в объеме камеры с пересыщением, большим, чем S_1 , то конденсация пара на ионах приводит к резкому уменьшению коэффициента диффузии, и поэтому распределение капель практически совпадает с распределением ионов.

Электроны в процессе термализации перемещаются на значительные расстояния ($\sim 10^{-2}$ см). В случае применения электроотрицательных газов может происходить захват электронов в процессе термализации с образованием отрицательных ионов с последующим ростом на них капель.

Если пересыщение в камере создается через время t после прохождения через камеру частицы, то диффузия ионов приводит к размытию трека. Характерный размер этого размытия определяется коэффициентом диффузии.

Изменяя интервал времени t между моментом прохождения частицы и моментом создания пересыщения в камере, можно наблюдать распределение ионов в газе в различные моменты времени.

Измерение первичной и вторичной ионизации. На фотографиях, полученных в камере Вильсона, в диффузионной камере, первичная ионизация может быть определена по числу первичных электронов (включая δ -электроны). Такие измерения удобнее проводить на резких недиффузных следах.

В стримерной камере* также можно измерять первичную ионизацию. Было установлено, что при определенных условиях число стримеров в треке релятивистской частицы соответствует числу первичных ионизационных столкновений. Детальное исследование показало, что в стримерной камере возможно измерение ионизации в области релятивистского роста ионизационных потерь с точностью до 1,5%. Релятивистский рост первичной ионизации в газах составляет несколько десятков процентов, поэтому измерение первичной ионизации с точностью в несколько процентов позволяет надежно разделять протоны, π - и K -мезоны в пучках с энергией до нескольких десятков гигаэлектронвольт.

Полная ионизация определяется в камере Вильсона и диффузионной камере подсчетом полного числа капель, образованных частицей на своем пути. Определение полной ионизации в камере Вильсона удобно вести в условиях, когда расширение производится с некоторым запаздыванием относительно момента попадания частицы в камеру.

В диффузионной камере также можно определить полную ионизацию. Пространственное разделение ионов одного знака легко получить, если ввести исследуемые частицы в объем камеры выше чувствительного слоя и затем переместить их в чувствительный слой с помощью электрического поля.

2.6. Управляемые камеры

Камеру Вильсона можно поставить в такой режим работы, что она будет регистрировать только отобранные электронной аппаратурой частицы. Простейший вариант управления камеры показан на рис. 7. В камере регистрируются только те частицы, которые прошли через верхний и нижний детекторы. Последовательность событий включает: прохождение заряженной частицы через детекторы и камеру, образование в объеме камеры электронов и ионов, создание необходимого пересыщения и фотографирования образовавшихся на ионах капель. Принципиально важным для осуществления всей последовательности операций является большое время жизни ионного трека в объеме камеры. Образованные быстрой заряженной частицей электроны и ионы в треке в процессе термализации отходят друг от друга на расстояние 10^{-2} см (при атмосферном давлении), что обеспечивает им большое время жизни относительно рекомбинации.

22 * См. гл. 3.

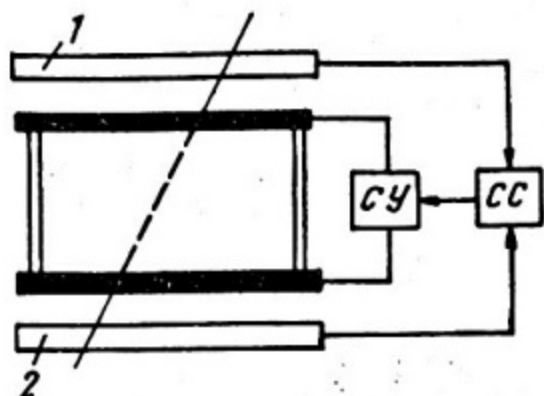


Рис. 7. Схема управления камерой Вильсона (пунктирная линия — трек частицы); 1, 2 — счетчики; СС — схема совпадений; СУ — схема управления

Время жизни такого трека определяется процессами диффузии (с течением времени происходит размытие трека). Применяя электроотрицательные газы (или добавляя их в основной газ) можно локализовать электроны. В принципе, применяя разделяющее электрическое поле, можно получить от одной частицы два трека: один — состоящий из капель, сконденсировавшихся на положительных ионах, другой — на отрицательных.

Управляемая счетчиками камера работает в ждущем режиме — регистрирует только те события, на которые настроена электронная аппаратура в данном эксперименте. Однако разрешающая временная способность такой камеры невелика. Она определяется временем чувствительности камеры, которая по порядку величины (как уже упоминалось) равно 10^{-1} с. Поэтому, если два события разделены во времени на меньшую величину, они не будут зарегистрированы отдельно.

Благодаря большому времени чувствительности на фотографиях, полученных с помощью камеры Вильсона, всегда присутствуют треки фоновых частиц. Ясно, что чем меньше время чувствительности, тем меньше регистрируется фоновых частиц.

2.7. Разрядно-конденсационные камеры

Разрешающее время камеры Вильсона (и диффузионной камеры) может быть существенно уменьшено, если создать условия, при которых будут регистрироваться только "отмеченные" определенным образом треки. Такие "меченые" треки можно создавать с помощью импульсного электрического поля. Если в момент прохождения частицы через камеру в ее объеме создать электрическое поле с достаточной для ударной ионизации напряженностью, то образующийся после конденсации капель трек этой частицы будет выделен по отношению к другим. Разрешающее время здесь определяется длительностью высоковольтного импульса и временем развития лавины. При

скорости лавины $\sim 10^6$ см/с, при длине лавины $\sim 10^{-3} \div 10^{-2}$ см возможно временное разрешение $\sim 10^{-8} \div 10^{-9}$ с. Возможности такого типа детектора, получившего название разрядно-конденсационной камеры, были оценены только после создания генераторов коротких ($\sim 10^{-8}$ с) высоковольтных импульсов. Методика управления диффузионной камерой с помощью импульсного электрического поля, перемещающего треки частиц в чувствительный слой, была предложена еще в 1963 году.

Глава 3

СТРИМЕРНАЯ КАМЕРА

Созданием стримерной камеры завершился ряд работ по исследованию искровых счетчиков и искровых камер. Еще в 1948 г. было обращено внимание на возможность использования газового счетчика с двумя плоскими электродами, расположенными параллельно друг другу, в качестве быстрого детектора, позволяющего определить координаты заряженной частицы. Разряд в таком счетчике, инициированный заряженной частицей, завершается искровым пробоем газового промежутка.

Первые работы были посвящены в основном исследованию временных характеристик искрового счетчика. Е.К. Завойский и Г.Е. Смолкин в 1956 г. [6] исследовали счетчики с межэлектродным расстоянием $\sim 0,2$ мм, которые имели дисковые электроды диаметром 10 мм и заполнялись смесью аргона и насыщенных паров эфира при общем давлении 13 атм. С помощью электронно-оптического преобразователя с временной разверткой изображения искр была определена длительность искрового разряда, равная $2 \div 3 \times 10^{-9}$ с. Интенсивность света от искр достигала половины максимального значения за время $\sim 2,5 \cdot 10^{-10}$ с. Благодаря дальнейшему сокращению межэлектродного расстояния и изменению состава рабочей смеси эта величина может быть доведена до 10^{-11} с.

Примерно в это же время исследовался вопрос о пространственном разрешении искрового счетчика. Было установлено, что, действительно, искра позволяет определять координаты места прохождения заряженной частицы через счетчик с точностью 0,2 — 1 мм. Дальнейшее развитие этой методики связано с применением в искровых счетчиках импульсного режима питания [7].

Импульсный режим применялся ранее в годоскопах счетчиков Гейгера — Мюллера и годоскопах из газоразрядных трубок [8], помещенных в

плоский конденсатор. Газ в трубках, через которые прошла заряженная частица, светился, если момент подачи импульса высокого напряжения совпадал с моментом прохождения частицы.

Рассмотрим принцип действия искрового счетчика с импульсным питанием (схема включения аналогична приведенной на рис. 7). Ионизация газа, вызванная проходящей частицей в рабочем объеме счетчика, сохраняется до прихода импульса напряжения на электрод. Возникающая искра локализуется вблизи траектории частицы. Счетчики наполняют воздухом, поэтому сразу после прохождения частицы через счетчик электроны захватываются молекулами кислорода, образуя отрицательные ионы. В сильном электрическом поле (после подачи импульса напряжения) электроны отрываются от молекул кислорода и ускоряются до энергии, достаточной для образования электронно-фотонных лавин, перерастающих в искровой разряд. Отрицательные ионы обладают малой подвижностью, поэтому долго "живут" в объеме счетчика и время памяти счетчика составляет десятки микросекунд.

Следующий шаг в развитии искровой камеры был связан с применением инертных газов для заполнения объема камеры [9]. В такой камере были осуществлены условия, когда искровой разряд проходил вдоль траектории частицы, и возможно было наблюдение ливней частиц. Камера состояла из нескольких искровых промежутков, в которых, как и в многопластинчатой камере Вильсона, просматриваются участки траектории частицы.

Наконец, в 1963 г. появилось сообщение [10] о создании двухэлектродной камеры с большим зазором, в которой вдоль следа частицы возникал искровой разряд. В такой камере можно было наблюдать вершины взаимодействия — начальные точки треков для событий, происходящих в зазоре между электродами. Помещенная в магнитное поле камера позволяла определить кривизну трека и соответственно импульс заряженной частицы.

По сравнению с камерой Вильсона все рассмотренные искровые камеры имеют и преимущества (в основном — существенно лучшее быстродействие) и недостатки. Во всех камерах наблюдается пространственная неизотропность; отсутствует информация о первичной и вторичной ионизации. Искровой разряд в камере стирает различия в величине удельной ионизации: искра от быстрого электрона и от многозарядного иона неотличимы друг от друга. В этом смысле искровая камера не является трековым детектором — структура следа в ней характеризует не частицу, породившую след, а канал искрового разряда, развивающийся вдоль следа.

В 1964 г. эти недостатки искровой камеры были в значительной степени устранены в результате работ советских ученых [11], [12]. Было установлено, что при укорочении длительности высоковольтного импульса можно добиться такого режима, когда стримеры, образующиеся вдоль следа частицы, не достигают электродов и повисают в объеме камеры. Последую-

шее укорачивание длительности импульса приводит к постепенному непрерывному уменьшению размеров стримеров (вдоль вектора напряженности электрического поля) и уменьшению его яркости (рис. 8). Уменьшение размеров стримеров происходит симметрично с обеих сторон относительно следа частицы, вблизи которого начинается лавинно-стримерный переход. Регистрация следов частиц на стадии электронных лавин дает максимальную изотропность свойств и максимальную информацию об удельной ионизации частицы. Однако при этом возникают трудности при регистрации слабосветящегося следа. Следы частиц на стадии электронных лавин регистрируют либо усилением света с помощью электронно-оптических преобразователей (световая камера), либо благодаря концентрации капель на ионах (разрядно-конденсационная камера).

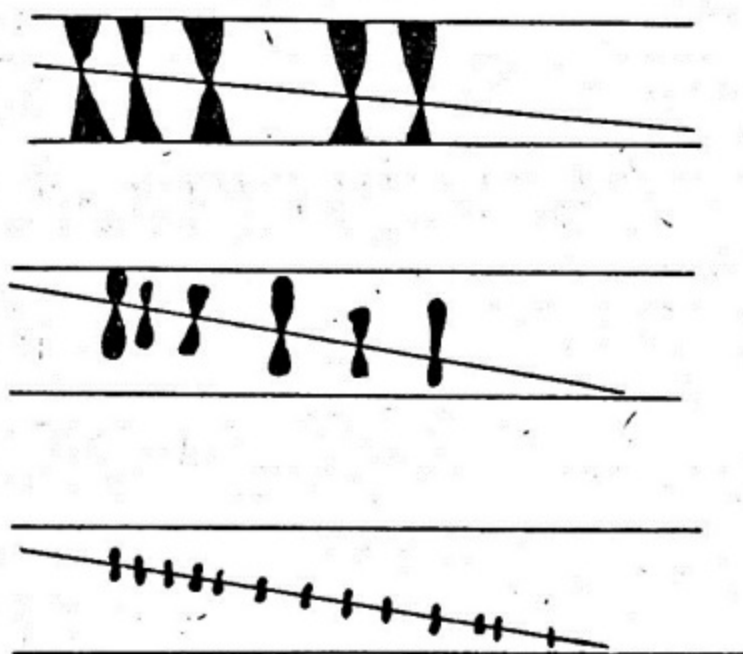


Рис. 8. Уменьшение длины стримеров при уменьшении длительности импульса высокого напряжения

В работе [9] была осуществлена локализация разряда вблизи ионизационного трека частицы с помощью высокочастотного электрического поля. Предельным случаем высоковольтного электрического поля является электрическое поле света. Возможность создания разрядной камеры с использованием лазера была рассмотрена в работе [13].

Наиболее широкое применение получил детектор, в котором электрический разряд обрывается на стадии развития стримеров. Важной особенностью детектора нового типа, получившего название "стримерная камера", является использование очень коротких ($\sim 10^{-8}$ с) высоковольтных им-

пульсов, вызывающих появление стримеров вдоль ионизационного трека регистрируемой частицы. Число стримеров зависит как от первичной, так и от вторичной ионизации, поэтому стримерная камера может быть отнесена к трековым детекторам.

3.1. Развитие стримерного разряда

След частицы в стримерной камере состоит из светящихся штрихов, представляющих собой начальные участки положительного (движущегося к аноду) и отрицательного (движущегося к катоду) стримеров.

Рассмотрим процесс развития разряда в газовом промежутке между двумя плоскими электродами. Начальная стадия развития разряда может быть описана теорией Таунсенда. Допустим, что к моменту, когда напряженность электрического поля в объеме между электродами равна E_0 , число пар ионов в объеме равно N_0 . Тогда после прохождения расстояния d число пар ионов в лавине

$$N = N_0 \exp(\alpha d), \quad (30)$$

где α — коэффициент ударной ионизации, равный числу пар ионов, которые образуют электрон на пути в 1 см. Лавина имеет форму клина с закругленной головкой.

При достаточной большой напряженности электрического поля электронная лавина может перейти в стример. Для этого необходимо, чтобы лавина создавала объемный заряд, причем напряженность электрического поля объемного заряда

$$E' = k E_0. \quad (31)$$

Для воздуха $0,1 < k < 1$ (в зависимости от давления). Для осуществления стримерного разряда необходимо, чтобы плотность ионов в лавине была не ниже критической $n_{кр}$. Анализ экспериментальных данных дал следующее значение

$$n_{кр} = \alpha \cdot \exp(\alpha d) / \pi r_0^2 = 7 \cdot 10^{11} \text{ ион/см}^3, \quad (32)$$

где r_0 — радиус лавины.

Это условие выполняется, если предположить, что при газовом разряде лавина переходит в стример, когда дебаевский радиус плазмы становится много меньше размеров лавины, а именно

$$\frac{r_g}{r_0} \ll 1. \quad (33)$$

Качественно развитие разряда после перехода лавины в стример можно описать так. Электроны, которые находятся на фронте лавины, движутся под действием внешнего электрического поля, усиленного пространственным зарядом электронного облака. Они движутся с большой скоростью, оставляя за собой новые электроны и ионы, образуя плазму. Так развивается движущийся к аноду (анодный) стример, скорость которого (как показывает расчет, согласованный с экспериментом) есть скорость дрейфа электронов в поле головки стримера.

Механизм развития катодного стримера до сих пор окончательно не установлен. Одно из возможных объяснений предполагает существование мощной фотоионизации газа вблизи катодного конца стримера. Другой возможный механизм катодного стримера связан с предположением, что в плазме разряда возникают продольные плазменные колебания. При этом на катодном конце плазмы в определенные полупериоды колебаний возникает электрическое поле, превышающее внешнее поле и направленное навстречу ему. Часть электронов под действием этого поля продвигает стример к катоду.

3.2. Конструктивные особенности стримерной камеры

Современная стримерная камера представляет собой замкнутый сосуд объемом от 1 см^3 до нескольких кубических метров. Камера наполняется чаще всего неон-гелиевой смесью до давления 1 атм. В качестве прозрачного электрода, через который производится фотографирование, применяются либо стекло с проводящим покрытием, либо проволочная сетка.

В рабочий объем камеры могут помещаться диэлектрические конверторы, пластические сцинтилляторы, мишени, наполненные твердым, жидким или газообразным водородом.

Для получения стримеров достаточной яркости в камере, наполненной неон-гелиевой смесью, необходимо создать напряженность электрического поля $\sim 20 \text{ кВ/см}$ на время $\sim 10^{-8} \text{ с}$.

Высоковольтное питание больших стримерных камер осуществляется по стандартной схеме: источник постоянного напряжения \rightarrow генератор высоковольтных импульсов напряжения (ГИН) \rightarrow формирующая линия \rightarrow электроды камеры \rightarrow согласующее сопротивление.

ГИН преобразует постоянное высоковольтное напряжение в импульсное, имеющее в 10 — 30 раз большую амплитуду. Формирующая линия заряжается до этого напряжения за время 0,2 — 0,5 мс. Полное время от момента прохождения частицы до возникновения стримера составляет 0,5 — 0,8 мкс. За это время электроны диффундируют из трека на расстояние 0,4 — 0,5 мм.

Точность определения координат следа с учетом размера стримера составляет 0,3 мм.

В качестве формируемой линии обычно используется специальная коаксиальная или полосковая линия, которая позволяет вдвое увеличить амплитуду сформированного импульса по сравнению с обычной разомкнутой линией. Electroды камеры образуют полосковую линию с волновым сопротивлением 20 – 40 Ом, соединенную с формирующей линией. Проходящий по камере импульс с амплитудой 500 – 800 кВ гасится согласующим сопротивлением.

3.3. Наполнение камеры

Как уже упоминалось, наиболее часто объем камеры заполняется неон-гелиевой смесью (90 – 70% Ne + 10 ÷ 30% He), дающей наибольшую яркость следов. Иногда для снижения рабочего напряжения в объем камеры добавляют ~ 0,25% изобутана. Применение других благородных газов показало, что каждый из них может служить рабочим газом, однако достигаемая яркость следов в них обычно меньше, чем в неоне.

Примеси воздуха, паров спирта или иода уменьшают яркость следов в стримерной камере, наполненной неоном. Электроотрицательные добавки (SF_6 , фреон, O_2 и др.), захватывая электроны, существенно уменьшают время памяти. Важно выбрать примесь так, чтобы она не сильно уменьшала яркость треков и не увеличивала подвижность электронов, что ведет к увеличению длины стримера.

Большой интерес представляют камеры, наполненные гелием и водородом в связи с использованием рабочего газа в качестве мишени.

В камере, наполненной водородом, требуются специальные условия для увеличения яркости следов. На электроды камеры подается более длинный высоковольтный импульс. Для увеличения яркости следов вводятся добавки метана (до 1%) и паров воды (до 0,01%). Такие добавки не изменяют свойств камеры как водородной мишени. Яркость следов в водородной камере, работающей при атмосферном давлении, достаточна для фотографирования с помощью высокочувствительных фотоматериалов, обычно применяемых для этой цели.

Кроме перечисленных газов, для наполнения стримерной камеры используется также азот и углекислый газ.

3.4. Временные характеристики камеры

Время памяти стримерной камеры определяется временем "рассасывания" трека. В чистом благородном газе за счет диффузии электронов трек размывается и через 100 – 150 мкс практически исчезает. Изменяя время запаздывания высоковольтного импульса, можно усиливать трек на различных стадиях его существования. Так, при малом времени запаздывания высоковольтного импульса число стримеров характеризует первичную ионизацию; при большом времени запаздывания – полную ионизацию.

Большое время памяти позволяет с помощью двухимпульсного высоковольтного питания различать частицы, попавшие в камеру одновременно. На стримерной камере в г. Серпухове двухимпульсное питание было применено для выделения μ - e распадов. После прохождения через камеру мюона подается высоковольтный импульс с амплитудой 300 кВ и длительностью 40 мс, который размножает электроны в треке мюона. Через 6 мкс (за это время распадается примерно 90% остановившихся мюонов) подается импульс с амплитудой 800 кВ и длительностью 20 мс, усиливающий треки мюона и электрона. В результате подачи двух высоковольтных импульсов след мюона выглядит ярче, чем след электрона. Относительная яркость следов мюона и электрона может регулироваться в широких пределах изменением амплитуды предварительного и основного импульсов.

Как уже упоминалось, введение электроотрицательных добавок существенно уменьшает время памяти благодаря захвату электронов в процессе термализации. Время памяти в этом случае определяется временем жизни свободных электронов до захвата их электроотрицательной примесью. Изменяя концентрацию примеси, можно изменять время памяти в широких пределах.

В принципе, прилипание электронов можно использовать и для увеличения времени памяти стримерной камеры. Прилипание электрона и образование электроотрицательного иона как бы "стабилизирует" трек. Диффузионное размытие такого трека существенно замедляется. Если в какой-то момент времени разрушить отрицательные ионы, то в электрическом поле большой напряженности возможно развитие стримеров на электронах.

Скорость развития стримера $\sim 10^8$ см/с, поэтому по длине стримера можно определять промежуток времени между началом и концом развития стримера. "Мертвое" время стримерной камеры существенно меньше 10^{-3} с. Цикл работы камеры в основном определяется техническими факторами (время зарядки конденсатора, фотографирования и т.д.).

3.5. Пространственное разрешение

След частицы в стримерной камере состоит из светящихся штрихов, представляющих собой начальные участки анодного и катодного стримеров. Эти штрихи (сгустки плазмы) вытянуты по полю на 5 — 15 мм с поперечными размерами ~ 1 мм.

Несмотря на то, что ширина следа частицы вдоль электрического поля составляет несколько мм, точность определения координаты следа составляет около 1 мм. Точность определения координаты в плоскости электродов камеры составляет 0,25 — 0,4 мм.

Таким образом, пространственная локализация следов частиц в стримерной камере такого же порядка, как в камере Вильсона.

Регистрация большого числа частиц, одновременно проходящих через камеру, может привести к уменьшению напряженности электрического поля в ее объеме. Экспериментально показано, что при времени памяти ~ 1 мкс стримерная камера может работать в пучках частиц $\sim 10^8 \text{ с}^{-1}$.

3.6. Определение первичной и вторичной ионизации

В 1968 г. было установлено, что при определенных условиях, число стримеров на следе релятивистской частицы в стримерной камере соответствует числу первичных ионизационных столкновений (первичной ионизации). Для осуществления этих условий необходимо, чтобы задержки между прохождением частицы и высоковольтным импульсом были достаточно малы ($\tau \sim 150$ мкс). При увеличении времени задержки ($\tau > 150$ мкс) число стримеров на 1 см растет. При больших задержках возможно осуществить режим, когда число стримеров пропорционально полной ионизации. В этом случае благодаря диффузии электроны отходят друг от друга на расстояния, при которых каждый электрон формирует стример.

3.7. Применение

В настоящее время стримерная камера находит применение в различных областях физики. Однако ввиду ее быстродействия наиболее широкое применение она находит в экспериментах на ускорителях. Практически в каждой лаборатории, имеющей ускоритель, работают стримерные камеры.

Камера позволяет измерить угловое распределение частиц и кривизну следа в магнитном поле. Отсутствие многократного рассеяния и малая плотность вещества обеспечивает высокую точность определения этих характеристик.

Камера позволяет измерить первичную ионизацию с точностью достаточных для идентификации частиц по релятивистскому росту ионизации на треке.

Целесообразно использовать камеру с жидководородными мишенями, а также камеры, наполненные водородом или гелием, в которых газ служит мишенью.

Глава 4

ПУЗЫРЬКОВАЯ КАМЕРА

4.1. Принцип действия

Пузырьковая камера представляет собой замкнутый сосуд, заполненный прозрачной жидкостью, нагретой до температуры, близкой к температуре кипения. В определенный момент времени гидростатическое давление в камере резко уменьшается до давления, при котором жидкость становится перегретой. Перегретая жидкость может сравнительно долго оставаться в метастабильном состоянии. Кипение начинается с образования микроскопических пузырьков — зародышей новой фазы.

В 1952 г. Глезер [5] экспериментально показал, что при определенных условиях пузырьки образуются вдоль следа заряженной частицы, проходящей через перегретую жидкость. В своих опытах (рис. 9) Глезер помещал диэтиловый эфир в стеклянную колбу (диаметром 1 см) при температуре около 130°C и давлении около 20 атм. После сброса давления до 1 атм жидкость оставалась в перегретом состоянии несколько секунд, после чего начиналось бурное кипение.

Используя телескоп счетчиков для поджига импульсных ламп, можно было получить фотографии начальных стадий кипения. На полученных фотографиях были видны пузырьки, расположенные вдоль следа частицы, прошедшей через перегретую жидкость и телескоп счетчиков. Так впервые была осуществлена пузырьковая камера.

Если поверхность стен достаточно чиста, вскипание начинается только на пузырьках, образовавшихся в объеме камеры после прохождения заряженной частицы. Скорость роста пузырька в этом случае очень велика. Пузырьки вырастают до размеров $\sim 10^{-2}$ см за время, равное нескольким микросекундам.

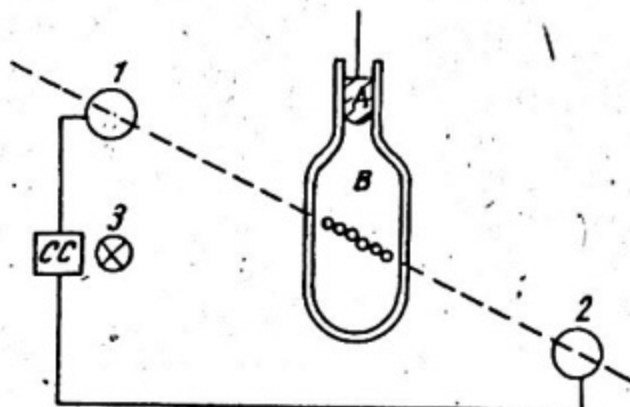


Рис. 9. Схема эксперимента, позволяющего наблюдать треки быстрых частиц в перегретой жидкости:

А – буферная жидкость; В – перегретая жидкость; СС – схема совпадений; 1 и 2 – счетчики частиц; 3 – лампа для освещения

Камеры, предназначенные для физических измерений, сильно отличаются от первой камеры Глезера. Металлический корпус и окна для освещения и ввода частиц в таких камерах способствуют тому, что вскипание жидкости происходит не только в объеме, но и на поверхности стен в местах сочленения деталей, сделанных из различных материалов. В таких камерах пузырьки растут медленнее (несколько миллисекунд).

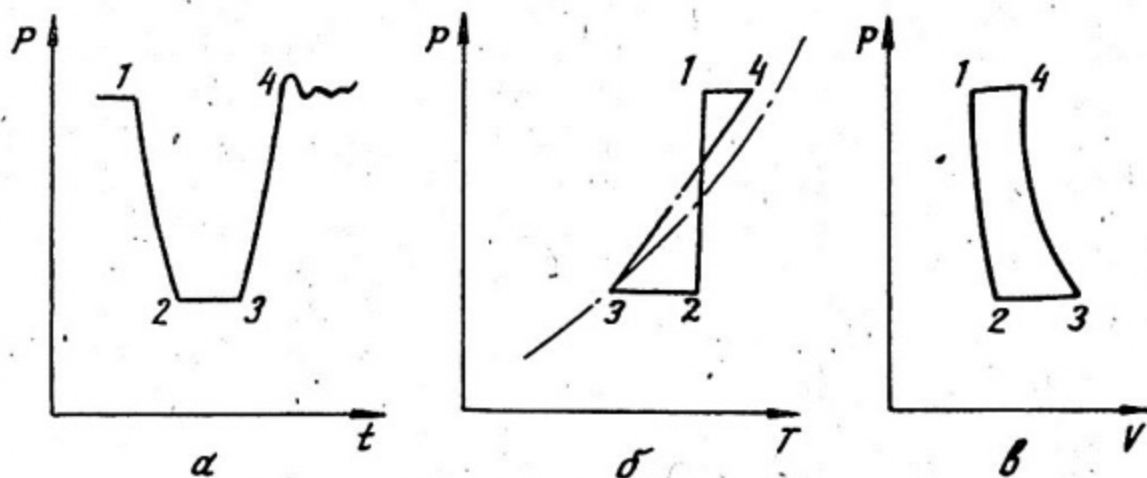


Рис. 10. Цикл работы пузырьковой камеры

Рассмотрим цикл работы пузырьковой камеры в координатах "давление – время" (рис. 10,а), "давление – температура" (рис. 10,б) и "давление – объем" (рис. 10,в). Жидкость до расширения находится в камере при

температуре T_p и давлении P_1 , большем, чем равновесное давление над плоской поверхностью P_H (точка 1 на всех графиках). В момент времени t_1 давление понижается до величины P_2 и жидкость становится перегретой (точка 2). В точке 3 включают механизм сжатия и повышают давление до первоначального. При сжатии происходит конденсация пара в пузырьках. Выделившееся тепло должно быть отведено от жидкости для восстановления начальной температуры. Чем раньше начинается сжатие жидкости, тем до меньших размеров вырастают пузырьки, тем меньше время, идущее на конденсацию пузырьков. Обычно длительность процессов 1 — 2, 2 — 3, 3 — 4 и 4 — 5 равна соответственно 10, 5, 7 и 10 мс.

В современных камерах имеется механизм, позволяющий поддерживать после расширения нижнее давление на постоянном уровне длительное время. Время чувствительности таких камер достигает десятков миллисекунд и может регулироваться в широких пределах. Общая длительность цикла пузырьковой камеры равна нескольким секундам.

Увеличение быстродействия пузырьковой камеры до десятков и сотен циклов в 1 с осуществляется в так называемых резонансных камерах, где компоненты системы расширения и сама жидкость образует резонансную систему.

Другой возможностью увеличения быстродействия пузырьковой камеры связано с созданием в ее объеме с помощью ультразвука переменного поля давления. Принцип действия такой камеры заключается в том, что в замкнутом объеме создают плоскую стоячую ультразвуковую волну. В пучностях стоячей волны давление изменяется в пределах $P \pm \Delta P$. Если величина ΔP превышает значение, при котором жидкость становится чувствительной к ионизации, то заряженная частица, проходящая в этот момент через пучность, образует пузырьки. В каждый данный момент времени трек частицы будет состоять из периодически расположенных в пространстве групп пузырьков, расстояние между которыми равно длине ультразвуковой волны λ . При этом соседние зоны, отстоящие на $\frac{\lambda}{2}$ от зоны чувствительности, будут к ионизирующему излучению нечувствительны.

Ультразвуковые камеры развиваются как один из перспективных "вершинных" детекторов для гибридных установок. Разработка вершинных детекторов весьма актуальна в связи с изучением редких процессов образования частиц с временем жизни $10^{-12} - 10^{-15}$ с.

Пузырьковые камеры широко применяются в экспериментах на ускорителях. Пучок частиц вводится в камеру после расширения, когда жидкость уже перегрета, а кипение еще не началось (точки 2 на рис. 10). При уменьшении нижнего давления перегрев жидкости увеличивается, при этом число пузырьков в треке растет. При дальнейшем увеличении перегрева начинается вскипание по всему объему жидкости.

Как и в камере Вильсона, в пузырьковой камере "усиление" треков происходит за счет энергии метастабильного состояния (в первом случае — пересыщенного пара, во втором — перегретой жидкости), треки частиц возникают на зародышах новой фазы. Однако природа зародышей совершенно различна. Если в камере Вильсона центрами конденсации являются ионы и рост капли в пересыщенном паре может происходить на отдельном ионе, то в пузырьковой камере единичный электрический заряд вызывает не рост пузырька, а наоборот, его "захлопывание". Образование зародышевого пузырька ($\sim 10^{-6}$ см) в перегретой жидкости обусловлено локальным нагревом жидкости в треке заряженной частицы.

В отличие от камеры Вильсона, разрядно-конденсационной и стримерной камер, в которых трек частицы содержит информацию непосредственно об ионизации вещества, в пузырьковых камерах трек не содержит такой информации. Пузырьки в пузырьковой камере возникают в результате локального перегрева жидкости вблизи траектории частицы, и поэтому трек содержит только косвенную информацию об ионизации в жидкости (поскольку количество выделившегося тепла зависит от плотности ионизации). В пузырьковой камере можно осуществить режим, при котором число пузырьков в треке будет пропорционально числу δ -электронов.

В отличие от ионизационных трековых детекторов, в которых время памяти определяется временем жизни электронов в треке и вполне достаточно для того, чтобы осуществить управление с помощью внешнего импульсного электрического поля, пузырьковая камера неуправляема. Время жизни зародышей пузырьков в жидкости существенно меньше времени, необходимого для создания перегрева.

4.2. Основные характеристики камеры

Рабочие жидкости, применяемые в пузырьковых камерах, должны быть прозрачны для видимого света и химически устойчивы. Свойства некоторых применяющихся жидкостей приведены в таблице. Наибольшее значение для физики высоких энергий имеют жидкий водород, дейтерий, гелий. Из органических жидкостей наиболее широко применяется пропан. Для исследования взаимодействия γ -квантов с веществом применяют жидкости, содержащие элементы с большим Z (ксенон и шестифтористый вольфрам).

Приближенно рабочая температура может быть определена по эмпирической формуле:

$$T_P = T_{кнл} + \frac{2}{3} (T_K - T_{кнл}), \quad (34)$$

где $T_{кнп}$ — температура кипения при атмосферном давлении; T_k — критическая температура. Значения T_p , вычисленные по (34), близки к T_{pab} , определенным экспериментально (см. табл. 4).

Таблица 4

Газ	$P_{pab},$ атм	$T_{pab},$ К	$P_{pab},$ г/см ³
Водород	3 – 8	25 – 29	0,058
Дейтерий	45 – 9	30 – 34	0,13
Гелий	0,2 – 1,0	3 – 4,2	0,12
Ксенон	26	254	2,2
Этилен	1,0	255	239
Пропан	–	332,6	0,45

Время жизни зародышей пузырьков определяется скоростью диффузии тепла из сферы радиуса, равного по порядку величины $10^{-6} - 10^{-7}$ см, и для большинства жидкостей составляет $10^{-10} - 10^{-11}$ с.

Заряженная частица, проходя через жидкость, теряет энергию в основном на ионизацию и возбуждение молекул. Молекулы жидкости, находящиеся в высших возбужденных состояниях, через время 10^{-12} с переходят без излучения в первое возбужденное состояние. Избыток энергии выделяется в виде тепла. Образовавшиеся в треке частицы, ионы и электроны, рекомбинируют за время $10^{-11} - 10^{-12}$ с. Таким образом, за время 10^{-12} с энергия, передаваемая жидкости частицей, превращается в тепловую. В треке возникает локальный перегрев, зависящий от плотности ионизации. (Камера, нечувствительная к релятивистским частицам, может оказаться чувствительной к протонам или ионам небольшой энергии.)

Для того чтобы камерой можно было бы управлять с помощью счетчиков, необходимо, чтобы время жизни зародыша новой фазы было больше времени, необходимого для перегрева жидкости. В пузырьковой камере оно всегда меньше. С другой стороны, малое время жизни зародыша устраняет возможность регистрации частиц, прошедших через камеру до расширения. Поэтому на фотографиях, полученных с помощью пузырьковой камеры, отсутствуют следы "старых" частиц.

Число пузырьков на единице длины трека однозарядной частицы

$$q = \frac{F}{\beta^2}, \text{ где } \beta = \frac{v}{c}, \text{ } F - \text{ функция температуры и перегрева жидкости.}$$

Обнаруженная экспериментально зависимость числа пузырьков на единице длины от скорости частицы показывает, что в механизме образования пузырьков существенную роль играют δ -электроны.

Общая длительность цикла камеры определяется, с одной стороны, скоростью восстановления температуры и давления до первоначального значения и, с другой — скоростью конденсации пара в пузырьках. Время конденсации пузырька очень сильно зависит от его размеров, заметно увеличиваясь с увеличением радиуса пузырька. Для уменьшения времени восстановления, а следовательно, и длительности всего цикла следует фотографировать пузырьки на начальной стадии их возникновения.

Уменьшение радиуса пузырька улучшает пространственное разрешение камеры, что очень важно в экспериментах по определению времени жизни нестабильных частиц. Последнее определяется по расстоянию, которое проходит нейтральная частица до распада с образованием заряженной частицы.

4.3. Применение

Пузырьковая камера широко применяется в исследованиях по физике элементарных частиц. Она является одним из основных детекторов, работающих совместно с ускорителем частиц. С помощью пузырьковой камеры было открыто несколько новых частиц.

В настоящее время основная область применения пузырьковых камер — это нейтринная физика. Пузырьковая камера применяется для измерения времени жизни нестабильных частиц в качестве вершинного детектора (детектора, определяющего координаты точки взаимодействия частиц или точки распада нейтральных частиц на заряженные частицы). Быстродействующие пузырьковые камеры срабатывают несколько раз за цикл работы ускорителя. Фотографирование объема камеры происходит лишь в случае, когда внешние электронные детекторы выделяют исследуемое событие.

Глава 5

ЯДЕРНЫЕ ЭМУЛЬСИИ

5.1. Фотографический метод регистрации

Фотографический метод регистрации ионизирующих излучений имеет почти столетнюю историю. Именно ему физика обязана открытием явления

радиоактивности. Впервые эффект воздействия излучения солей урана на фотографическую пластинку был обнаружен в 1867 г., но лишь через 30 лет это явление было детально исследовано Беккерелем, что привело его к открытию радиоактивности.

Первоначально детектор в виде фотографической пластинки использовался только для регистрации потока излучения. Лишь в 1911 г. цепочки проявленных зерен в фотоэмульсии были отождествлены с отдельными короткопробежными α -частицами. Необходимо отметить, что на первом этапе своего развития (до 1935 г.) фотографический метод имел в основном качественный, иллюстративный характер. Для регистрации использовались обычные фотопластинки, не было научно обоснованной технологии их изготовления и обработки. Такие низкочувствительные пластинки могли регистрировать лишь частицы высокой ионизирующей способности, воспроизводимость и точность результатов была низкой.

С 1935 г. начались систематические работы по созданию специальных фотографических эмульсий для ядерной физики. Основные усилия были направлены на повышение чувствительности фотографического детектора, увеличение содержания в нем галогенида серебра, увеличение толщины чувствительного слоя. Результатом этих исследований явилась разработка фотопластинок, способных регистрировать следы протонов. Несмотря на существенный прогресс фотометода, он продолжал использоваться в основном лишь для наглядной демонстрации и подтверждения результатов, полученных другими детекторами (например, камерой Вильсона).

Всеобщее признание и широкое применение фотографический метод получил после 1948 г., когда с его помощью был открыт π -мезон. Это открытие значительно повысило интерес физиков к фотографическому детектору и стимулировало его дальнейшее развитие.

В конце 40-х — начале 50-х годов одновременно в СССР и за рубежом появились сообщения о создании фотографических эмульсий, способных регистрировать релятивистские электроны с минимальной ионизирующей способностью. Такие пластинки могут регистрировать любые заряженные частицы независимо от их скорости. При этом уровень развития технологии изготовления оказался достаточно высоким для получения хорошо воспроизводимых результатов. В этот период с помощью фотометода был получен ряд значительных результатов: открыты π^+ и π^- -мезоны, K^+ и K^- -мезоны, Λ^0 -гиперон, Σ^\pm -гиперон и цепочки их распадов, обнаружено большое число ядерных превращений.

В последние годы основные усилия исследователей были направлены на совершенствование фотометода (создание высокочувствительных эмульсий с хорошим пространственным разрешением), разработку эмульсионных камер большого объема, исследование механизма образования трека, изго-

товление эмульсий для конкретных ядерно-физических экспериментов.

Среди большого круга исследований необходимо выделить работы по созданию фотографического детектора с управляемой чувствительностью. Возможность импульсного изменения чувствительности фотографического детектора позволила бы существенно расширить область его применения в ядерной физике, физике элементарных частиц, космических исследованиях.

5.2. Основные представления о фотографическом процессе

Фотографическая эмульсия представляет собой взвесь в желатине микрокристаллов $AgBr$ с характерным размером 1 мкм. Процесс образования фотографического изображения согласно современным представлениям выглядит следующим образом (рис. 11). В результате взаимодействия кванта света или заряженной частицы с микрокристаллом $AgBr$ в зоне его проводимости оказывается один или несколько свободных электронов. Свободный электрон диффундирует по микрокристаллу до тех пор, пока не оказывается захваченным на одну из глубоких ловушек, время жизни на которой достаточно велико. Роль таких ловушек могут играть дислокации кристалла, микротрещины и т.д. Обычно при изготовлении эмульсии такие дефекты вводят в микрокристалл специально в виде инородных включений и называют центрами чувствительности.

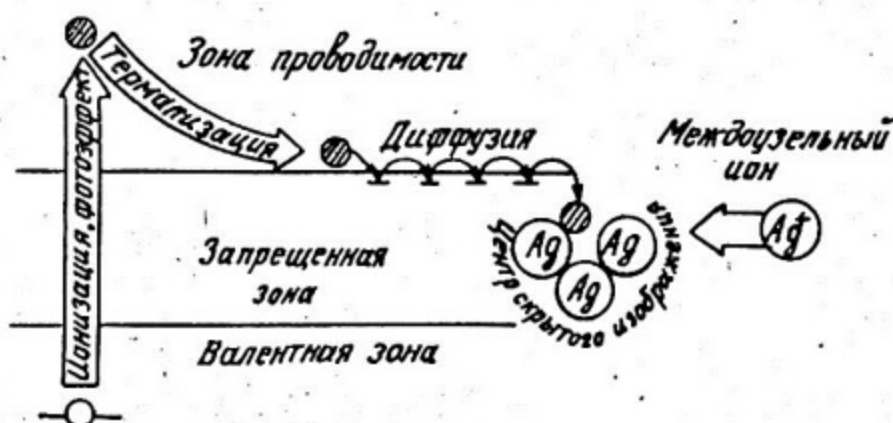


Рис. 11. Процесс образования скрытого фотографического изображения

В кристаллической решетке $AgBr$ всегда присутствует некоторое количество свободных междоузельных ионов Ag^+ , обладающих высокой подвижностью и диффундирующих по кристаллу. Эти ионы образуются в кристаллической решетке в результате тепловых колебаний. Отрицательно заряженный центр чувствительности притягивает своим электрическим

полем один из ионов Ag^+ и нейтрализует его, образуя атом серебра. Время, за которое происходит этот процесс, 10^{-5} с. Центр чувствительности с осевшим на нем атомом серебра, в свою очередь, является глубокой потенциальной ямой для других свободных электронов, и процесс повторяется последовательно несколько раз. Таким образом, в центре чувствительности образуется серебряный зародыш, состоящий из нескольких атомов металлического серебра, который называется центром скрытого изображения. Время жизни центра скрытого изображения очень велико: $10^2 \div 10^3$ часов (при комнатной температуре). Однако при нагревании время жизни уменьшается, и центр скрытого изображения может разрушиться. Этот эффект носит название регрессии скрытого изображения.

Для того чтобы превратить скрытое изображение в видимое, фотоэмульсию подвергают специальной обработке — проявлению. Этот процесс основан на избирательности действия проявителя на микрокристаллы. Проявитель активно взаимодействует с микрокристаллами, обладающими центрами скрытого изображения, восстанавливая их целиком до металлического серебра, и почти не взаимодействует со всеми остальными микрокристаллами. Так формируется видимое изображение.

Наконец последний этап обработки — фиксирование — заключается в удалении из фотоэмульсии непроявленных микрокристаллов.

Рассмотрим факторы, определяющие вероятность проявления микрокристалла. Для превращения центра чувствительности в центр скрытого изображения (условие проявляемости) необходимо, чтобы он содержал не менее некоторого минимального количества атомов серебра. В противном случае центр не является устойчивым и распадается за короткое время. Согласно современным оценкам центр скрытого изображения содержит не менее $5 \div 10$ атомов серебра. Количество атомов серебра в центре определяется количеством свободных электронов и, следовательно, величиной поглощенной в микрокристалле энергии. Прямые измерения количества световых квантов, падающих на высокочувствительную фотоэмульсию, и количества проявленных зерен дают минимальное значение поглощенной энергии $30 - 50$ эВ/микрокристалл.

Аналогичные измерения проводились при экспонировании той же фотоэмульсии моноэнергетическими электронами с энергией $200 - 1000$ эВ. В эксперименте соблюдалось условие, чтобы каждый из микрокристаллов поглощал не более одного электрона. Результаты этих исследований представлены графиком зависимости вероятности проявления микрокристалла φ от энергии поглощенного им электрона (рис. 12), из которого можно сделать следующие выводы:

1) отсутствует резкая энергетическая граница, определяющая проявляемость микрокристалла. Это связано с особенностями взаимодействия излучения с веществом и будет рассмотрено в п. 5.4;

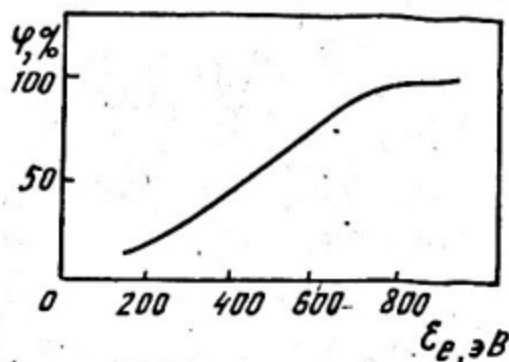


Рис. 12. Зависимость вероятности проявления микрокристалла от энергии электрона

2) минимальное значение поглощенной энергии, необходимое для образования скрытого изображения, в случае действия частиц, по крайней мере, на порядок больше, чем в случае действия света.

Основное отличие действия света и частиц на фотозмульсию связано с тем, что вероятность проявления зависит не только от величины поглощенной в микрокристалле энергии, но и от того, за какое время произошел этот процесс. При экспонировании светом средний интервал времени между попаданиями отдельных фотонов на микрокристалл, как правило, больше характерного времени образования атома серебра в центре. Поэтому каждый из свободных электронов имеет возможность участвовать в процессе образования скрытого изображения.

Попавшая в микрокристалл частица образует свободные электроны практически мгновенно, за $10^{-12} \div 10^{-14}$ с. Только малая часть из них может участвовать в процессе образования скрытого изображения, так как все стадии его протекают последовательно. Основная часть электронов рекомбинирует вне центра чувствительности.

Вероятность проявления определяется не только процессом поглощения энергии, но и характеристиками микрокристалла. Поясним это простым примером. Пусть среднее количество центров чувствительности микрокристаллов равно \bar{m} и минимальное количество атомов серебра в центре n . Тогда в предположении о равномерном распределении электронов по центрам минимальная энергия

$$\epsilon_{min} = \omega \cdot n \cdot \bar{m}, \quad (35)$$

где ω — энергия, расходуемая на образование одного атома серебра. Отсюда следует, что в фотозмульсиях с малым числом центров чувствительности энергия, необходимая для образования центра скрытого изображения, меньше.

Более детальное рассмотрение (которое здесь не приводится) учитывает как распределение количества центров по микрокристаллам, так и распределение электронов по центрам. Оно позволяет получить зависимость

вероятности проявления от числа центров и оценить наиболее выгодное среднее число центров при заданных потерях энергии.

5.3. Физико-химические свойства современных ядерных эмульсий

Многолетнее развитие фотографического метода регистрации привело к созданию особого класса фотоэмульсий, применяемых специально для регистрации ядерных излучений. Этот класс по своим физико-химическим характеристикам оказался существенно отличным от обычных фотоэмульсий и получил название ядерных эмульсий. В табл. 5 для сравнения приведены типичные параметры двух типов эмульсий.

Таблица 5

Параметры	Эмульсия	
	ядерная	фотографическая
Размер микрокристаллов D , мкм	0,1 – 0,3	1
Концентрация $AgBr$ С, весовые %	80 – 85	20 – 30
Толщина чувствительного слоя, мкм	50 – 1000	10 – 20
Допустимый уровень вуали, %	10^{-3}	1 – 0,1
Максимальная чувствительность	Регистрирует следы однозарядных релятивистских частиц	—

Микрокристаллы ядерной эмульсии имеют одинаковую сферическую форму, весьма однородны по размеру и расположены вследствие высокой концентрации $AgBr$ достаточно близко друг от друга. Эти качества позволяют получать хорошо различимые, четкие следы частиц и измерять их характеристики (длину, количество и плотность зерен и т.д.) с высокой точностью.

Возможность регистрации частиц высоких энергий определяется в большой степени толщиной чувствительного слоя. Например, в слое толщиной 1000 мкм полностью укладываются пробеги протонов с энергией не более 15 МэВ. Кроме того, толщина эмульсии определяет эффективность регистрации нейтральных частиц: γ -квантов и нейтронов.

Толщина ядерных эмульсий обычно не превышает 1000 мкм. Это связано с неравномерностью процесса проявления толстых слоев и ухудшением

их характеристик. Для регистрации релятивистских длиннопробежных частиц применяют эмульсионные камеры. Эмульсионная камера представляет собой стопку из отдельных эмульсионных слоев, не имеющих подложки. Каждый из слоев имеет маркировку, чтобы можно было проследить трек частицы во всей стопке. Суммарная толщина такого детектора может достигать 10 см.

В настоящее время выпускаются эмульсии не только максимальной чувствительности*, способные регистрировать однозарядные релятивистские частицы, но также эмульсии средней и низкой чувствительности. Последние находят широкое применение в ядерной физике низких и средних энергий, например, для регистрации треков α -частиц или осколков деления на фоне β - или γ -излучения.

Тормозная способность ядерной эмульсии определяется ее элементарным составом. В табл. 6 приведены элементарный состав отечественной ядерной эмульсии типа Р (релятивистской) и наиболее часто используемые характеристики эмульсий.

Т а б л и ц а 6

Элемент	$\rho_i, \text{г/см}^3$	$10^{22} N_i, \text{атом/см}^3$	Примечания
Серебро	1,82	1,02	Плотность эмульсии $\rho = 3,83 \text{ г/см}^3$ Плотность $\text{AgBr} \rho_1 = 6,47 \text{ г/см}^3$ Плотность желатина $\rho_2 = 1,3 \text{ г/см}^3$ Полное число атомов в $1 \text{ см}^3 7,88 \cdot 10^{22}$ Среднее $A = 29,0$ Среднее $Z = 13,17$ $\bar{d} = 0,18 \text{ мкм}$ Чувствительность: 45 – 50 зерен/100 мкм
Бром	1,36	1,01	
Водород	0,05	3,19	
Углерод	0,28	1,39	
Азот	0,08	0,32	
Кислород	0,28	0,94	
Иод	0,005	0,003	
Сера	0,002	0,004	

5.4. Особенности взаимодействия заряженных частиц с веществом ядерной эмульсии

Среди известных детекторов ядерных излучений детектор на основе ядерной эмульсии является одним из наиболее информативных. Однако для получения этой информации необходимо установить связь между параметрами регистрируемой частицы и параметрами трека, который она образует в ядерной эмульсии.

* Количественное понятие о чувствительности будет дано далее.

Частица, двигаясь в эмульсии, теряет свою энергию как в бромистом серебре, так и в желатине. Оценим количество пересекаемых частицей микрокристаллов на единице длины трека (линейную плотность микрокристаллов). Предположим для простоты, что все микрокристаллы имеют одинаковую форму шара диаметра D . Частица пересекает только те из них, центры которых удалены от траектории не более чем на $D/2$ и заключены в цилиндре радиуса $D/2$ (рис. 13). Количество таких микрокристаллов на единицу длины пути

$$n_0 = \frac{\frac{\pi D^2}{4} \cdot c}{4/3\pi \left(\frac{D}{2}\right)^3} = \frac{3}{2} \frac{c}{D}, \quad (36)$$

где c — объемная концентрация $AgBr$ в эмульсии. Написанное соотношение известно как формула Жданова. Если подставить в нее типичные значения c и D из табл. 5, то $n_0 \approx 250$ на 100 мкм трека частицы. Однако попадание частицы в микрокристалл еще не гарантирует его проявляемости.

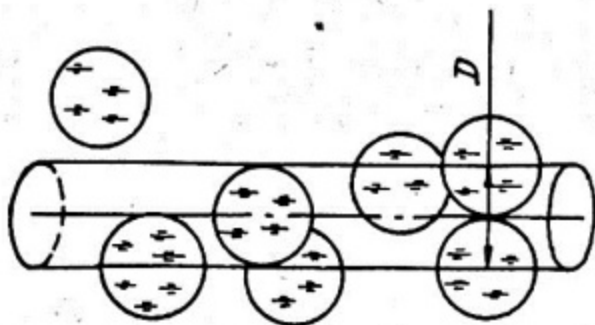


Рис. 13. Элемент траектории частицы в эмульсии

В первом приближении можно полагать, что вероятность проявления определяется величиной энергии, потерянной в микрокристалле частицей. Заряженная частица теряет свою энергию на возбуждение и ионизацию атомов среды.

Если бы потеря энергии частицей была равномерной, то приобретаемая микрокристаллом энергия, а следовательно, вероятность проявления определялись только тем, насколько близко от его центра проходит траектория. Однако процесс ионизации имеет статистический характер. В результате ионизации может образоваться δ -электрон высокой энергии (несколько сот электронвольт), и эта энергия будет достаточна для сообщения микрокристаллу способности к проявлению. Таким образом, δ -электроны имеют чрезвычайно важное значение в процессе образования трека частицы.

Энергетическое распределение δ -электронов, образованных частицей с зарядом Z и скоростью v на 1 см пути, описывается соотношением (2).

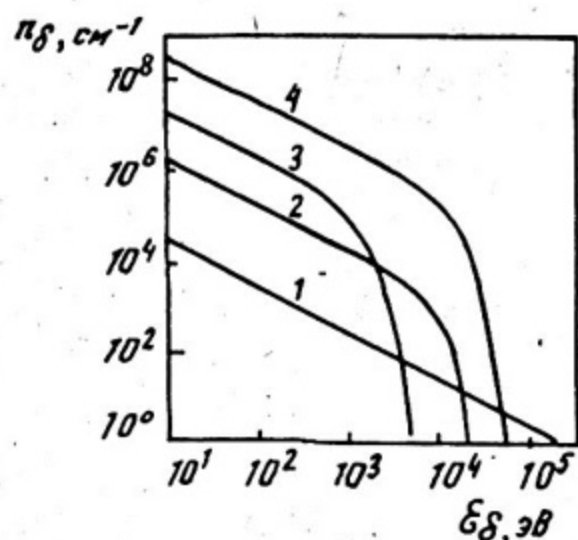


Рис. 14. Спектры δ -электронов: 1 — от электрона с энергией 1 МэВ; 2, 3 — соответственно от протона и α -частицы с энергиями 10 МэВ; 4 — космической частицы с $Z=25$ и энергией 1 ГэВ

На рис. 14 показаны спектры $n_{\delta}(E_{\delta})$ при торможении различных частиц в ядерной эмульсии.

Исходя из представленных спектров, можно оценить частоту высокоэнергетических актов передачи энергии (в несколько сот электронвольт и более) для различных частиц. Так, на 10 мкм трека: 1 — 2 события — для релятивистского электрона, 20 — 30 — для протона с энергией 10 МэВ и $\sim 10^4$ — для высокоэнергетического многозарядного иона. Следовательно, из всех пересекаемых частицей микрокристаллов в первом случае будет проявляться каждый 10 — 20-й, тогда как во втором и третьем случае проявятся все. Эти оценки качественно отражены на рис. 15 (микрокристаллы, получившие способность к проявлению, заштрихованы).

Экспериментально установлено, что пробег δ -электрона с энергией ~ 5 кэВ сравним с характерным размером микрокристалла ядерной эмульсии. Значит, высокоэнергетические δ -электроны могут образовывать отдельные различимые треки из нескольких проявленных зерен. Траектория движения электрона с энергией в несколько десятков килоэлектронвольт представляет собой ломаную линию из-за его многократного рассеяния. Количество таких δ -электронов на единицу длины траектории особенно велико у многозарядных ионов, что отражается на структуре трека.

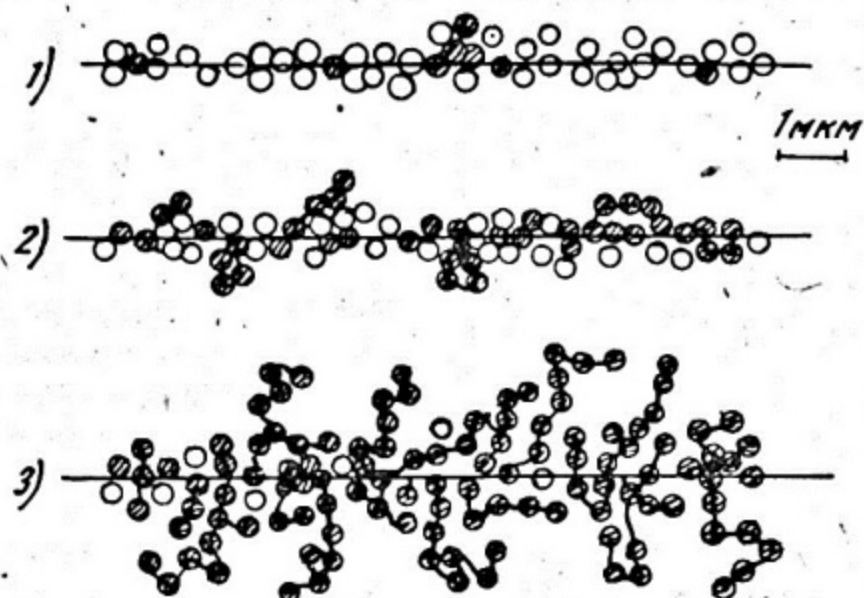


Рис. 15. Структура трека различных частиц в ядерной эмульсии:

1 — релятивистский электрон; 2 — протон с энергией 10 МэВ; 3 — многозарядный ион

5.5. Теория образования трека

Одним из основных параметров трека частицы в ядерной эмульсии является плотность проявленных микрокристаллов (зерен) на единицу длины пути частицы π . Этот параметр связан с вероятностью проявления φ :

$$\pi = \varphi \cdot \pi_0. \quad (37)$$

Функция φ осуществляет связь между параметрами частицы и параметрами образованного ею трека. Основные теоретические представления, позволяющие установить эту связь, были получены советским физиком К.С. Богомоловым в конце 50-х — начале 60-х годов.

1. Потери энергии частицы в ядерной эмульсии имеют статистический характер. Все акты взаимодействия быстрой частицы с орбитальными электронами можно условно разделить на фотографически эффективные (с передачей больших порций энергии) и неэффективные. Часто в связи с этим данную теорию называют статистической теорией образования трека.

2. Существует собственная внутренняя структура микрокристалла, так что фотографически эффективные акты взаимодействия происходят только в его поверхностном слое.

Рассмотрим оба положения более детально.

Понятие фотографически эффективного акта взаимодействия можно уточнить на основе зонной диаграммы кристалла $AgBr$ (рис. 16). Быстрая заряженная частица взаимодействует не только с внешними, но и внутренними орбитальными электронами и производит ионизацию. Расчет показывает, что на 100 мкм пути релятивистской частицы в зону проводимости переходит 200 N -электронов Br с энергией связи 16 эВ, 52 N -электрона Ag с энергией связи 130 эВ, 13 M -электронов Br с энергией связи 430 эВ, 4 M -электрона Ag с энергией связи 1,3 кэВ и 1 электрон с энергией связи выше 4,3 кэВ. Для фотографического процесса важным является не только значение кинетической энергии образованного δ -электрона, но и энергия уровня, с которого произошла ионизация. Действительно, образовавшаяся вакансия заполняется при переходе электрона с более высокого уровня. При этом испускается квант характеристического излучения, который поглощается в том же микрокристалле. Конкурирующий процесс — Оже-переход — безызлучательное испускание электрона с одной из внешних оболочек атома.

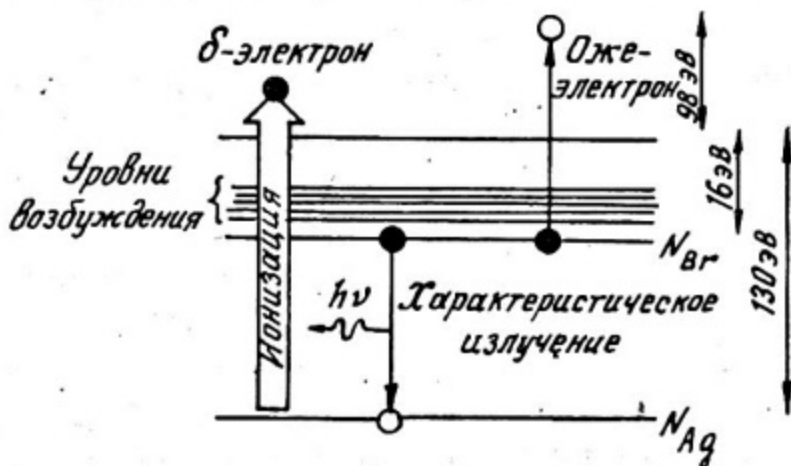


Рис. 16. Диаграмма энергетических уровней кристалла $AgBr$

Характерной особенностью микрокристаллов $AgBr$ является большая разница энергий связи двух внешних уровней N_{Br} (16 эВ) и N_{Ag} (130 эВ). Это позволяет предположить, что взаимодействие быстрой частицы с электронами N -оболочки Br неэффективны (если кинетическая энергия δ -электронов при этом невелика). Ионизация с N -оболочки Ag и более глубоких оболочек наоборот может быть фотографически эффективной для ядерных эмульсий высокой чувствительности..

Второе положение получено в результате прямых измерений вероятности проявления микрокристаллов разных размеров. Было установлено, что фотографической эффективностью обладает только внешняя оболочка микрокристалла размером $\delta \sim 8 \cdot 10^{-6}$ см (рис. 17).

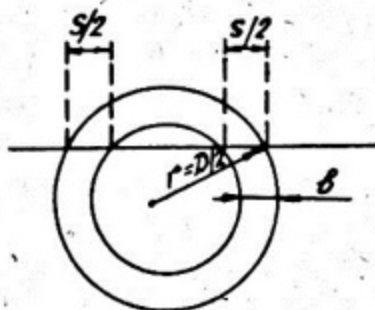


Рис. 17. Структура микрокристалла эмульсии

Вероятность проявления микрокристалла в статистической теории находится в предположении, что количество актов передачи больших порций энергии распределено по закону Пуассона

$$f(n) = \frac{w^n e^{-w}}{n!}, \quad (38)$$

где $f(n)$ — вероятность произойти n событиям при среднем их значении w .

В высокочувствительной эмульсии микрокристалл приобретает способность к проявлению при единичном акте. Следовательно:

$$\varphi = \sum_{n=1}^{\infty} f(n) = 1 - e^{-w}. \quad (39)$$

Среднее значение количества эффективных актов взаимодействия можно рассматривать как отношение энергии, теряемой частицей на пути \bar{S} (см. рис. 17), к энергии, теряемой в эффективном акте ϵ' :

$$w = \frac{\bar{S} \cdot (d\epsilon/dx)_T}{\epsilon'}, \quad (40)$$

где \bar{S} — средний путь частицы в фотографически эффективном поверхностном слое (см. табл. 6); $(d\epsilon/dx)_T$ — так называемые ограниченные ионизационные потери энергии. Функция $(d\epsilon/dx)_T$ не учитывает потери энергии частицы на образование высокоэнергетических δ -электронов с кинетической энергией $T > 5$ кэВ, которые выходят за пределы микрокристалла и образуют отдельный трек. Плотность зерен в треке от таких δ -электронов носит название вторичной, в отличие от рассматриваемой первичной плотно-

сти зерен. Значения $(d\epsilon/dx)_T$ можно получить по формуле Бете, если в качестве максимальной энергии, передаваемой частицей орбитальному электрону, представить значение T . Другое название функции $(d\epsilon/dx)_T$ — REL (от английского restricted energy losses). Таким образом, плотность зерен

$$n = n_0 \left(1 - e^{-\frac{\bar{\delta}(d\epsilon/dx)_T}{\epsilon'}} \right). \quad (41)$$

Значение ϵ' определяется характеристиками эмульсии. Для высокочувствительных эмульсий $\epsilon' \approx 500 - 600$ эВ.

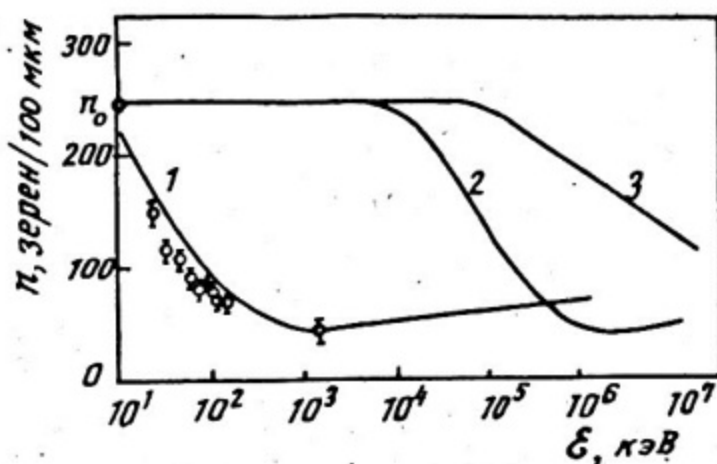


Рис. 18. Зависимость плотности первичных зерен от энергии в треке электрона (1), протона (2), α -частицы (3)

На рис. 18 приведены графики зависимости плотности зерен от энергии электрона, протона и α -частицы. Отметим, что вблизи минимума ионизации показатель экспоненты в (41) много меньше 1. Это означает, что вероятность произойти 2-м эффективным актам в одном микрокристалле мала, поэтому $n \sim (d\epsilon/dx)_T$.

Плотность первичных зерен в минимуме ионизации одинакова для всех частиц и определяется только величиной n_0 и чувствительностью эмульсии. Плотность зерен в минимуме ионизации принято использовать в качестве меры чувствительности ядерной эмульсии. Например, чувствительность эмульсии типа Р составляет 45 — 50 проявленных зерен на 100 мкм следа релятивистской частицы.

Плотность вторичных зерен не поддается простой теоретической оценке. Обычно она определяется как разность между плотностью всех проявлен-

ных зерен в треке и первичной плотностью зерен. На рис. 19 представлены данные Баркаса по вторичной плотности зерен в треках однозарядных частиц. Полная плотность определялась экспериментально. Как видно из рисунка, структура трека зависит от скорости частицы. Если в конце пробега трек формируется в основном из вторичных зерен, то при большой скорости главную роль играют первичные зерна.

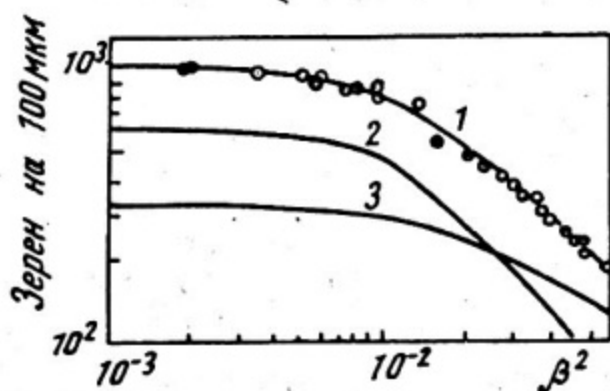


Рис. 19. Зависимость полной (1), вторичной (2) и первичной (3) плотности зерен от скорости в треке однозарядной частицы

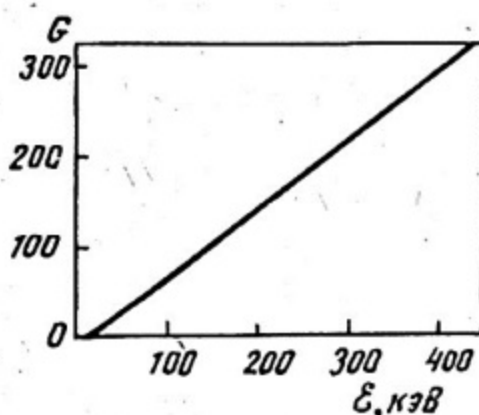


Рис. 20. Зависимость количества зерен в треке от энергии электрона в эмульсии типа Р

Полное количество первичных проявленных зерен в треке определяется соотношением:

$$G = \int_0^{\epsilon_0} n(\epsilon) \left[\frac{d\epsilon}{dx} \right]^{-1} d\epsilon, \quad (42)$$

где $d\epsilon/dx$ — удельные ионизационные потери энергии частицы в ядерной эмульсии. На рис. 20 показана зависимость количества зерен в треке от энергии электронов, трек которых формируется в основном из первичных зерен.

Статистическая теория образования трека, общие представления и выводы которой рассмотрены в данном параграфе, описывает основные закономерности образования трека заряженной частицы, особенности его структуры, связь его параметров с характеристиками частицы.

5.6. Определение пробега и энергии заряженных частиц

Ядерная эмульсия позволяет измерить пробег частицы с высокой точностью (~ 1 мкм). Пробег частицы R связан с ее энергией \mathcal{E} следующим соотношением:

$$R = \int_0^{\mathcal{E}} (d\mathcal{E}'/dx)^{-1} d\mathcal{E}', \quad (43)$$

где $d\mathcal{E}'/dx$ — удельные ионизационные потери энергии. Величины пробегов, вычисленные численным интегрированием с использованием формулы Бете, достаточно хорошо описывают экспериментальные значения.

Пробег частицы согласно написанной формуле обратно пропорционален плотности среды и практически не зависит от других ее параметров. Если учесть, что плотности различных стандартных эмульсий различаются не более чем на несколько процентов при практически одинаковом элементном составе, то данные по пробегам можно считать универсальными для всех типов ядерных эмульсий. Количество зерен в треке определяется в основном чувствительностью эмульсии и для разных типов эмульсии может отличаться в несколько раз.

На рис. 21 представлены зависимости "пробег — энергия" протонов и α -частиц в ядерной эмульсии. Оказалось, что пробеги однозарядных частиц в ядерной эмульсии хорошо описываются степенной зависимостью вида:

$$\mathcal{E} = k R^{\pi}, \quad (44)$$

где k и π — постоянные коэффициенты. Значения k для некоторых частиц приведены в табл. 7 (для всех частиц $\pi = 0,581$ при условии, что пробег измеряется в микронах, а энергия в мегаэлектронвольтах).

Т а б л и ц а 7

Частица	К	Частица	К
Протон	0,251	Дейтрон	0,336
μ -мезон	0,101	π -мезон	0,113
K -мезон	0,192	Тритон	0,398

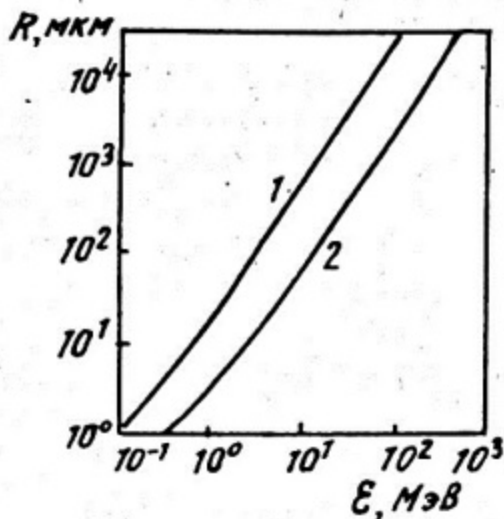


Рис. 21. Зависимость "пробег – энергия" протонов (1) и α -частиц (2) в ядерной эмульсии

Можно показать в грубом приближении, что пробег тяжелого многозарядного иона также описывается степенной зависимостью. Действительно, из формулы (43) следует, что пробег иона, состоящего из M нуклонов с зарядом Z , относится к пробегу протона той же скорости как

$$R_M / R_p = M / Z^2. \quad (45)$$

Энергия такого иона

$$E_M = \frac{M m_p v^2}{2} = M k R_p^n = M k R_M^n \frac{Z^{2n}}{M^n} = k M^{1-n} Z^{2n} R_M^n, \quad (46)$$

где m_p – масса протона. Соотношение (46) справедливо лишь для ионов высоких энергий. При малых энергиях истинный пробег больше расчетного. Расхождение вызвано эффектом перезарядки. Эффект перезарядки заключается в попеременном захвате и испускании тормозящейся частицей орбитальных электронов атомов среды. Заряд частицы уменьшается и флуктуирует, ионизационная способность падает, пробег увеличивается. В этом случае вводят понятие эффективного заряда

$$Z^* = Z \left(1 - e^{-125\beta/Z^{2/3}} \right). \quad (47)$$

На рис. 22 приведены зависимости "пробег – энергия" некоторых многозарядных ионов, вычисленные из степенной зависимости и с учетом эффекта перезарядки.

Пробеги электронов в ядерной эмульсии исследованы менее детально. На рис. 23 показана зависимость "пробег – энергия" электронов, а также расчетные пробеги, полученные из формулы Бете.

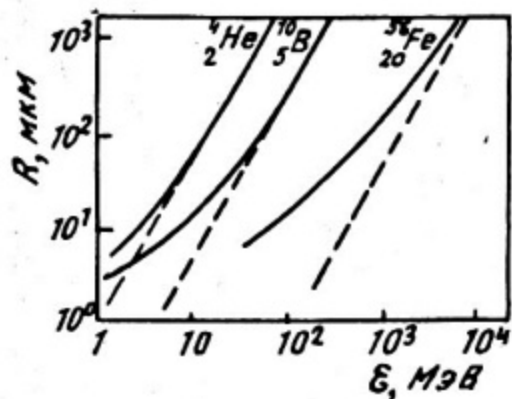


Рис. 22. Зависимость "пробег - энергия" многозарядных ионов в ядерной эмульсии (пунктир - степенная зависимость, сплошные линии - реальные пробеги)

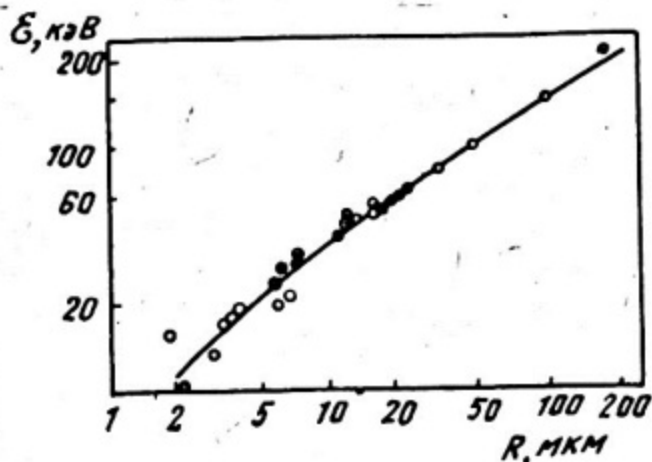


Рис. 23. Зависимость "пробег - энергия" электронов в ядерной эмульсии

Пробеги электронов также подчиняются степенному соотношению: $\mathcal{E} = \delta R^{0,62}$ (где \mathcal{E} измеряется в кэВ, а R - в мкм). По мере торможения электрона в эмульсии скорость его уменьшается, что приводит к возрастанию роли многократного рассеяния. Вид такого трека показан на рис. 24. Иногда для описания сильно искривленных треков вводят понятие радиуса трека R_1 , определяемого как расстояние от точки возникновения трека до наиболее удаленной его точки. Для электрона радиус трека в эмульсии связан с его энергией соотношением $\mathcal{E} = 10 R_1^{0,77}$.

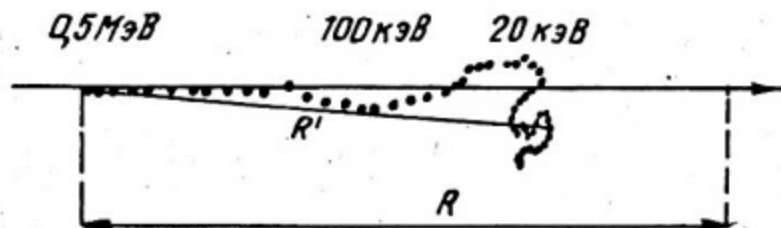


Рис. 24. Трек электрона в ядерной эмульсии

Энергетическое разрешение при измерении энергии по пробегу определяется шириной распределений ΔR и называется страгглингом. Страгглинг обусловлен флуктуациями потерь энергии при торможении частицы в эмульсии. Теоретические оценки этого параметра были сделаны Н. Бором. Стандартное отклонение ΔR от среднего значения R для частиц с зарядом Ze , скоростью βc , кинетической энергией \mathcal{E} при движении в среде с плотностью электронов N имеет вид:

$$(\Delta R)^2 = 4\pi Z^2 e^4 N \int_0^{\mathcal{E}} \frac{1 - \beta^2/2}{\left(\frac{dE}{dR}\right)^3 (1 - \beta^2)} dE. \quad (48)$$

Если учесть, что пробеги частиц одинаковой скорости пропорциональны их массам M и обратно пропорциональны Z^2 , то относительные флуктуации пробегов таких частиц $\Delta R/R \sim \frac{1}{\sqrt{M}}$.

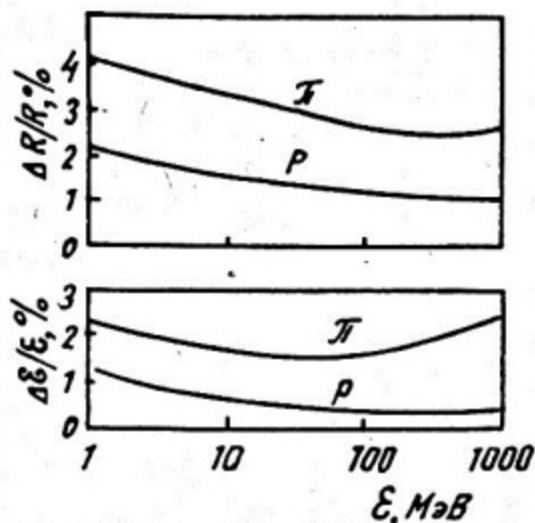


Рис. 25. Разброс пробегов $\Delta R/R$ и относительное энергетическое разрешение в зависимости от начальной энергии протонов и K -мезонов в ядерной эмульсии

На рис. 25 приведены относительные флуктуации пробегов $\Delta R/R$ и относительные энергетические разрешения $\Delta \epsilon/\epsilon$ в зависимости от энергии для протонов и π -мезонов.

5.7. Измерение времени пролета и времени жизни частиц

Время пролета стабильной заряженной частицы в ядерной эмульсии можно определить по пробегу R и скорости v следующим образом:

$$t = \int_0^R \frac{dR'}{v(R')} \quad (49)$$

В нерелятивистском случае скорость частицы массы M и с зарядом Z согласно (46)

$$v = C Z^{\eta} M^{-\eta/2} R^{\eta/2}, \quad (50)$$

где C — константа. Отсюда время пролета

$$t = \frac{M^{\eta/2}}{C Z^{\eta} (1 - \eta/2)} \cdot R^{1 - \eta/2}. \quad (51)$$

Время пролета, например, протона с энергией 100 МэВ согласно формуле (51) составляет $t \sim 10^{-10}$ с. При высоких скоростях необходимо учитывать релятивистские эффекты (этот случай здесь не рассматривается).

Распад нестабильных частиц может происходить как налету, так и после остановки. Если ставится задача определения среднего времени жизни частицы, необходимо, чтобы распад происходил налету. Формула (51) справедлива в том случае, если под величиной t понимать время жизни частицы, а под R — длину ее трека. Для получения постоянной распада необходимо измерить распределение треков по длине и преобразовать его в распределение по времени жизни, которое, как известно, описывается экспоненциальным законом:

$$N(t) = N_0 e^{-\ln 2 t / T_{1/2}}, \quad (52)$$

где N_0 — полное количество треков; $N(t)$ — количество треков частиц с временем жизни больше, чем t ; $T_{1/2}$ — постоянная распада, которая определяется по наклону кривой в полулогарифмических координатах.

При регистрации нестабильных частиц и исследовании схем их распадов часто возникает необходимость проследить трек частицы до ее остановки. Эта необходимость связана с идентификацией продуктов распада, которая производится гораздо легче и надежнее, если распад произошел не на лету, а после остановки. В таких задачах ядерная эмульсия обладает существенным преимуществом по сравнению, например, с газовыми трековыми детекторами. Действительно, время пролета частицы целиком определяется ее пробегом, который в твердом теле на 2 — 3 порядка меньше, чем в газе. Это обстоятельство сыграло решающую роль при открытии и исследовании схем распадов короткоживущих π - и K -мезонов и гиперонов с временем жизни $10^{-8} - 10^{-10}$ с.

В последние годы интерес к эмульсионному детектору существенно возрос в связи с исследованиями короткоживущих частиц (c и b кварков, τ -лептонов) с временем жизни 10^{-13} с и менее. С помощью ядерной эмульсии удалось измерить время жизни $\sim 10^{-16}$ с [20], что соответствует распадным длинам $\sim 0,1$ мкм.

5.8. Измерение плотности зерен в треке

Плотность первичных зерен в треке является мерой удельных ионизационных потерь энергии частицы. В общем случае эти величины связаны соотношением (41). При больших энергиях $n \sim d\epsilon/dx$. Метод определения различных параметров частицы по плотности зерен часто применяется в ядерной физике.

Выразим $d\epsilon/dx$ и пробег через скорость частицы. Из (46) следует, что

$$\frac{d\epsilon}{dx} = k \cdot n \cdot z^{2n} M^{1-n} R^{n-1}, \quad (53)$$

Пробег частицы

$$R = C^{-\frac{2}{n}} \frac{M}{z^2} v^{2/n}. \quad (54)$$

Подставив значение R в выражение для $d\epsilon/dx$, получим

$$d\epsilon/dx \sim z^2 v^{\frac{2(n-1)}{n}}. \quad (55)$$

Таким образом, плотность зерен в совокупности с пробегом позволяет определить такие важные параметры, как скорость, заряд или массу частицы.

Плотность вторичных зерен целиком определяется высокоэнергетичными δ -электронами с энергией более $\epsilon_{\delta} > 10$ кэВ. Такие электроны образуют отдельный трек из нескольких зерен. Интегральный спектр δ -электронов имеет вид

$$n_{\delta} = \frac{2\pi e^4 N Z}{m v^2} Z^2 \left[\frac{1}{\epsilon_{\delta}} - \frac{1}{\epsilon_{\delta}^{max}} \right] = \frac{2\pi e^4 N Z}{m} \cdot \frac{Z^2}{v^2} \left[\frac{1}{\epsilon_{\delta}} - \frac{1}{2m\gamma^2} \right]. \quad (56)$$

Плотность треков δ -электронов на единице длины следа является мерой заряда и скорости частицы.

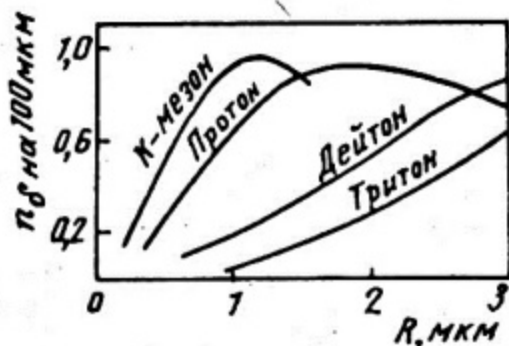


Рис. 26. Зависимость плотности треков δ -электронов от величины остаточного пробега различных частиц в ядерной эмульсии

На рис. 26 приведены плотности треков δ -электронов на 100 мкм следа в зависимости от остаточного пробега различных частиц. Кривые иллюстрируют возможность идентификации частиц и измерения их характеристик по плотности треков δ -электронов.

Все основные способы измерения параметров заряженных частиц в ядерной эмульсии даны в табл. 8.

Таблица 8

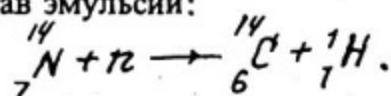
Измеряемая величина	Характеристики частицы	Основные соотношения
Пробег R	$\epsilon; t; M; Z; v$	$R = M/Z^2 \cdot F(\beta);$ $\epsilon = k R^2;$ $t = \frac{M^{1/2}}{c Z^n (1-n/2)} \cdot R^{1-n/2};$ $v = c Z^n M^{1/2} R^{n/2}$
Количество зерен G	ϵ	$G = \Phi(\epsilon)$
Плотность первичных зерен n	$d\epsilon/dx; Z; v; M; \epsilon$	$d\epsilon/dx = \frac{Z^2 M}{\epsilon} f(\beta);$ $n \sim d\epsilon/dx;$ $n \sim Z^2 v^{\frac{2(n-1)}{n}}$

Измеряемая величина	Характеристики частицы	Основные соотношения
Плотность треков δ -электронов n_{δ}	$Z; v$	$n_{\delta} \sim \frac{Z^2}{v^2} \left(\frac{1}{\epsilon_{\delta}} - \frac{1}{2mv^2} \right)$
Средний угол рассеяния $\sqrt{\alpha^2}$	P (импульс) $Z; v$	$Pv \sim \frac{Z}{\sqrt{\alpha^2}}$
Радиус-кривизны в магнитном поле ρ	$P; Z$	$\rho \sim P/Z$

5.9. Регистрация нейтронов

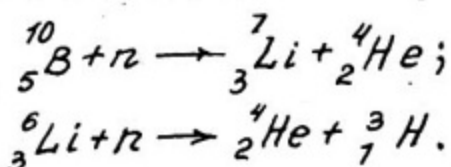
Нейтральные частицы регистрируются в ядерной эмульсии по заряженным продуктам их взаимодействия с веществом.

Нейтроны можно регистрировать различными способами в зависимости от их энергии. Для регистрации и измерения интенсивности пучков медленных нейтронов используют ядерные реакции, например, с азотом, который входит в состав эмульсии:



В результате такой реакции в детекторе образуются треки ядер углерода и протона, направленные в противоположные стороны.

Для повышения эффективности регистрации нейтронов используют специальные эмульсии, в состав которых введены элементы с высоким нейтронным сечением взаимодействия. Наиболее распространенные реакции:



Регистрация быстрых нейтронов с энергией от долей до десятков мегаэлектронвольт осуществляется по протонам отдачи. В результате упругого взаимодействия ядро атома водорода получает импульс под углом θ по отношению к начальному направлению нейтрона.

Энергия протона ϵ_p определяется углом его вылета, и может принимать равновероятные значения от 0 до энергии нейтрона ϵ_n :

$$\epsilon_p = \epsilon_n \cos^2 \theta. \quad (57)$$

Таким образом, если на детектор падает сколламированный пучок нейтронов, то по длине треков протонов отдачи и углу можно определять

энергию регистрируемых нейтронов. На рис. 27 приведен вид распределения протонов отдачи по энергии при регистрации моноэнергетических нейтронов.

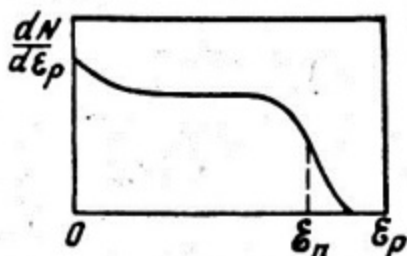


Рис. 27. Распределение по энергии протонов отдачи от моноэнергетических нейтронов

5.10. Совершенствование фотографического метода регистрации излучений

В предыдущих параграфах представлены лишь наиболее распространенные примеры использования ядерных эмульсий в ядерной физике и физике элементарных частиц. Круг задач, решаемых этим методом, чрезвычайно широк. Достаточно сказать, что шесть новых элементарных частиц были впервые зарегистрированы и идентифицированы с помощью ядерной эмульсии. Этот детектор обладает высокой информативностью, т.е. позволяет с хорошей точностью измерять различные характеристики частиц. Основные параметры современных ядерных эмульсий, такие, как чувствительность, плотность рабочего вещества, разрешение, размер зерен, воспроизводимость и т.д., в результате многолетних исследований и разработок достигли в настоящее время своих оптимальных значений. Тем не менее метод ядерных эмульсий еще не исчерпал свои возможности.

Одним из достоинств рассматриваемого метода является способность накопления информации в течение длительного периода времени. Это достоинство особенно ярко проявляет себя в тех случаях, когда производится регистрация редких событий, и процесс экспонирования длится много суток.

Однако в некоторых задачах способность детектора непрерывно накапливать информацию превращается из преимущества в недостаток. Это может быть в тех случаях, когда целью исследования является наблюдение какого-либо события в присутствии высокого фона посторонних излучений или когда необходимо выделить исследуемое событие из большой совокупности других подобных событий путем селекции по времени их возникновения. Другими словами, ядерная эмульсия не обладает управляемой чувствительностью. Очевидно, что детектор, сочетающий в себе характеристики ядерной эмульсии и способность "включать" чувствительность на короткий интервал временем $\sim 10^{-3} \div 10^{-6}$ с был бы чрезвычайно полезен в ядерной физике.

Известно несколько способов изменения чувствительности фотоматериалов.

Способы изменения чувствительности детектора тепловым или химическим воздействием являются инерционными, и их применение при регистрации быстротекающих ядерных процессов невозможно.

Рассмотрим основные представления о механизме воздействия электрического поля на фотографический процесс. Если в момент прохождения через микрокристалл ионизирующей частицы в нем существует электрическое поле, то электроны, переведенные частицей из валентной зоны в зону проводимости, соберутся практически мгновенно в некоторой локальной области, обращенной в сторону положительного электрода. Если среднее число центров на микрокристалле велико, то в области скопления электронов с большой вероятностью могут оказаться один или несколько центров чувствительности m_E . Далее, если предположить, что все серебро скрытого фотографического изображения распределяется между центрами равномерно и для проявления микрокристалла необходимо, чтобы центр скрытого изображения содержал не менее n_0 атомов серебра, то при экспонировании в поле микрокристалл приобретает способность к проявлению при образовании в нем $N_E = n_0 \cdot m_E$ свободных электронов, в то время как в отсутствие электрического поля для этого необходимо $N_0 = n_0 \cdot \bar{m}$ электронов (рис.28).

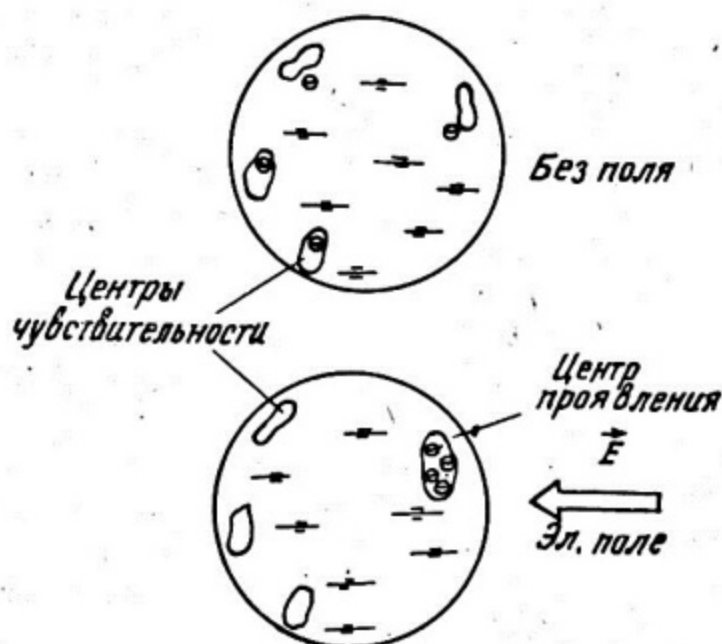


Рис. 28. Влияние электрического поля на фотографический процесс

Таким образом, приложение импульса электрического поля к эмульсии эквивалентно импульсному увеличению ее чувствительности в $\eta = N_0 / N_E = \bar{m} / m_E$ раз. Следовательно, величина эффекта поля зависит от среднего числа центров чувствительности, приходящихся на микрокристалл.

Достигнутые в настоящее время величины эффекта поля составляют $\eta \sim 10^2$. Однако такие значения получены не на ядерных, а лишь на оптических фотографических эмульсиях при напряженности электрического поля $E \sim 10^5$ В/см. Еще большее увеличение чувствительности может быть достигнуто при напряженности поля $E \sim 10^6$ В/см. В таком поле электрон на длине свободного пробега в микрокристалле набирает энергию, достаточную для ионизации атомов среды и образует электронную лавину.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТРЕКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

Метод регистрации заряженных частиц диэлектрическими трековыми детекторами является сравнительно новым в ядерной физике. В 1959 г. Силк и Барнс обнаружили новое явление, заключающееся в том, что в некоторых кристаллах под действием осколков деления образуются протяженные дефекты диаметром в десятки ангстрем. Эти дефекты авторы наблюдали в электронный микроскоп.

Такое же явление, но в стеклах было обнаружено В.П. Перелыгиным с сотрудниками в 1963 г. В том же году Флейшер и Прайс опубликовали аналогичные результаты для некоторых типов органических высокомолекулярных соединений. Дальнейшие исследования показали, что при действии кислоты или щелочи на указанные материалы образованные частицами дефекты увеличиваются в размерах до нескольких микрометров, так что их можно легко наблюдать в оптический микроскоп.

Обнаруженное явление очень быстро нашло практическое применение. Уже в 1963 г. была опубликована работа по физике деления, в которой в качестве трекового детектора использовались кристаллы и стекла.

Дальнейшие исследования были направлены на поиск новых материалов, обладающих способностью регистрировать треки частиц, на улучшение их регистрирующих свойств, на разработку новых методов выявления треков. Большое количество работ посвящено исследованию механизма образования трека.

В настоящее время метод диэлектрических трековых детекторов применяется как в ядерной физике, так и в далеких от нее областях, таких, как медицина, археология, геология и т.д. Столь широкое применение этих детекторов обусловлено их характеристиками, которые рассматриваются в настоящей главе.

6.1. Особенности взаимодействия заряженной частицы с веществом детектора

При торможении заряженной частицы в среде, ее энергия теряется в основном на ионизацию и возбуждение атомов, расположенных вблизи траектории. Как показывают расчеты, приблизительно половина потерянной энергии локализована в непосредственной близости от траектории частицы на характерных расстояниях, сравнимых с размером одной молекулы, $1 - 10 \text{ \AA}$. Другая часть потерянной энергии переносится высокоэнергетичными δ -электронами на значительные расстояния $\sim 100 \text{ \AA}$ и более от траектории

частицы. Эти электроны имеют энергию, достаточную для вызывания вторичной ионизации.

Вероятность возникновения дефекта структуры и его дальнейшее выявление сильно зависят от плотности поглощенной в материале энергии. В кристаллах и стеклах основное значение в образовании трека имеет величина первичной ионизации, в органических полимерах — плотность поглощенной энергии на больших расстояниях от траектории от вторичной ионизации. Пространственное распределение потерянной энергии определяется в основном зарядом частицы и ее энергией. На рис. 29 приведена зависимость той части полных потерь энергии dE/dx , которая передается δ -электронами с энергией, большей чем ϵ_{δ} от величины ϵ_{δ} в полимере. Для сравнения выбраны три иона: ${}^4_2\text{He}$ (0,8 МэВ/нукл.); ${}^{12}_6\text{C}$ (9,5 МэВ/нукл.) и ${}^{56}_{26}\text{Fe}$ (10^3 МэВ/нукл), такие, что полные потери их энергии приблизительно одинаковы и находятся в пределах $(1,1 \div 1,6) \cdot 10^3$ МэВ·см²·г⁻¹. Из графика видно, что примерно половина потерянной энергии всех ионов передается δ -электронам с энергией $\epsilon_{\delta} < 100$ эВ.

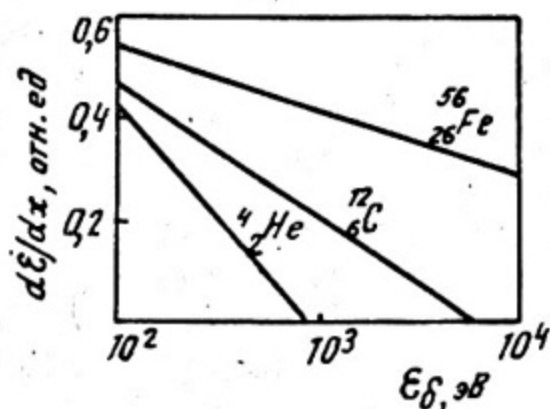


Рис. 29. Зависимость доли dE/dx , передаваемой δ -электронам с энергией больше ϵ_{δ} , от величины ϵ_{δ} в пластике для различных ионов

На образование высокоэнергетичных δ -электронов с $\epsilon_{\delta} > 10^3$ эВ расходуется 1%; 20% и 40% потерь энергии ионов ${}^4_2\text{He}$; ${}^{12}_6\text{C}$ и ${}^{56}_{26}\text{Fe}$ соответственно. Следовательно, энергетическое и пространственное распределение δ -электронов, а значит, и плотность поглощенной энергии от них здесь будут сильно различаться.

Распределение, плотности энергии, уносимой δ -электронами на расстояние r от траектории частицы, вычислено Кацем и описывается соотношением:

$$D(r) \approx a_1 \frac{Z^2}{\beta^2} \cdot \frac{1}{r} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R} \right), \quad (58)$$

где a_1 — константа; R — так называемый максимальный радиус трека, подбираемый обычно эмпирически. На рис. 30 приведено распределение плот-

ности поглощенной энергии по радиусу, отсчитываемому от траектории протона. Как видно из графика, вторичная ионизация локализована в основном в области $r_0 \approx 100 \text{ \AA}$.

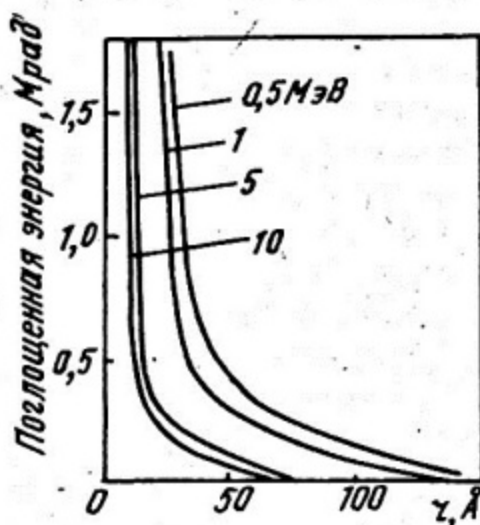


Рис. 30. Зависимость плотности поглощенной энергии от расстояния до траектории протона

Однако не вся энергия поглощается на расстояниях $r < r_0$. Высокоэнергетичные δ -электроны могут уносить заметную долю энергии на расстояния больше r_0 . Плотность потерянной энергии от таких δ -электронов невелика и не оказывает влияния на образование трека. Чтобы учесть эти эффекты для описания потерь энергии часто используют функцию ограниченных ионизационных потерь энергии REL , которая учитывает потери энергии на образование δ -электронов с энергией не более, чем некоторое заданное значение ϵ_{δ}^{max} . Функцию REL можно получить из соотношения Бете—Блоха для $d\epsilon/dx$, если в качестве граничной энергии подставить значение ϵ_{δ}^{max} .

Физический смысл различных видов потерь энергии проиллюстрирован рис. 31,а-в. Черными кружками отмечены события, оказывающие влияние на образование трека и входящие в рассматриваемые потери энергии. Как видно из рис. 31,б, функция REL исключает из рассмотрения все случаи образования δ -электронов с энергией, большей ϵ_{δ}^{max} , хотя некоторые из них могут в результате рассеяния приблизиться к траектории частицы и потерять вблизи нее большую часть своей энергии. Такие события учтены в функции радиально-ограниченных потерь энергии REL_r (рис. 31,в). Значения этой функции находятся численным расчетом. Однако в хорошем приближении ее можно представить в виде:

$$REL_r = \frac{d\epsilon}{dx} - a \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \frac{R}{r} - \left(1 - \frac{r}{R} \right) \right]. \quad (59)$$

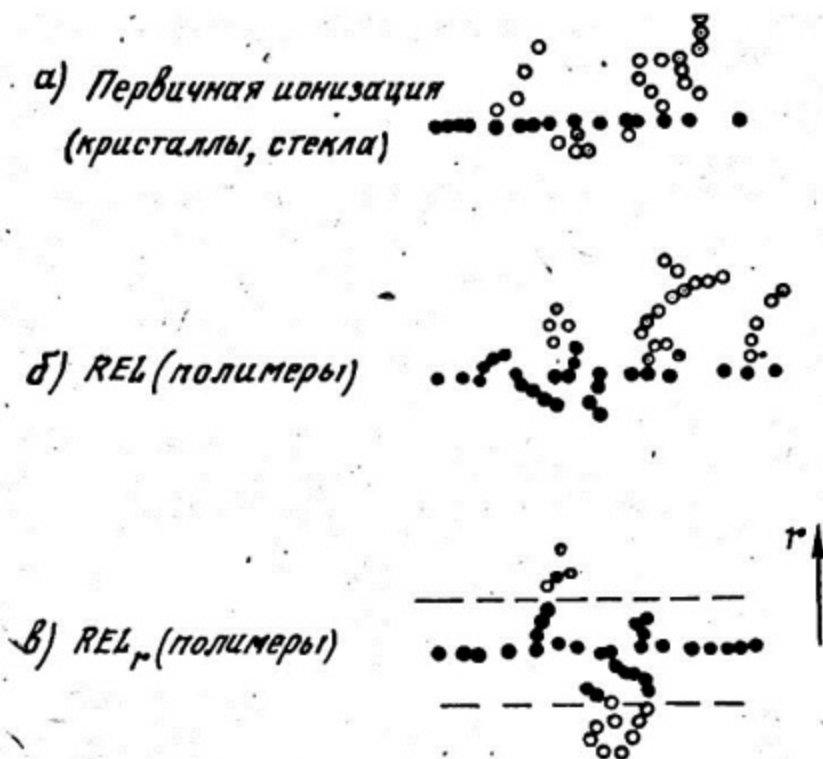


Рис. 31. Первичная и вторичная ионизация в треке

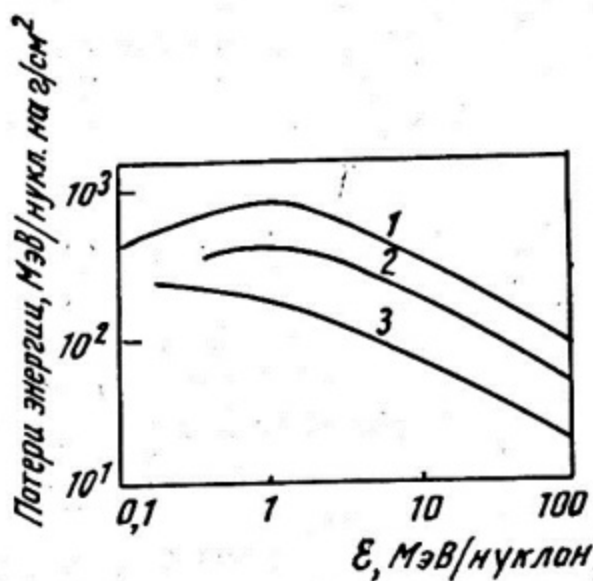


Рис. 32. Зависимости dE/dx (1), REL (2) и потерь энергии на первичную ионизацию (3) от энергии ионов ^{56}Fe в лексане

Сложность определения функции REL_p существенно ограничивает возможность ее использования, поэтому наиболее часто в расчетах используется функция ограниченных потерь энергии.

На рис. 32 приведены зависимости полных и ограниченных потерь энергии, а также потерь энергии на первичную ионизацию от энергии ионов ^{56}Fe в лексане.

6.2. Механизм образования трека

Механизм образования трека определяется в основном физико-химическими свойствами материала и различен для кристаллов и полимеров.

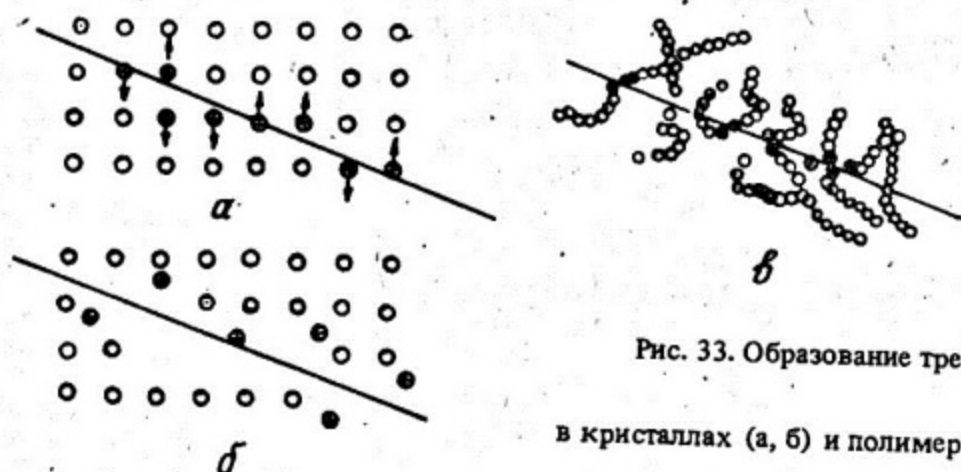


Рис. 33. Образование треков

в кристаллах (а, б) и полимерах (в)

В кристаллических и стеклянных диэлектрических трековых детекторах трек образуется в результате так называемого ионного взрыва. В результате ионизации в области траектории быстрой заряженной частицы образуется большое количество электронов и ионов. Электроны термализуются за короткое время и захватываются на уровни, расположенные в запрещенной зоне. В результате в области траектории частицы $r \sim 10 \text{ \AA}$ образуется ионная сердцевина. Ионы под действием электростатических сил отталкивания смещаются из положений равновесия в решетке и внедряются в междоузелья (рис. 33,а,б). Образуется область протяженных дефектов, которую можно наблюдать в электронный микроскоп. Так как время, за которое происходит такое смещение, составляет всего $\sim 10^{-13}$ с, то процесс получил название "ионного взрыва".

В настоящее время надежно установлено, что смещение ионов в решетке происходит в результате именно первичной ионизации, а не прямых столкновений частицы с атомами. Вторичная ионизация не играет заметной роли в процессе образования трека, о чем свидетельствует, например, слабая чувствительность кристаллов и стекол к β - и γ -излучению.

Важным условием образования трека является количество свободных электронов в материале и их подвижность. Действительно, если возможна рекомбинация ионов и электронов за времена меньше, чем 10^{-13} с, то ионы не смогут сместиться в междоузелья. Поэтому треки легче образуются в материалах с меньшей электропроводностью. Этим, в частности, объясняется отсутствие треков в металлах и полупроводниках.

Большое значение имеет подвижность внедренных в решетку ионов и вакансий. Для обнаружения трека необходимо, чтобы плотность ионов и вакансий превышала некоторую пороговую, постоянную для каждого материала величину. Значение этой плотности зависит, во-первых, от величины ионизации и, во-вторых, от подвижности ионов и вакансий, которая приводит к миграции их из области трека и снижению величины плотности.

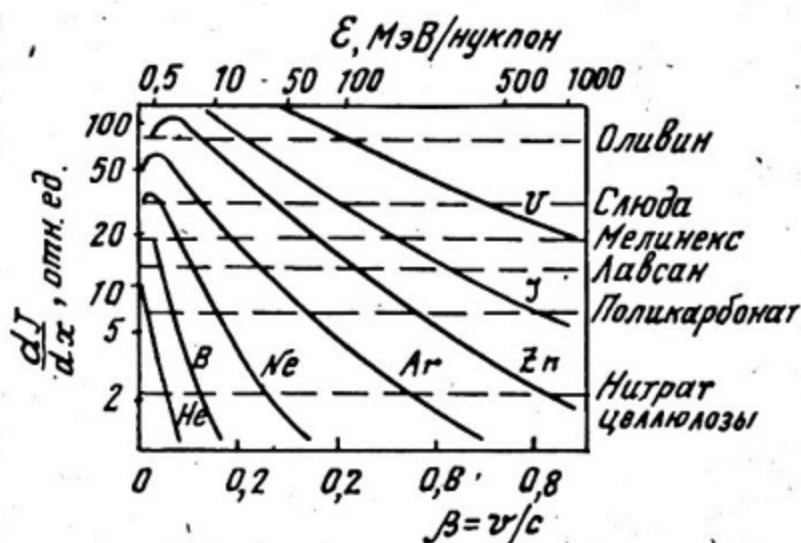


Рис. 34. Зависимость первичной ионизации от скорости различных ионов и границы регистрации некоторых материалов

Для сравнения регистрирующих свойств различных детекторов обычно используют понятие чувствительности или порога регистрации. Чувствительность определяется наименьшими потерями энергии частицы (в частности — первичной ионизацией), которые вызывают образование трека. Необходимо понимать, что чувствительность зависит также от способа выявления трека. Обычно указывают наименьшее значение этой величины. На рис. 34 приведены зависимости первичной ионизации от скорости различных

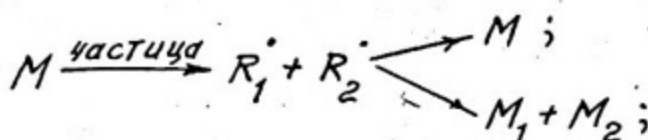
ионов от He до U и пороги регистрации для некоторых кристаллов и полимеров. Иногда чувствительность определяют по наименее ионизирующему иону, который образует трек в материале. Эти данные приведены в табл. 9.

Таблица 9

Материал	Травитель	Концентрация травителя, %	Температура травления, °C	Время травления, мин	Температура отжига треков, °C	Наименее ионизирующий ион, образующий трек (с энергией, МэВ)
<u>Кристаллы</u>						
Оливин $MgFeSiO_4$	WO_4	—	100	600	480	^{56}Fe (100)
Кварц SiO_2	$NaOH$	60	160	240	500	^{40}Ar (100)
Слюда $KAl_3Si_3O_{10}(OH)_2$	HF	50	20	60	500	^{20}Ne (2)
Топаз $Al_2SiO_4(F,OH)_2$	$NaOH$	60	160	120	—	—
<u>Стекла</u>						
Кварцевые SiO_2	HF	50	20	6	500	^{40}Ar (16)
Хрусталь $SiO_2, PbO(24\%)$	HF	3,5	20	8	300	$Z \sim 14$
Флинт	HF	5,7	23	3	—	^{20}Ne (2-3)
<u>Полимеры</u>						
Полиэтилен CH_2	$K_2Cr_2O_7 + H_2SO_4$	—	85	30	—	Осколки деления
Янтарь $C_2H_3O_2$	—	3,5	28	2400	300	—
Полиамид $C_{11}H_4O_4N_2$	$KMnO_4$	—	60	480	260	^{16}O (36)
Ацетат целлюлозы $C_3H_4O_2$	$NaOH$	25	40	60	160	4He (3)
Нитрат целлюлозы $C_6H_8O_9N_2$	$NaOH$	25	40	60	138	1H (0,55)
CR-39	$NaOH$	25	70	60	—	4He (70), 1H (10)

Механизм ионного взрыва неприменим для описания процесса образования трека в полимерах. Как показали электронно-микроскопические наблюдения, диаметр зоны нарушений в полимере составляет $50 \pm 100 \text{ \AA}$. Это связано с тем, что большую роль в этом процессе играют δ -электроны.

Процесс ионизации в основном затрагивает внешние электроны атомов, которые в полимере обуславливают химические связи. В результате ионизации происходит обрыв связей, образование радикалов и молекул с меньшей молекулярной массой (рис. 33,в). Время жизни радикалов может достигать многих суток, со временем они могут рекомбинировать в исходную молекулу или образовать новую молекулу. Все эти процессы можно условно представить схемой:



где знак M обозначает молекулу, R^\bullet — радикал. Область трека, состоящая из радикалов и продуктов их взаимодействия обладает способностью усиленного травления по сравнению с необлученным материалом. Величина скорости травления зависит от количества разорванных химических связей и характеризуется коэффициентом G , численно равным количеству разорванных связей на 100 эВ поглощенной энергии. Экспериментально установлено, что:

$$G^{-1} \sim (Z^2/\beta^2)_{\min} \quad (60)$$

где Z и β — соответственно заряд и скорость частицы с наименьшей ионизацией, вызывающей образование трека в данном материале. Для большинства полимеров треки образуются при $5 < (Z/\beta)_{\min} < 100$; в минералах при $150 < (Z/\beta)_{\min} < 450$. В ядерной эмульсии максимальной чувствительности $(Z/\beta)_{\min} = 1$.

Произведенные быстрой частицей нарушения не являются абсолютно стабильными. Со временем происходит восстановление структурных изменений. Этот процесс можно ускорить нагреванием (отжигом) материала.

6.3. Методы выявления треков

Выявление (усиление) образованных частицей дефектов является заключительной стадией образования трека. В настоящее время наибольшее распространение для этих целей получил метод химического травления, как наиболее универсальный и информативный. Принцип его основан на избирательности действия некоторых растворов (чаще всего кислот и щелочей) на дефекты структуры. Основным параметром, определяющим геометрию трека является отношение скоростей травления V_T/V_B . Величина V_T/V_B является, с одной стороны, характеристикой детектора, с другой — зависит от потерь энергии частицы. Предположение о постоянстве V_T/V_B в общем случае неправомерно, так как потери энергии в процессе торможения частицы изменяются. Вид этой функции устанавливается обычно экспериментально для каждого материала. На рис. 35 в качестве примера приведена функция $V_T/V_B = f(REL)$ в нитрате целлюлозы. Как следует из рисунка, при больших потерях энергии кривая выходит на насыщение.

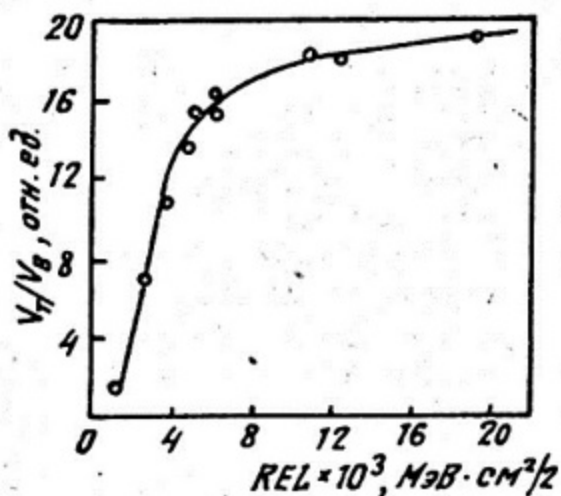


Рис.35: Зависимость отношения V_T/V_B от потерь энергии частиц в нитрате целлюлозы

Если частица падает на поверхность детектора под углом $\theta < 90^\circ$, то условием образования трека является:

$$\theta > \theta_{кр} = \arcsin V_B/V_T, \quad (61)$$

где $\theta_{кр}$ — критический угол. Условия травления, температуры отжига некоторых детекторов, а также наименее ионизирующие ионы, вызывающие образование треков приведены в табл. 9.

Помимо химического, травления существует ряд других способов выявления треков. Электрохимическое травление заключается в том, что к детектору в процессе травления прикладывают переменное электрическое поле в несколько киловольт с частотой $1 \div 10$ кГц. Этот способ позво-

ляет увеличить треки до размеров, видимых невооруженным глазом. Однако характеристика треков хуже, чем при химическом травлении.

Интересный способ выявления треков в пластиках предположили Монфин и Бланфорд в 1973 г. Способ основан на явлении прививочной полимеризации в зоне трека, насыщенной радикалами и реакционноспособными молекулами. При добавлении в материал мономера в зоне трека происходит прививочная полимеризация (так называемая графт-полимеризация), которую легко обнаружить по изменению окраски. По некоторым данным этот способ позволяет повысить чувствительность детектора на порядок.

6.4. Основные характеристики детекторов

Диэлектрические трековые детекторы применяются для регистрации излучений в широком диапазоне энергий от 10^{-3} до 10^4 МэВ/нуклон. Основные параметры частиц, которые могут быть измерены этими детекторами, приведены в табл. 10. Рассмотрим особенности таких измерений.

Пробег R частицы в детекторе определяется согласно формуле Бете, с одной стороны, потенциалом ионизации I и отношением A/Z среды, с другой — кинетической энергией \mathcal{E} , массой M и зарядом Z частицы. Значения пробегов в различных материалах с хорошей точностью рассчитываются численными методами и могут быть использованы для определения указанных параметров частиц.

Таблица 10

Измеряемый параметр трека	Параметр детектора	Параметр частицы
R	$I; A/Z$	$\mathcal{E}; Z; M;$
d L δ	$V_T = B \left(\frac{dJ}{dx} \right)^{\xi};$ $V_T/V_B = 1 + \alpha REL^{\beta}$	$J; REL; \mathcal{E};$ $Z; M$
L_{max}	$REL_{кр}; (dJ/dx)_{кр}$	Z
$d\delta/dR$ dL/dR	$d \left(\frac{V_T}{V_B} \right) / dR$	$dREL/dR$ dJ/dR

Основные параметры трека: диаметр d , травимая длина L и угол конуса δ связаны с характеристиками частицы через функцию отношения скоростей V_T/V_B . Эта связь для различных материалов с хорошей точностью описывается соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} V_T/V_B &= B(dJ/dx)^\beta; \\ V_T/V_B &= 1 + \alpha REL^\beta; \end{aligned} \right\} \quad (62)$$

где α ; β и B — постоянные для данного материала коэффициенты. Если учесть, что ионизационные потери энергии dJ/dx и REL определяются E , Z и M частицы, то все эти характеристики доступны для измерения рассматриваемым методом.

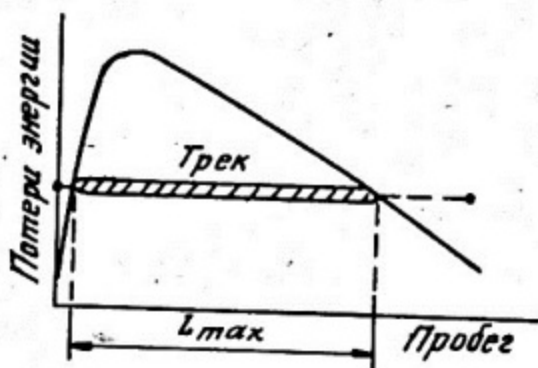


Рис. 36. Максимальная травимая длина трека

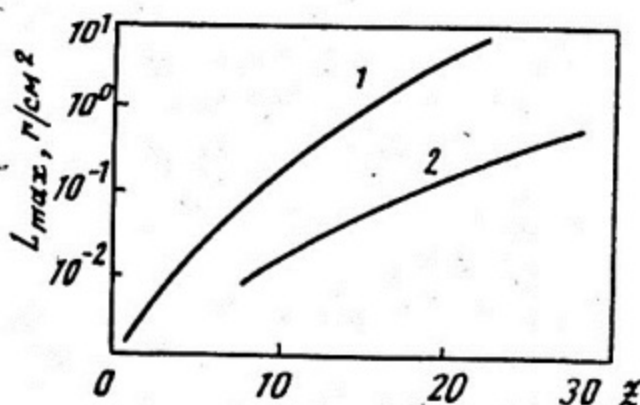


Рис. 37. Зависимость L_{max} от заряда частицы в нитрате целлюлозы (1) и лексане (2)

Максимальная травимая длина трека L_{max} определяется как часть траектории частицы, в которой потери энергии превышают критическое значение $(\frac{dJ}{dx} > \frac{dJ}{dx_{кр}})$, что приводит к образованию трека (рис. 36). Величина L_{max} определяется зарядом Z частицы. Вид этой зависимости для двух материалов приведен на рис. 37 и может быть использован для измерения Z .

В тех случаях, когда потери энергии частицы при торможении в детекторе сильно изменяются, необходимо учитывать изменение V_T/V_B вдоль траектории. Для этого измеряют величины $d\delta/dR$ или dL/dR и определяют по ним функцию $V_T/V_B(R)$.

Величина энергетического разрешения диэлектрического трекового детектора при измерении энергии частицы, например, по диаметру трека d

определяется наклоном кривой $d(\epsilon)$ (рис. 38). Достигнутое в настоящее время энергетическое разрешение в полимерных детекторах составляет $50 \div 60$ кэВ при энергии α -частиц 6 МэВ. Полученное значение не является пределом и будет, видимо, улучшаться по мере разработки новых типов детекторов и условий их обработки.

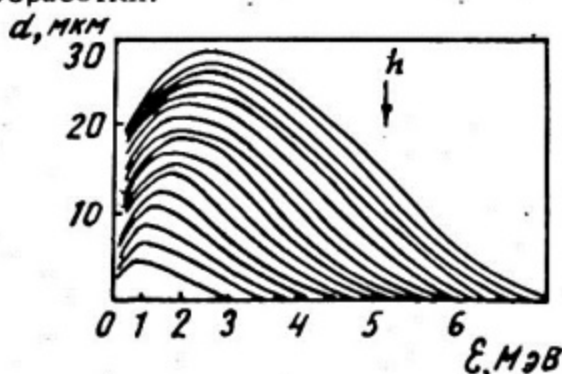


Рис. 38. Зависимость диаметра трека от энергии α -частиц при фиксированных h в Макрофоле

Экспериментальным подтверждением этого могут служить характеристики разработанного в 1978 г. в г. Беркли (США) нового полимерного детектора с коммерческим названием CR-39. Этот детектор обладает аномально высокой чувствительностью по сравнению с другими детекторами (см. табл. 9). На рис. 39 приведены гистограммы распределения треков по диаметрам от релятивистских многозарядных ионов в CR-39. Величина разрешения по заряду составила $\Delta Z \sim 0,1e$. Для сравнения разрешение по заряду в ППД в том же эксперименте не превышало $0,12e$.

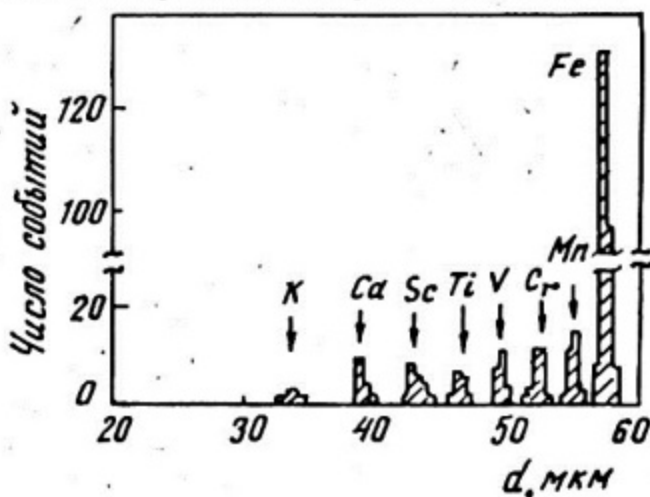


Рис. 39. Распределения треков релятивистских ионов по диаметрам в CR-39

В заключение отметим необходимость калибровочных измерений при исследовании параметров частиц. Эта необходимость связана с некоторыми колебаниями в свойствах различных партий детекторов.

6.5. Области применения

Метод диэлектрических трековых детекторов за короткое время своего развития нашел столько применений в ядерной физике и технике, что подробное описание их затруднительно. Укажем лишь наиболее интересные задачи.

В ядерной физике рассматриваемые детекторы все чаще используются не только для регистрации тяжелых заряженных частиц, но и для регистрации нейтронов. Нейтроны можно регистрировать как по протонам отдачи (с эффективностью $\sim 10^{-5}$), так и по продуктам ядерных реакций.

В последние годы ведутся интенсивные поиски треков сверхтяжелых элементов в метеоритных кристаллах — оливинах. Уникальное свойство этих кристаллов заключается в том, что дефекты структуры в них сохраняются неограниченно долгое время. Поэтому кристаллы оливина, находящиеся в составе метеоритов, в течение очень длительного времени, двигаясь в космическом пространстве, накапливали треки различных космических частиц. В настоящее время в результате просмотра большого количества кристаллов обнаружены 3 трека, травимая длина которых существенно превышает L_{max} для всех известных в настоящее время ядер. Исследования в этом направлении продолжаются.

Сравнительно новая область применения детекторов — диагностика термоядерной плазмы. Термоядерная плазма является источником интенсивного рентгеновского и корпускулярного излучения. При регистрации какого-либо сорта частиц, например продуктов dd и dT реакций, возникает необходимость выделить исследуемые события на интенсивном фоне сопутствующих излучений. Диэлектрические трековые детекторы, обладающие сравнительно высоким порогом регистрации и нечувствительные к рентгеновскому излучению и электронам, позволяют решать такую задачу.

В экспериментах по лазерному термоядерному синтезу диэлектрические трековые детекторы успешно использовались не только для определения выхода частиц и энергии, но и для исследования области их генерации в плазме. Схема одного из таких экспериментов приведена на рис. 40. Детекторы из нитрата целлюлозы или $CR-39$ использовались в качестве регистрирующего элемента камеры-обскуры. Изображение в зависимости от цели исследования формировалось либо заряженными продуктами dd и dT реакций, либо нейтронами. Пространственное разрешение в первом случае составляло $\sim 5 - 10$ мкм, во втором ~ 100 мкм. В результате эксперимента получены данные по параметрам тех участков плазмы, в которых происходят ядерные реакции.

Среди большого круга прикладных задач, решаемых с помощью диэлектрических детекторов, можно указать, например, микроскопию в

пучках тяжелых ионов, когда регистратором является пленка из полимера. Такая микроскопия позволяет регистрировать минимальные флуктуации плотности в образце.

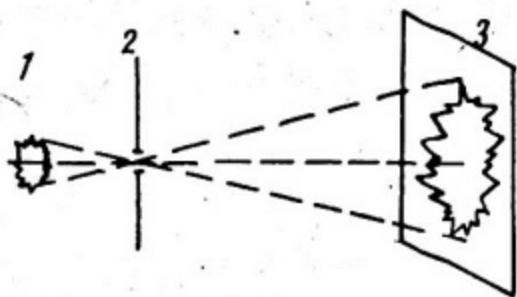


Рис. 40. Схема эксперимента по регистрации изображения источника излучения:
1 - плазма; 2 - камера-обскура; 3 - детектор

Большое внимание в последнее время уделяется разработке автоматизации просмотра треков диэлектрических трековых детекторов. Автоматизация позволяет существенно повысить возможности метода диэлектрических трековых детекторов.

Глава 7

ЭМИССИОННЫЕ КАМЕРЫ

Эмиссионные камеры были созданы в результате стремлений получить детектор с большой плотностью рабочего вещества и большим быстродействием. Трудности, возникающие при решении этой задачи обусловлены тем, что в конденсированном веществе не удастся получить стабильное усиление ионизационного эффекта в треке частицы.

Идея, лежащая в основе принципа работы эмиссионной камеры, состоит в разделении функций: частица создает ионизацию в конденсированном веществе (в жидком или твердом диэлектрике), а усиление ионизационного эффекта и его регистрация происходят в газе (или вакууме). Для этого электроны, образованные частицей в конденсированной фазе, "вытягивают" с помощью электрического поля через поверхность раздела в газовую фазу (или вакуум). Электроны в газовой фазе (или вакууме) регистрируются известными методами.

В качестве диэлектрика можно применять конденсированные (жидкие или твердые) благородные газы, органические жидкости — гексан, изоктан. Все вещества должны быть очищены от электроотрицательных примесей, например кислорода, захватывающих электроны. Регистрация электронов, эмиттируемых в газ, может быть осуществлена с помощью искровой, стримерной, диффузионной и разрядно-конденсационной камер или камеры

Вильсона. В вакууме (над поверхностью кристалла) можно сфокусировать эмиссионные электроны методом электронной оптики и зарегистрировать электронное изображение трека аналогично тому, как это происходит в электронно-оптических преобразователях.

Рассмотрим основные физические процессы, определяющие свойства эмиссионной камеры [19].

Для разделения электронов и ионов, образованных релятивистской частицей в конденсированных благородных газах, требуется напряженность электрического поля порядка нескольких кВ/см. При 2 кВ/см со следа частицы вытягивается почти 70% электронов.

Избежавшие рекомбинации электроны дрейфуют в веществе по силовым линиям электрического поля. Скорость дрейфа электронов в поле напряженностью $\sim 10^5$ В/см составляет $\sim 10^6$ см/с. Малая зависимость скорости дрейфа от напряженности электрического поля свидетельствует о сравнительно большой средней энергии электронов. Скорости дрейфа электронов в газах могут значительно превышать скорости дрейфа в конденсированных веществах.

Электрон, подошедший к поверхности конденсированного вещества, может выйти в газ (или вакуум). Работа выхода электрона из большинства конденсированных газов меньше 1 эВ, а для некоторых веществ она отрицательна. Примерами таких веществ служат легкие конденсированные газы (H, ^3He , ^4He , D), некоторые органические жидкости.

При выходе электрона в газ (или вакуум) освобождается энергия примерно 1 эВ. Дрейфующие в электрическом поле электроны с энергией, превышающей работу выхода (горячие электроны), свободно выходят из плотной среды в газ (вакуум). Электроны с тепловыми энергиями могут преодолеть энергетический барьер и эмиттировать за счет термоэмиссии. Термоэмиссия затянута во времени. Например, эмиссия "тепловых" электронов из жидкого изооктана при комнатной температуре и работе выхода 0,17 эВ происходит примерно за 10 мкс.

Электроотрицательные примеси, например кислород, захватывают электроны, что приводит к уменьшению числа электронов, достигающих поверхности. Молекулярные примеси уменьшают энергию дрейфующих в электрическом поле электронов (в результате возбуждения колебательных и вращательных уровней многоатомных молекул), что приводит к уменьшению числа электронов, выходящих через поверхность конденсированного газа.

Как уже упоминалось, в эмиссионной камере осуществляется регистрация частицы в конденсированной фазе с последующим выходом электронов либо в вакуум, либо в газ. Эмиссионные детекторы, в которых электроны эмиттируют в вакуум, технически весьма сложны. Регистрация

электронов осуществляется либо с помощью сцинтилляционных детекторов, либо с помощью электронно-оптического преобразователя.

Газонаполненные детекторы работают при температуре кипения жидкого азота и более высоких (до комнатной). Недостатком газонаполненных детекторов по сравнению с вакуумными является худшее пространственное разрешение из-за диффузии электронов в газе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели основные типы трековых детекторов на основе газов, жидкостей и твердых тел. Принцип действия этих детекторов различен и определяется свойствами рабочего вещества и способом усиления трека. Тем не менее существует ряд характеристик, присущих большинству из них (табл. 11).

После "усиления" трек частицы в трековом детекторе состоит из отдельных элементов.

Элементом структуры трека в камере Вильсона и диффузионной камере является заряженная капля, образовавшаяся на ионе. При некоторых режимах работы изображения отдельных капель могут накладываться друг на друга, тогда элементом трека является сгусток капель.

В стримерной камере элементом структуры трека является стример. В режиме, когда стример образуется на δ -электронах, камера позволяет определять первичную ионизацию; в режиме, когда стример образуется на отдельных электронах, камера регистрирует полную ионизацию. Первичная и полная ионизация флуктуируют по разным законам. Флуктуации первичной ионизации описываются распределением Пуассона, флуктуации полной ионизации описываются распределением Ландау. Это позволяет в ряде случаев по распределению флуктуации ионизационных потерь определить характер ионизации и выбрать режим работы, когда флуктуации ионизационных потерь описываются распределением Пуассона, более узким и симметричным, чем распределение Ландау.

В ядерных эмульсиях элементом структуры трека являются отдельные зерна (микрористаллы). В зависимости от величины зерна и числа центров чувствительности в нем ядерная эмульсия также может регистрировать как полную, так и первичную ионизацию.

В пузырьковой камере элементом структуры трека является пузырек, образующийся на треке δ -электрона, поэтому трек в пузырьковой камере характеризует первичную ионизацию (число δ -электронов пропорционально первичной ионизации).

Одной из наиболее важных характеристик является чувствительность детектора, которая может быть представлена несколькими способами: по

Таблица 11

Детектор	Способ "усиления" трека	Минимальная ϵ для образования трека, эВ	Чувствительность $(z/\beta)_{min}$	Возможность управления чувствительностью; временнонос разрешение	Время памяти	Мертвое время, с	$(PR)_{max}$ г/см ²	Разрешение энергетическое, %	Разрешение пространственное, мкм	Области применения
Ядерная эмульсия	Проявление	10^3 на зерно	1	Ведутся разработки	От 10^2 до 10^3 ч	-	40 (эмульсионные камеры)	1	1	Ядерная физика средних и высоких энергий, космофизика, регистрация редких событий, поиск новых типов частиц
Диэлектрические трековые детекторы	Травление	$10^5 \div 10^6$ на мкм трека	5	Нет	От 10^2 до ∞	-	$10 \div 50$ (минералы)	1	10	Ядерная физика низких, средних и высоких энергий, космофизика, поиск новых частиц и сверхтяжелых ядер, диагностика плазмы, прикладные исследования
Камера Вильсона	Рост капли на ионе	$40 \div 50$ на каплю	1	Есть 10^{-2} с	От 10 до 10^{-2} с	От $1-30$ с	0,02	1	100	Ядерная физика низких энергий, физика газового разряда, физика плазмы
Пузырьковая камера	Рост пузырька на локальном тепловом эффекте	$3 \div 5 \cdot 10^3$ на пузырьком тепловом	1	Нет	-	1	$10-20$	1	100	Ядерная физика высоких энергий, поиск редких событий и новых частиц
Стримерная камера	Ударная ионизация в электрическом поле "ион"	$40-50$ на пару	1	Есть 10^{-6} с	10^{-5} с	10^{-2}	2-3	1-2	200	Ядерная физика высоких энергий

минимальной энергии на элемент трека, по минимальным удельным ионизационным потерям энергии, по величине $(z/\beta)_{min}$, при которой происходит образование трека. Как следует из таблицы, все рассмотренные детекторы за исключением диэлектрических трековых детекторов, регистрируют частицы минимальной ионизации. Приведенное в таблице значение чувствительности для диэлектрических трековых детекторов соответствует лишь некоторым полимерам и для большинства материалов лежит выше.

Важным качеством трекового детектора, позволяющим существенно расширить область его применения, является возможность управления чувствительностью. Под этим качеством в общем случае понимается возможность импульсного "включения" чувствительности на короткий интервал времени. В остальное время детектор излучение не регистрирует. Временное разрешение при этом определяется как минимальный интервал времени, необходимый для осуществления такого "включения".

Два из рассмотренных детекторов обладают возможностью управления чувствительностью. В камере Вильсона управление осуществляется быстрым расширением рабочего объема после прохождения частиц через объем, что приводит к образованию пересыщенного пара и росту капель на ионах. В стримерной камере — включением высоковольтного импульса электрического поля. В течение ряда лет ведутся работы по управлению чувствительностью ядерной эмульсии электрическим полем. В последние годы появились сообщения о разработке диэлектрических трековых детекторов с управляемой чувствительностью.

Временем памяти детектора называется наибольший интервал времени от момента прохождения частицы до начала усиления трека. Время памяти велико для детекторов на основе твердого тела. В газовых детекторах оно определяется процессом диффузии носителей заряда из области трека.

Некоторые детекторы после регистрации частицы теряют в течение интервала времени, называемого мертвым временем, способность к регистрации. Эти данные также приведены в табл. 11.

Возможность детектора регистрировать частицы высоких энергий определяется произведением плотности рабочего вещества на максимальную толщину чувствительного слоя: $(\rho R)_{max}$. Это произведение максимально для эмульсионных камер большого объема и пузырьковых камер. Диэлектрические трековые детекторы на основе минералов также могут обладать большим $(\rho R)_{max}$, однако их применение в физике высоких энергий затруднительно из-за низкой чувствительности.

Энергетическое разрешение различных типов трековых детекторов сильно зависит от энергии регистрируемых частиц. В таблице приведены ориентировочные цифры для диапазона энергий $\sim 10^6$ эВ.

Пространственное разрешение определяется диффузией носителей заряда в области трека, а также процессами, происходящими при усилении трека.

В заключение отметим, что метод регистрации треков заряженных частиц в настоящее время интенсивно развивается и совершенствуется.

ИСПОЛЬЗОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Сегре Э. Экспериментальная ядерная физика. Т. 1. — М.: Изд-во иностр. лит., 1961.
2. Ляпидевский В.К. Процессы в треке быстрой заряженной частицы: Тексты лекций. — М.: Изд. МИФИ, 1982.
3. Вильсон Дж. Камера Вильсона. — М.: Изд-во иностр. лит., 1954.
4. Landsdorf — Rev. Sci. Instr., 1939, v. 10, p. 91.
5. Glaser D. — Phys. Rev., 1952, v. 87, p. 665.
6. Завойский В.К., Смолкин Г.Е. — Атомная физика, 1956, № 4, с. 46.
7. Granshaw T.E., Beer J.F. — Nuovo Cimento, 1957, v. 5, p. 1107.
8. Тяпкин А.Л. — ПТЭ, 1956, № 3, с. 51.
9. Fukui S., Migamoto S. — Nuovo Cimento, 1959, v. 11, p. 113.
10. Алиханян А.И. и др. — ЖТЭФ, 1963, т. 44, с. 77.
11. Долгошеин Б.А. и др. — ЖЭТФ, т. 46, с. 1953.
12. Чиковани и др. — ЖТЭФ, 1964, т. 46, с. 1228.
13. Shneider F. Preprint CERN, P-114, 1963, p. 144.
14. Glaser D. — Phys. Rev., 1952, v. 87, p. 665.
15. Миз К., Джеймс Т. Теория фотографического процесса. — Л.: Химия, 1973.
16. Пауэлл С., Фаулер П., Перкинс Д. Исследование элементарных частиц фотографическим методом. — М.: Изд-во иностр. лит., 1962.
17. Флейшер Р.Л., Прайс П.Б., Уокер Р.М. Треки заряженных частиц в твердых телах. — М.: Энергоиздат, 1981, т. 1 — 3.
18. Гангрский Ю.П., Марков В.Н., Перельгин В.П. Регистрация и спектрометрия осколков деления. — М.: Энергоиздат, 1981.
19. Родионов Б.У. Эмиссионный метод регистрации частиц. Элементарные частицы: Шестая школа физиков ИТЭФ. Выпуск 1. — М.: Атомиздат, 1979, с. 64 — 76.
20. Прентис Дж. Д. Исследование короткоживущих частиц с помощью эмульсионной методики. — УФН, 1984, т. 142, в. 4, с. 653 — 676.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Глава 1. Основные представления о треке заряженной частицы	3
1.1. Первичная ионизация	5
1.2. Вторичная ионизация	6
1.3. Термализация носителей заряда. Трек частицы	7
1.4. Концентрация носителей заряда в треке. Образование плазмы	10
Глава 2. Камера Вильсона	12
2.1. Принцип действия	12
2.2. Центры конденсации	13
2.3. Граничные пересыщения	14
2.4. Способы создания пересыщения	18
2.5. Структура трека	21
2.6. Управляемые камеры	22
2.7. Разрядно-конденсационные камеры	23
Глава 3. Стримерная камера	24
3.1. Развитие стримерного разряда	27
3.2. Конструктивные особенности стримерной камеры	28
3.3. Наполнение камеры	29
3.4. Временные характеристики камеры	30
3.5. Пространственное разрешение	31
3.6. Определение первичной и вторичной ионизации	31
3.7. Применение	31
Глава 4. Пузырьковая камера	32
4.1. Принцип действия	32
4.2. Основные характеристики камеры	35
4.3. Применение	37
Глава 5. Ядерные эмульсии	37
5.1. Фотографический метод регистрации	37
5.2. Основные представления о фотографическом процессе ...	39
5.3. Физико-химические свойства современных ядерных эмульсий	42
5.4. Особенности взаимодействия заряженных частиц с веществом ядерной эмульсии	43
5.5. Теория образования трека	46
5.6. Определение пробега и энергии заряженных частиц	51
5.7. Измерение времени пролета и времени жизни частиц	54
5.8. Измерение плотности зерен в треке	55
5.9. Регистрация нейтронов	57
5.10. Совершенствование фотографического метода регистрации излучений	58

Глава 6. Диэлектрические трековые детекторы	60
6.1. Особенности взаимодействия заряженной частицы с веществом детектора	60
6.2. Механизм образования трека	64
6.3. Методы выявления треков	68
6.4. Основные характеристики детекторов	69
6.5. Области применения	72
Глава 7. Эмиссионные камеры	73
Заключение	75
Использованная литература	78

Редактор *Е.Н. Кочубей*
Техн. редактор *Н.М. Воронцова*
Корректор *И.Н. Маркина*.

Л.- 96637	Подписано в печать 6/II-1985г.	Формат 60x84 1/2
Объем 5 п.л.	Уч.-издл. 4,75	Тираж 420 экз.
Цена 30 коп.	Изд. № 084-1	Заказ 1980

Типография МИФИ, Каширское шоссе, 31