

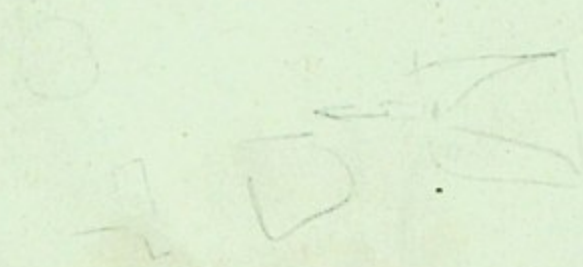
539.1
197

2

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В. К. Ляпидевский

ПРОЦЕССЫ В ТРЕКЕ
БЫСТРОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ
ЧАСТИЦЫ



МОСКВА 1982

539.1
Л97

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В. К. Ляпидевский

ПРОЦЕССЫ В ТРЕКЕ
БЫСТРОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ

Тексты лекций



Москва 1982



УДК 539.1.074.3

Л я п и д е в с к и й В.К. Процессы в треке быстрой
заряженной частицы. Тексты лекций. — М. : Изд. МИФИ, 1982,
44 с.

В лекции даются основные представления о треке быстрой заряженной частицы в веществе. Рассматриваются основные процессы в треках заряженных частиц, образованных в газах и твердых телах.

© Московский инженерно-физический институт, 1982 г.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	4
1. Основные представления о треках заряженных частиц	4
1.1. Первичная ионизация.....	5
1.2. Вторичная ионизация.....	6
1.3. Трек частицы.....	8
1.4. Процессы в треках.....	14
1.5. Перекрытие треков	20
2. Треки заряженных частиц в газах.....	20
2.1. Первичная ионизация.....	20
2.2. Вторичная ионизация.....	21
2.3. Термализация электронов.....	21
2.4. Преобразование возбужденных атомов в возбужденные молекулы и молекулярные ионы.....	22
2.5. Преобразование атомных ионов в молекулярные.	23
2.6. Сцинтилляционный процесс в благородных газах.	23
2.7. Образование плазмы. Электронно-ионная рекомбинация.....	23
2.8. Захват электрона нейтральной примесью.....	25
3. Процессы в треках ионных кристаллов.....	26
3.1. Зонная структура ионных кристаллов.....	27
3.2. Автолокализованная дырка (V_K -центр).....	28
3.3. Сцинтилляционный процесс в неактивированных кристаллах.....	28
3.4. Сцинтилляционный процесс в активированных кристаллах.....	30
3.5. Процессы в кристаллах $AgBr^*$	35
4. Треки заряженных частиц в твердых диэлектриках...	37
4.1. Процессы в органических материалах.....	37
5. Влияние внешних полей на процессы в треках.....	38
5.1. Влияние электрического поля.....	39
5.2. Влияние электромагнитных полей.....	40
5.3. Влияние температуры (термическое действие)..	40

ВВЕДЕНИЕ

Для понимания процессов, происходящих в веществе, находящемся в поле ионизирующего излучения, необходимо прежде всего изучить процессы, протекающие в треке заряженной частицы. Исследование этих процессов необходимо для развития таких областей науки, как радиационная физика, радиационная химия и радиационная биология.

Очень важно, что само обнаружение излучений и определение их характеристик основано на регистрации тех или иных процессов, происходящих в веществе в треке заряженной частицы. Именно эти процессы, приводящие к эффектам, позволяющим зарегистрировать элементарную частицу и определить ее свойства, рассматриваются в лекции.

Трек — это область вблизи траектории частицы с изменяющимися в пространстве и во времени параметрами: так размеры трека, число возбужденных и ионизованных частиц в нем, а также их энергетическое распределение непрерывно изменяются за 10^{-14} — 10^{-6} с. Через некоторое, существенно большее время трек может распасться, если же он сохраняется десятки и более часов, то его можно назвать стабильным треком. Как правило, в твердых диэлектриках образуются стабильные треки, в газах и жидкостях — нестабильные. Пример стабильного трека — это скрытое фотографическое изображение в кристалле *ArBr*, пример нестабильного трека — трек в газе.

1. ОСНОВНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О ТРЕКАХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Быстрая заряженная частица, проходя через вещество, теряет свою энергию в результате столкновений двух типов: столкновений с электронами вещества и столкновений с ядрами. Столкновения с электронами приводят к ионизационным потерям энергии, столкновения с ядрами — к ядерным потерям энергии (упругим соударениям, изменяющим направление движения частицы, и неупругим соударениям, вызывающим ядерные реакции). Роль этих двух типов потерь энергии принципиально различна. Столкновения с электронами приводят к возбуждению и ионизации вещества, столкновения с ядрами — к изменению структуры

вещества, возникновению точечных дефектов или ядерным реакциям. Второй тип потерь (ядерные потери) в лекции не рассматривается.

1.1. Первичная ионизация

Ионизационные потери энергии описываются хорошо известной формулой Бете – Блоха: они в основном зависят от электронной плотности вещества Z/A , квадрата отношения заряда частицы к ее скорости $(Z/v)^2$, плотности вещества ρ и среднего потенциала ионизации среды \bar{J} . Для атома с зарядом ядра Z величина $J = kZ$, где k по порядку величины равно энергии ионизации атома водорода.

Потерянная частицей энергия передается веществу и поглощается вблизи ее траектории, некоторая доля энергии уходит на значительное расстояние в виде излучений (тормозное излучение, излучение Вавилова – Черенкова, переходное излучение и излучение звуковых волн). Общая доля этих излучений и соотношение их интенсивности зависят от типа вещества и скорости частицы. Так, например, энергия, уносимая излучением Вавилова – Черенкова, составляет $10^{-2} - 10^{-3}$ от ионизационных потерь, в то время как потери на тормозное излучение могут превышать ионизационные потери во много раз.

В дальнейшем рассматривается только та доля энергии быстрой частицы, которая поглощается вблизи ее траектории и передается веществу. Эту энергию принято характеризовать величиной линейной передачи энергий (ЛПЭ)*. Величина энергии, переданной веществу быстрой частицей, зависит от прицельного параметра r_0 . Наименьшая энергия (практически равная нулю) передается при

$$r_0 \approx \frac{v \hbar}{\bar{J}}, \quad (1.1)$$

где v – скорость заряженной частицы; \hbar – постоянная Планка; \bar{J} – средний потенциал ионизации атомов среды. Для воды $r_0 \approx 2 \div 3$ мкм.

* В системе СИ единицей ЛПЭ является джоуль на метр (Дж/м). В качестве специальной единицы в дозиметрии применяют электрон-вольт на микрометр воды. Напомним, что $1 \text{ эВ/мкм} = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ Дж/м}$.

Область с радиусом r_0 , в которой происходит передача энергии быстрой частицей веществу, будем называть первичным треком. Первичный трек (рис. 1,а) состоит из разделенных зарядов (черные и белые кружки), обладающих различными кинетическими энергиями (в зависимости от прицельного параметра), и возбужденных состояний (пунктирные кружки).

Очевидно, что время образования первичного трека $t_1 = \frac{R}{v}$, где v — скорость частицы, а R — ее пробег в веществе.

1.2. Вторичная ионизация

Большая доля электронов, образовавшихся в первичном треке, имеет кинетическую энергию меньше потенциала J (или ширины запрещенной зоны E_g). Однако некоторые электроны приобретают при взаимодействии с первичной частицей энергию, достаточную для ионизации среды. Это δ -электроны.

Максимальная энергия δ -электронов равна

$$(E_\delta)_{max} = 4E \frac{m_0 M}{(m_0 + M)^2 (1 - \beta^2)}, \quad (1.2)$$

где E и M — энергия и масса покоя заряженной частицы; m_0 — масса покоя электрона; $\beta = \frac{v}{c}$. При $v \ll c$

$$(E_\delta)_{max} = 4E \frac{m_0 M}{(m_0 + M)^2}. \quad (1.3)$$

Из (1.2) следует, что максимальная энергия, передаваемая электрону, зависит только от скорости частицы (при $v \ll c$).

Например, если протон и альфа-частица имеют одинаковые энергии, то максимальная энергия δ -электрона, образованного протоном, будет в 4 раза больше, чем образованного альфа-частицей. Соответственно радиус вторичного трека протона будет больше, чем радиус трека альфа-частицы.

Электроны с энергией, большей определенной, зависящей от свойств вещества, в свою очередь ионизуют и возбуждают атомы и молекулы так, что вблизи траектории быстрой первичной частицы создается большое число носителей заряда с энергиями, меньшими энергии ионизации и возбуждения, но сущест-

венно больше тепловой: это так называемые "горячие" носители заряда.

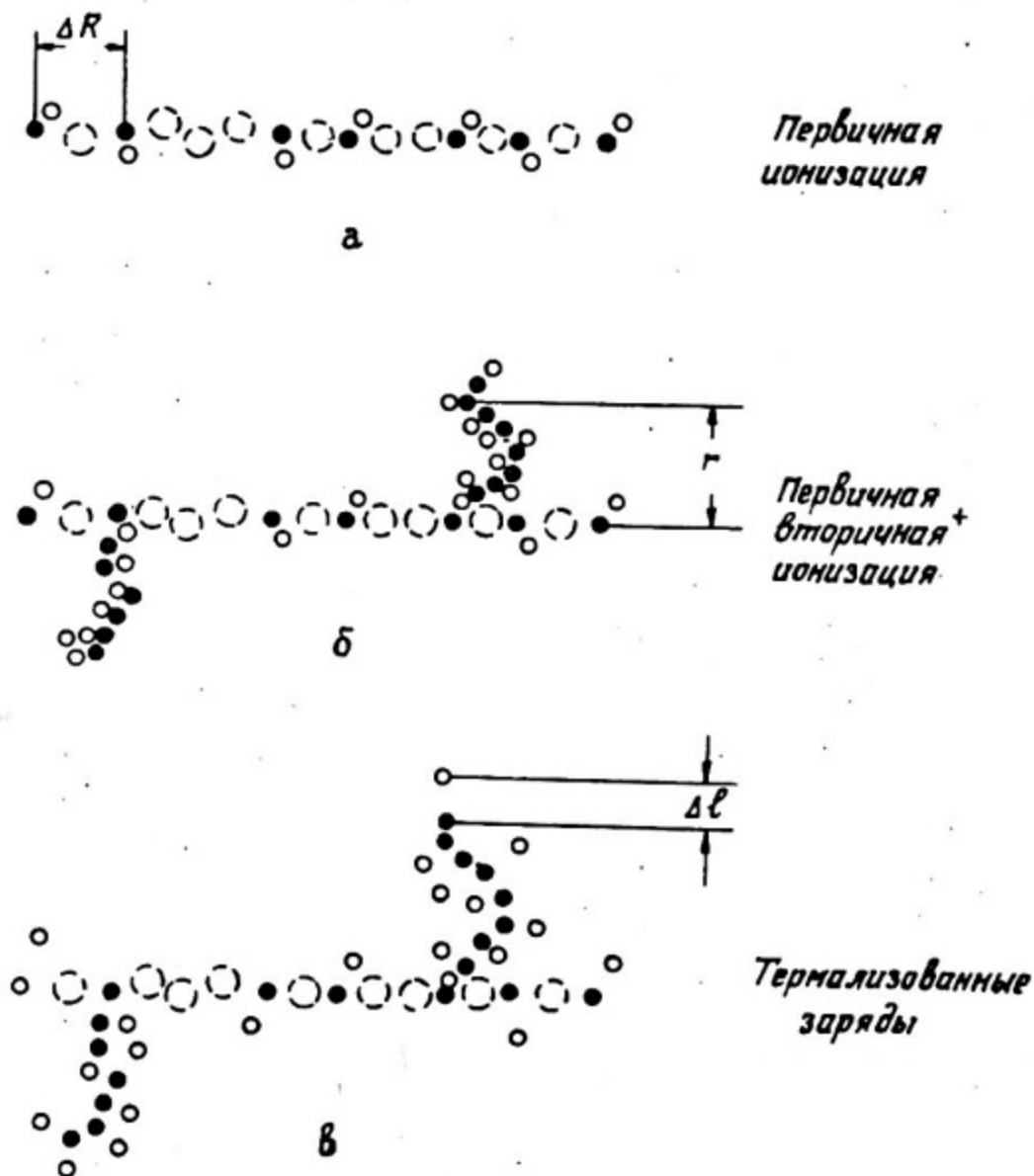


Рис. 1

Область, заполненную "горячими" носителями заряда и возбужденными состояниями, радиус которой определяется максимальным пробегом δ -электронов $R_{\delta M}$, назовем вторичным треком* (рис. 1,б).

Время образования вторичного трека $t_2 = \frac{R_{\delta}}{v}$, где R_{δ} - пробег дельта электрона, а v - его средняя скорость.

* Можно считать, что радиус трека равен $0,84 R_{\delta M}$.

Существенно отметить, что структура вторичного трека мало зависит от свойств вещества. Действительно, число носителей заряда на единицу длины трека определяется ЛПЭ (которая пропорциональна потере энергии заряженной частицы и зависит от среднего потенциала ионизации \bar{J}), а радиус трека — пробегом δ -электронов, который зависит от скорости частицы и плотности вещества.

1.3. Трек частицы

Горячие носители заряда теряют свою энергию в веществе в результате упругих и неупругих соударений до тех пор, пока она не станет равной тепловой. Происходит термализация. В процессе термализации носители заряда отходят друг от друга на некоторое расстояние Δl (рис. 1,в). Существенно, что в веществах различного типа расстояния Δl отличаются друг от друга в сотни и тысячи раз. Это, в свою очередь, оказывает решающее влияние на дальнейшую судьбу носителей заряда.

Если носители заряда разойдутся на расстояние r_3 , при котором потенциальная энергия электрического поля $e^2/\epsilon r$ окажется больше, чем кинетическая энергия теплового движения kT , то существует большая вероятность того, что они прорекомбинируют между собой. При обратном соотношении они могут разойтись, не прорекомбинировав. Расстояние r_3 , определяемое из условия

$$r_3 = \frac{e^2}{\epsilon k T}, \quad (1.4)$$

можно назвать радиусом сферы захвата.

Таким образом, для дальнейшей судьбы носителей заряда важным является отношение радиуса сферы захвата r_3 к расстоянию Δl , на которое разойдутся носители заряда. Если $\frac{\Delta l}{r_3} < 1$, носители заряда рекомбинируют, если $\frac{\Delta l}{r_3} > 1$, — расходятся.

Отношение $\frac{\Delta l}{r_3}$ очень сильно зависит от природы вещества. Так, например, в газах $\frac{\Delta l}{r_3} \approx 10^3$, а в кристаллах антрацена $\frac{\Delta l}{r_3} \approx 10^{-1}$.

Расстояние, на которое расходятся носители заряда, определяет их число в единице объема, что также влияет на их дальнейшее поведение (см. раздел 1.3.3).

После термализации носителей заряда возникает образование, которое будем называть термализованным треком, или просто треком частицы. Термализованный трек содержит как свободные, так и связанные заряды, некоторая доля их может быть захвачена центрами в процессе термализации; кроме того, в треке есть возбужденные состояния. Процессы в термализованном треке рассмотрены далее на примере газов и ионных кристаллов.

1.3.1. Термализация носителей заряда

Как уже говорилось, в процессе термализации носители заряда расходятся на некоторое расстояние Δl . Будем характеризовать распределение этих расстояний некоторым средним значением $\overline{\Delta l}$. Грубую оценку величины $\overline{\Delta l}$ можно сделать, если характеризовать движение частицы от места своего образования как диффузию с некоторым средним коэффициентом диффузии $\overline{D} = \frac{1}{2} \bar{\lambda} \bar{v}$, где $\bar{\lambda}$ — средняя длина свободного пробега;

\bar{v} — средняя скорость, а α — коэффициент, зависящий от того, является ли диффузия одномерной, двумерной или трехмерной, а также от граничных условий.

Тогда

$$\overline{\Delta l} = \sqrt{\alpha D t} = \sqrt{\lambda v t} \quad (1.5)$$

или, учитывая, что $v t = \lambda N$ (где N — число соударений), получим

$$\Delta l = \sqrt{\lambda^2 N}. \quad (1.6)$$

Для оценки величины смещения $\overline{\Delta l}$, которое характеризует среднее расстояние между носителями заряда после термализации, необходимо знать величину свободного пробега λ и число соударений N , в результате которых частицы теряют свою энергию до тепловой.

Длина свободного пробега, Она зависит от концентрации рассеивающих центров n и сечения взаимодействия σ

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma}. \quad (1.7)$$

Так, например, если рассматривать атомы как шарики радиусом $2 \cdot 10^{-8}$ см, то сечение соударения $\sigma \sim 5 \cdot 10^{-15}$ см². Тогда для газов при атмосферном давлении и температуре 0°C $n = 2,7 \cdot 10^{19}$ и $\lambda = 0,7 \cdot 10^{-5}$ см. Для конденсированных сред длина свободного пробега должна быть меньше примерно на три порядка.

В действительности сечение взаимодействия зависит от энергии частицы, температуры вещества и природы рассеивающего центра. Например, в благородных газах сечение взаимодействия имеет минимум в области $0,1 - 1$ эВ, где оно падает более чем на порядок.

В полупроводниках во всех случаях наблюдается зависимость длины свободного пробега от энергии электрона и температуры

$$\lambda \sim E^x \lambda_0(T). \quad (1.8)$$

При рассеянии на ионах примеси $\lambda \sim E^2$, при рассеянии на акустических колебаниях решетки $\lambda \sim 1/T$, при рассеянии на оптических колебаниях при высокой температуре $\lambda \sim \frac{E}{T}$, при низкой $\lambda \sim E^{1/2} e^{\theta/T}$, где θ — температура Дебая ($\hbar \nu_{max} = k\theta$, где ν_{max} — максимальная частота колебаний).

По порядку величины длины свободного пробега в газах $\sim 10^{-5}$ см, ковалентных кристаллах $\sim 10^{-6}$ см, ионных кристаллах $\sim 10^{-7}$ см и молекулярных кристаллах $\sim 10^{-8}$ см.

Число соударений до термализации. Число соударений N , в которых частица теряет свою энергию до тепловой, зависит от величины потери энергии в одном соударении. Эта величина, в свою очередь, существенно различна для упругих и неупругих соударений. Число N изменяется от 10 в антрацене до 10^5 в газах.

При упругом соударении двух частиц некоторая доля энергии передается от одной частицы к другой. Из соотношения (1.3) видно, что передаваемая частице энергия в среднем (после первого соударения) равна

$$\Delta E_e = E_0 \frac{2me}{M}, \quad (1.9)$$

где E_0 — энергия горячего электрона.

Для оценки числа упругих соударений двух частиц можно воспользоваться результатами теории замедления нейтронов. Если не учитывать изменения сечения взаимодействия электрона

с рассеивающим центром при уменьшении его скорости, то среднее число соударений N можно определить из приближенной формулы, справедливой для нейтронов, замедляющихся в веществе с большим атомным весом A (при условии, что $A \gg 1$):

$$N = \frac{A}{2} \ln \left(\frac{E_0}{E} \right), \quad (1.10)$$

где E_0 — начальная энергия нейтрона; E — энергия нейтрона после замедления.

Применяя эту формулу для частиц с массами m_e и M (вместо 1 и A), следует заменить $A/2$ на $M/2m_e$, где M — масса рассеивающего центра, а m_e — масса электрона.

Из (1.10) получаем, что число соударений N , необходимое для потери энергии от E_0 до E_N , равно

$$N = \frac{M}{2m_e} \ln \left(\frac{E_0}{E_N} \right). \quad (1.11)$$

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 (в отличие от рассеяния на молекуле).

Для грубой оценки числа соударений при термализации электрона в аргоне примем, что энергия горячего электрона $E_0 = \frac{J_H}{2}$, где J_H — потенциал ионизации, а энергия электрона после термализации $E_N = 0,025$ эВ. Тогда для аргона $M = 1840 \cdot 39,9 m_e$, $J_H = 15,8$ эВ, $E_0/E_N = 316$ и число соударений $N = 2 \cdot 10^5$.

Наряду с рассеянием на нейтральных примесях всегда существуют другие механизмы рассеяния, такие как рассеяния на ионизованных примесях, на колебаниях решетки.

Если массы частиц равны, то согласно теории замедления нейтронов на атомах водорода

$$N = \ln \frac{E_0}{E_N}. \quad (1.12)$$

В молекулярных газах и кристаллах электроны могут терять энергию на неупругие соударения.

В молекулярных газах для термализации требуется существенно меньше столкновений, чем в атомарных. Так, например, в водороде первый колебательный уровень равен 0,5 эВ, а первый вращательный — 0,05 эВ. Поэтому электрон с энергией

ниже потенциала ионизации теряет свою энергию за несколько десятков соударений, вместо 10^5 соударений в атомарном аргоне.

В молекулярных кристаллах горячий электрон теряет от 0,006 до 0,012 эВ в каждом неупругом соударении, что соответствует энергии возбуждения оптических фононов кристалла.

Очень большие потери в результате взаимодействия электронов с продольными оптическими фононами наблюдаются в ионных кристаллах ($N \sim 10$). Дальнейшая термализация осуществляется за счет более слабого взаимодействия с акустическими фононами.

Среднее расстояние между носителями зарядов. Различие в механизмах потерь энергии приводит к тому, что среднее расстояние между носителями заряда оказывается различным в различных веществах.

В одноатомных газах при $\lambda = 0,6 \cdot 10^{-5}$ см и $N = 2 \cdot 10^5$ среднее расстояние между электроном и ионом по формуле (1.6) равно

$$\Delta l \approx 2,68 \cdot 10^{-3} \text{ см.}$$

С другой стороны, для молекулярных кристаллов среднее расстояние между носителями заряда составляет $10^{-7} \div 10^{-6}$ см. В кристаллах антрацена $\Delta l \approx 2,5 \div 4,5 \cdot 10^{-7}$ см.

Для ионных кристаллов расстояния, на которые уходят друг от друга горячие электроны и дырки, по порядку величины равны 10 – 100 постоянных решетки, т.е. $\Delta l \approx 10^{-6} \div 10^{-7}$ см.

Для ковалентных кристаллов, если число соударений до термализации $N = 100$ и длина свободного пробега $\lambda \approx 10^{-6}$ см, то $\Delta l = 10^{-5}$ см.

Время термализации. Оценим среднее время термализации, воспользовавшись соотношением (1.5).

В газах

$$t = \frac{\Delta l^2}{\alpha \lambda \nu} = \frac{(4,89 \cdot 10^{-3})^2}{6 \cdot 0,6 \cdot 10^{-5} \cdot 10^7} \sim 10^{-8} \text{ с.}$$

В ковалентных кристаллах

$$t = \frac{\Delta l^2}{\alpha \lambda \nu} = \frac{(10^{-5})^2}{10^{-6} \cdot 10^7} \sim 10^{-11} \text{ с.}$$

В ионных кристаллах

$$t = \frac{\Delta l^2}{\alpha \lambda v} = \frac{(10^{-6})^2}{10^{-7} \cdot 10^7} \sim 10^{-12} \text{ с.}$$

В органических кристаллах

$$t = \frac{\Delta l^2}{\alpha \lambda v} = \frac{(3 \cdot 10^{-7})^2}{3 \cdot 10^{-8} \cdot 10^7} \sim 3 \cdot 10^{-13} \text{ с.}$$

1.3.2. Соотношение между $\overline{\Delta l}$ и r_3

Радиус сферы захвата при $\epsilon = 1$ и 300 К равен 533 Å. Значения ϵ и соответственно r_3 для различных веществ приведены в табл. 1.1. Там же приведены значения $\overline{\Delta l}$ и $\Delta l/r_3$.

Таблица 1.1

	Газ (аргон)	Антрацен	CsJ	Si	Ge
ϵ	1	3,55	6,56	11,8	16
$r_3 \text{ Å}$	533	150	81,2	45,16	33,3
$\overline{\Delta l} \text{ Å}$	$5 \cdot 10^5$	25 - 45	$\sim 10^2$	$\sim 10^3$	$\sim 10^3$
$\Delta l/r_3$	$\sim 10^3$	$\sim 10^{-1}$	1	~ 10	~ 10

1.3.3. Дебаевский радиус экранирования

Другим важным параметром, определяющим поведение носителей заряда, является дебаевский радиус экранирования r_D . Если дебаевский радиус r_D мал по сравнению с радиусом трека, то в треке образуется плазма.

Для оценки порядка величины радиуса экранирования допустим, что в треке радиуса r_D концентрация ионов постоянна и равна n . Тогда дебаевский радиус экранирования равен

$$r_D = \left(\frac{\epsilon k T}{4 \pi n e^2} \right)^{1/2} \quad (1.13)$$

Если подставить значения констант, то при $\epsilon = 1$

$$r_D = 6,9 \left(\frac{T}{n} \right)^{1/2}, \quad (1.14)$$

где T – температура, в градусах Кельвина, а n – число пар зарядов в 1 см^3 .

Для того чтобы определить ионизацию n , необходимо знать радиус трека r . Если частица образует на длине пробега R число пар ионов, равное N , то

$$n = \frac{N}{\pi r^2 R} = \frac{\eta}{\pi r^2}, \quad (1.15)$$

где η – число пар носителей заряда на единице длины следа. Подставим значение n в (1.13).

Тогда

$$r_D = \left(\frac{k T r^2 \epsilon}{4 \eta e^2} \right)^{1/2}. \quad (1.16)$$

Отношение

$$\frac{r_D}{r} = \left(\frac{\epsilon k T}{4 \eta e^2} \right)^{1/2} \quad (1.17)$$

будет справедливо для трека любого радиуса.

При $\epsilon = 1$

$$\frac{r_D}{r} = 12,23 \left(\frac{T}{\eta} \right)^{1/2}. \quad (1.18)$$

Найдем величину η , при которой $r_D > r$, т.е. в треке образуется плазма. Из (1.17) получим $\eta > 4,5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$.

1.4. Процессы в треках

Итак, при прохождении быстрой заряженной частицы через вещество в нем образуются:

1) первичный трек – расположенные вблизи траектории частицы носители заряда и возбужденные состояния (см.рис.1,а). Структура первичного трека не зависит от типа вещества, число зарядов и возбужденных состояний на единице длины определяется величиной ЛПЭ (или dE/dX);

2) вторичный трек также мало зависит от типа вещества, его радиус определяется максимальной длиной пробега дель-

та-электронов $R_{\delta M}$. Число δ -электронов зависит от ЛПЭ (dE/dX);

3) третичный трек. Его отличие от вторичного целиком определяется процессом термализации, который зависит от типа вещества. В газах (и некоторых полупроводниках) при термализации носители заряда отходят на расстояния, существенно превышающие радиус вторичного трека.

Процессы термализации также сильно зависят от концентрации центров захвата и центров рекомбинации. Некоторые из них играют роль жизненно важных с точки зрения дальнейшего поведения системы центров. Хорошо известные примеры — это фотографические эмульсии, сцинтилляторы термомлюминофоры, биологические объекты. Понимание процессов в этих системах невозможно без рассмотрения механизмов переноса энергии, поглотившейся в основном веществе, к этим центрам, "поражение" которых определяет дальнейшее поведение системы.

Как уже упоминалось, в газах, жидкостях и полупроводниках образуются, как правило, нестабильные треки, в твердых диэлектриках — стабильные.

1.4.1. Общая схема процессов в треках

Схематически этот процесс преобразования и переноса энергии в треках заряженных частиц изображен на рис. 2, где сплошным линиям соответствует преобразование одних видов частиц в другие (или одних видов энергии в другие), а штриховыми линиями показаны процессы переноса частиц или энергии.

При термализации часть энергии быстрых частиц передается веществу (нагревает его), часть энергии расходуется на тормозное излучение и уходит из трека. Тормозное излучение быстрых электронов частично поглощается в веществе на некотором расстоянии от трека, частично выходит из него.

Дальнейшая судьба термализованных носителей заряда зависит от природы вещества. В полупроводниках и электроположительных газах носители остаются свободными длительное время и могут диффундировать из трека к границам детектора, в электроотрицательных газах электроны захватываются атомами, но образовавшиеся ионы также остаются подвижными. Для этих веществ процессы характеризуются левой ветвью схемы.

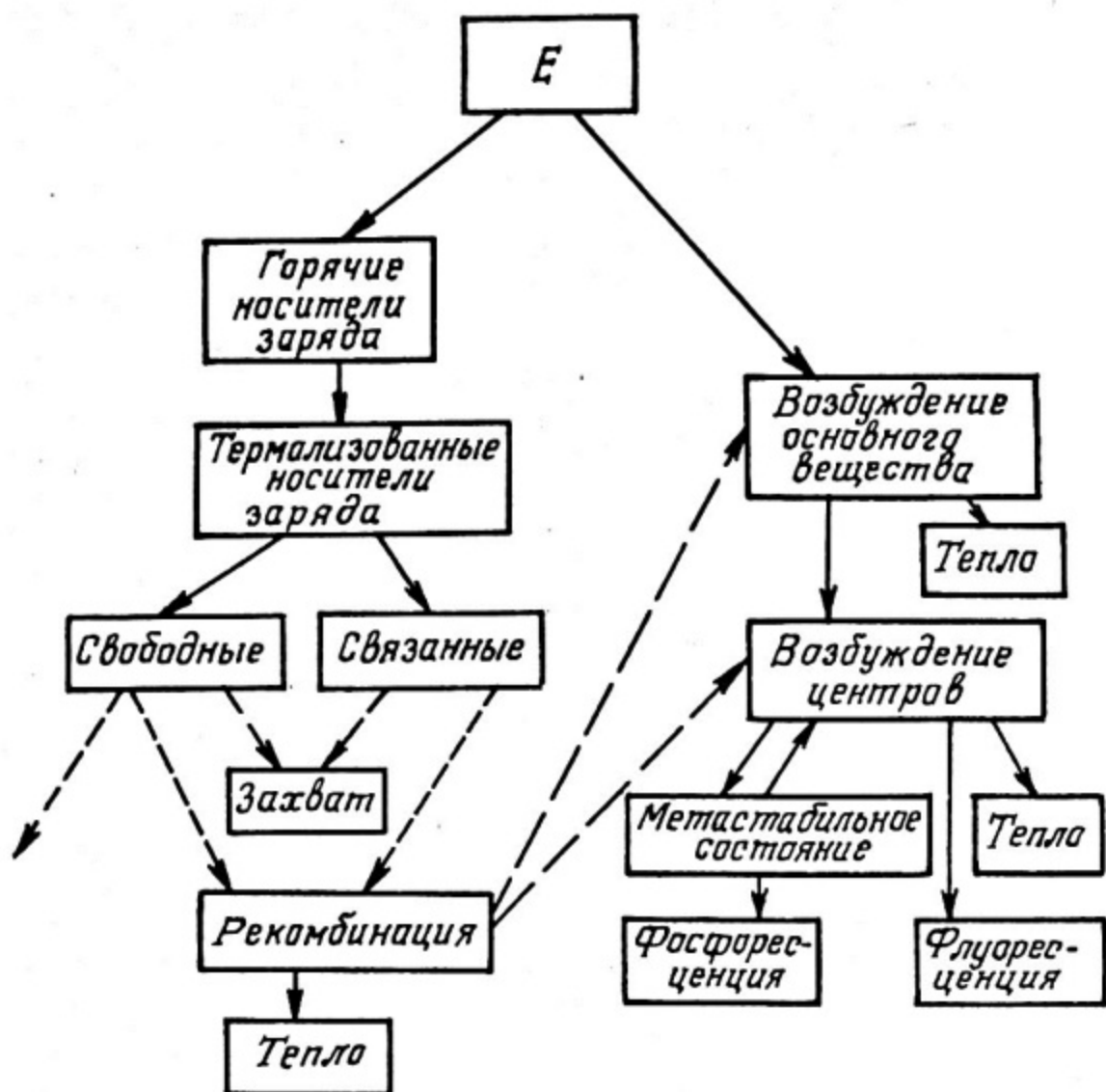


Рис. 2

Захват электрона возможен как в газах, так и в твердых веществах. В первом случае образуется отрицательный ион, во втором — отрицательно заряженный центр.

Время пребывания в ловушке равно

$$\tau = \tau_0 e^{\frac{\epsilon}{kT}}, \quad (1.19)$$

где τ_0 — частотный фактор (время жизни на ловушке при $\epsilon = 0$), величина которого зависит от свойств вещества.

Если время жизни носителя заряда в ловушке достаточно велико, то такой центр может стать центром рекомбинации. При

этом время жизни до рекомбинации меньше, чем время жизни в ловушке. Так как время жизни в ловушке уменьшается с увеличением температуры, то при ее понижении центры захвата могут превратиться в центры рекомбинации.

Скорость рекомбинации зависит от концентрации носителей заряда. В случае, когда концентрации носителей равны ("свободные" электроны и ионы в газах), скорость рекомбинации пропорциональна квадрату концентрации — это так называемая квадратичная рекомбинация. Если же концентрация носителей какого-либо знака (включая локализованные носители) может считаться постоянной, то рекомбинация пропорциональна первой степени концентрации — это линейная рекомбинация. В случае связанных зарядов скорость рекомбинации пропорциональна числу пар, и, следовательно, рекомбинация также будет подчиняться линейному закону.

После рекомбинации атом, молекула или центр рекомбинации (в зависимости от природы вещества) остаются в возбужденном состоянии (см. сплошные стрелки на рис. 2). Переход в невозбужденное состояние может совершаться либо излучательно с испусканием фотона, либо безызлучательно — тогда энергия возбужденного состояния переходит в тепловую.

Если захват и рекомбинация зарядов отсутствуют, то все носители заряда остаются свободными длительное время и могут перемещаться к границам объема. Такие условия обычно осуществляются в ионизационных детекторах.

В другом крайнем случае, наоборот, термализованные носители заряда полностью рекомбинируют.

Если рекомбинация происходит на центрах люминесценции, то потенциальная энергия носителей заряда переходит в энергию возбуждения центра свечения. Такие условия обычно осуществляются в неорганических сцинтилляторах с рекомбинационным механизмом свечения.

При рекомбинации свободных носителей (например, в газах) их число уменьшается, и при этом может возникнуть некоторое число фотонов. Такой случай осуществляется в газовых детекторах при больших плотностях ионизации.

Перейдем теперь к рассмотрению процессов возбуждения вещества (см. правую часть схемы рис. 2).

Возбуждение основного вещества и центров свечения может происходить как самой быстрой частицей, так и δ -электронами. Почти вся энергия передается основному веществу, поэтому на схеме (см. рис. 2) энергия, передаваемая непосредственно центрам чувствительности, не указана.

1.4.2. Перенос энергии к центрам

Измерения показывают, что ряд эффектов при облучении вещества существенно превышает величину, которая наблюдалась бы при непосредственном поражении чувствительных центров заряженной частицей. Это свидетельствует о существовании эффективного переноса энергии возбуждения от основного вещества к центрам чувствительности. Механизм переноса возбуждения различен в различных веществах.

Радиационный перенос. Наиболее простым процессом переноса энергии от возбужденной молекулы (донора) к невозбужденной (акцептору) является реабсорбция: поглощение невозбужденной молекулой (акцептором) фотона, испущенного возбужденной молекулой (донором).

Для того чтобы такой перенос мог осуществляться, необходимо, чтобы спектр поглощения перекрывался со спектром испускания. Если среда прозрачна, то перенос от донора к акцептору осуществляется на любом расстоянии. Радиационный перенос играет некоторую роль в переносе энергии в разбавленных жидких и твердых органических растворах, а также в газах. В конденсированных средах с малыми расстояниями между возбужденными и невозбужденными молекулами (меньше чем длина волны света) осуществляется безызлучательный перенос энергии.

Резонансный перенос. Если в донорных и акцепторных молекулах имеются резонансные переходы, то безызлучательный перенос может осуществляться с помощью электромагнитного поля. Обычно доминирует диполь-дипольное взаимодействие. Так как это взаимодействие изменяется как $1/r^6$, то оно хорошо объясняет перенос энергии к невозбужденной молекуле на расстояниях $50 \div 100 \text{ \AA}$. Условием удовлетворительного переноса также является перекрывание спектров флуоресценции донора и спектра поглощения акцептора. Однако при резонансном переносе реального излучения и поглощения фотонов нет — процесс происходит быстрее, чем испускается и поглощается фотон. Резонансный перенос — основной механизм, работающий на малых расстояниях, примерно от 5 до 100 \AA .

Экситонный перенос. Для органических материалов различие между экситонным и резонансным переносом заключается главным образом в том, что экситонный перенос может быстро передавать энергию по цепи молекул к центру (в частности — к центру люминесценции), который может быть значительно

удален от места возбуждения. Экситон может передавать энергию на расстояния 10^{-5} см от места ее первоначальной локализации.

Роль экситонного механизма переноса энергии для ионных кристаллов существенно меньше, чем роль электронно-дырочного переноса. В этом случае экситон можно представить себе в виде нейтральной частицы, состоящей из электрона и дырки, движущейся вместе по кристаллу. Подходя к примеси, экситон может ее возбудить либо распасться — излучательно или безызлучательно. Экспериментально показано, что в таких кристаллах, как CdS экситон перемещается на расстояние 10^{-1} см, а в ионных кристаллах — на расстояние 10^{-4} см, в антрацене это расстояние очень сильно зависит от количества примесей (от 10^{-5} до 10^{-1} см).

Электронно-дырочный перенос. Он играет основную роль в ионных кристаллах. Образующиеся электроны и дырки захватываются ловушками и центрами рекомбинации, Различие между ними определяется временем жизни захваченного носителя. Если время жизни носителя в ловушке больше, чем время диффузии к ловушке носителя противоположного знака, то такая ловушка является центром рекомбинации. Если при рекомбинации возникает излучение, то это — центр свечения. В обратном случае — это центр тушения.

Время жизни носителя до захвата ловушкой

$$\tau = \frac{l}{\zeta v n}, \quad (1.20)$$

где ζ — сечение захвата; v — скорость носителя; n — концентрация ловушек.

Время жизни в ловушке определяется соотношением (1.19)

$$\tau = \tau_0 e^{\frac{\epsilon}{kT}},$$

где ϵ — глубина ловушки; T — абсолютная температура.

Время диффузии носителя определяется соотношением (1.5)

$$\tau = \frac{l^2}{2D},$$

где D — коэффициент диффузии, равный $N^2 \lambda$ (см. 1.3.1), а l — расстояние носителя от центра.

Важно отметить, что скорость электронно-дырочного переноса сильно зависит от температуры.

В ионных кристаллах возможно перемещение к центрам чувствительности не только электронов или дырок, но и ионов (см. 3.5).

1.5. Перекрытие треков

Процессы, происходящие при перекрытии треков, т.е. при попадании нескольких треков в один и тот же объем вещества, определяющим образом зависят от того, на какой стадии формирования треков происходит перекрытие. В зависимости от этого наблюдаемые эффекты могут быть противоположны по знаку. Так, например, при прохождении частицы через стабильный трек в ионном кристалле будет наблюдаться увеличение выхода сцинтилляции. Это обусловлено увеличением числа рекомбинаций термализованных носителей с ионизованным центром свечения. Наоборот, прохождение частицы через первичный трек, созданный другой частицей, может привести к уменьшению энергетического выхода (это связано с увеличением плотности ионизации).

2. ТРЕКИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ГАЗАХ

Треки заряженных частиц в газах представляют собой нестабильные образования, расплывающиеся с течением времени благодаря процессам диффузии, дрейфа, рекомбинации носителей заряда и девозбуждения возбужденных состояний. Треки в газах на различных стадиях их существования можно наблюдать непосредственно в камере Вильсона или диффузионной камере благодаря конденсации капель на ионах.

2.1. Первичная ионизация

Быстрая заряженная частица, проходя через одноатомный газ, создает на своем пути электроны, атомные ионы X^+ , возбужденные атомы X^* и возбужденные ионы $(X^+)^*$. Это — первичный трек.

Число пар ионов, образуемых частицей с единичным зарядом на 1 см длины пробега ν_1 в различных газах при нормальных условиях, приведены в табл. 2.1.

Таблица 2.1

Численные значения первичной ν_1 и полной ν удельной ионизации в минимуме кривой потерь энергии

	He	Ne	Ar	Xe	H ₂	N ₂	O ₂	CO ₂	CH ₄
ν_1	5,9	12	29,4	44	5,2	10	22	34	16
ν	7,8	39	94	307	9,2	56	73	91	53

В первичном треке расстояния между соседними парами (электрон – положительный ион) распределены в пространстве статистически. Среднее расстояние между ними можно определить как $1/\nu_1$. Например, для аргона при нормальных условиях определяем (см. табл. 2.1), что среднее расстояние между актами первичной ионизации равно $\Delta R = 1/\nu_1 = 0,34$ мм.

2.2. Вторичная ионизация

Вторичный трек образуется при торможении в газе δ – электронов. Максимальная энергия δ –электрона, создаваемого нерелятивистской частицей, определяется из (1.3).

Образовавшиеся во вторичном треке электроны теряют свою энергию до тепловой – термализуются. После термализации носителей заряда образуется третичный трек.

2.3. Термализация электронов

Горячие электроны с энергиями, большими, чем наименьший уровень возбуждения атомов J_B , быстро теряют энергию из-за неупругих потерь энергии при столкновении с атомами газа (примерно за время $t \sim 10^{-10}$ с при нормальных условиях).

Термализация электронов с энергиями меньше J_B в атомарном газе происходит в результате упругих столкновений (см. 1.3.1), в отличие от молекулярных, где электроны могут терять энергию на возбуждение колебательных и вращательных степеней свободы, т.е. на неупругие соударения.

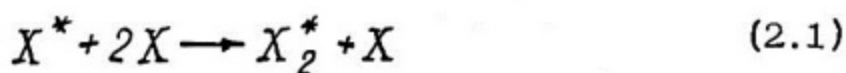
В соответствии с 1.3.2. радиус сферы захвата ($r_3 \approx \approx 10^{-5}$ см) существенно меньше величины смещения Δl ($\Delta l \approx \approx 10^{-2}$ см).

Поэтому образовавшийся после термализации носителей заряда трек релятивистской частицы в газе состоит из пространственно разделенных электронов и ионов, практически не взаимодействующих между собой (см. рис. 1,в).

Кроме процесса термализации электронов и практически одновременно с ним протекают процессы, в результате которых возбужденные атомы образуют возбужденные молекулы и молекулярные ионы, а атомарные ионы — молекулярные. Вместе с тем происходят процессы перехода возбужденных атомов, молекул и ионов в невозбужденное состояние, а при больших ЛПЭ и рекомбинация электронов с ионами.

2.4. Преобразование возбужденных атомов в возбужденные молекулы и молекулярные ионы

Возбужденные на высокие уровни атомы за время 10^{-11} — 10^{-12} , которое тем меньше, чем больше давление газа, переходят на нижние возбужденные уровни. Если атом с любого верхнего уровня перейдет в основное состояние, то будет испущен фотон, который поглотится соседним атомом. Такое "пленение" излучения, обусловленное резонансным поглощением, фактически увеличивает время жизни возбужденных атомов в газе относительно переходов в основное состояние. Поэтому в конце концов все атомы либо попадут на метастабильные уровни, либо выйдут из объема. Из-за большого времени жизни в возбужденном состоянии вероятность их взаимодействия с окружающими атомами довольно велика. Происходит реакция



с образованием возбужденной молекулы.

Время этой реакции обратно пропорционально плотности газа (концентрации атомов — n)

$$\tau \sim \frac{1}{\alpha_1 n^2}, \quad (2.2)$$

где α_1 меняется от $2,5 \cdot 10^{-34}$ (для гелия) до 10^{-31} см⁶/с (для криптона). При нормальном давлении 10^{-6} с (в легких газах) и $10^{-7} \div 10^{-8}$ с (в тяжелых благородных газах). Фотон, испускаемый молекулой при переходе ее в основное состояние, естественно не будет резонансным для нейтральных атомов и поэтому свободно выйдет из газа.

Возбужденные на высокие уровни атомы газа, кроме реакции (2.1), могут вызвать реакцию



с образованием молекулярного иона и электрона, который термализуется на некотором расстоянии от иона.

Таким образом, все возбужденные атомы X^* переходят в возбужденные молекулы (реакция 2.1) и молекулярные ионы. При этом некоторая часть энергии превращается в тепловую.

2.5. Преобразование атомных ионов в молекулярные

Образовавшийся атомарный ион, сталкиваясь с атомами газа, образует молекулярный ион:



Характерное время реакции определяется соотношением (2.2), в котором $\alpha_7 = 5 \cdot (10^{-32} \div 10^{-31}) \text{ см}^6/\text{с}^{-1}$. При нормальном давлении ($n = 2,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) время протекания реакции (2.4) составляет 10^{-8} с. Вероятность рекомбинации электрона с молекулярным ионом в 10^3 раз больше, чем с атомарным, поэтому практически все образовавшиеся электроны рекомбинируют с молекулярными ионами или уходят из трека.

2.6. Сцинтилляционный процесс в благородных газах

Исследование спектрального состава света сцинтилляции показало, что он совпадает со спектром возбужденных молекул. Таким образом, центром свечения в благородных газах является возбужденная молекула.

Из общей схемы преобразования энергии в веществе (рис.2) видно, что возбуждение центра свечения возможно двумя путями: первый путь связан с возбуждением основного вещества (и непосредственно центров свечения), второй — с рекомбинацией носителя и последующим возбуждением центра.

2.7. Образование плазмы. Электронно-ионная рекомбинация

В отличие от быстрой частицы альфа-частица и многозарядные ионы с энергиями $\sim 10^6$ эВ образуют трек с сущест-

венно большей концентрацией зарядов. Диффузия электронов происходит в электрическом поле ионов. Величина смещения Δl будет определяться здесь совместной диффузией электронов и ионов (амбиполярной диффузией).

Если радиус трека r будет больше дебаевского радиуса r_D , то в треке частицы образуется плазма. В этих условиях возможна рекомбинация электронов с ионами в самом треке. Из (1.17) следует, что число пар ионов на пути в 1 см частицы для образования плазмы должно быть больше, чем $4,5 \times 10^4 \text{ см}^{-1}$. Это условие осуществляется уже в треках альфа-частиц в газе при атмосферном давлении. Поэтому в треках тяжелых частиц в газе частично происходит рекомбинация.

Роль рекомбинации можно оценить, исследуя сцинтилляционный процесс на треке заряженной частицы. Экспериментально было установлено, что при $n > 2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ наложение внешнего электрического поля уменьшает амплитуду сцинтилляционного импульса, что обусловлено уменьшением вклада в сцинтилляции электронно-ионной рекомбинации.

Эти результаты хорошо коррелируют с исследованиями зависимости амплитуды импульса в ионизационной камере от напряженности электрического поля. Амплитуда электрического импульса растет с увеличением поля, достигая насыщения, что свидетельствует о полном вытягивании электронов из трека. При этом сцинтилляционный импульс имеет наименьшую амплитуду.

Сравнивая амплитуду импульса в ионизационной камере при полном собирании ионов с амплитудой импульса при рекомбинации в треке (при небольшой напряженности внешнего поля), можно определять величину ЛПЭ. При увеличении ЛПЭ это отношение будет расти и будет расти вклад рекомбинационной компоненты сцинтилляции.

При одной и той же ЛПЭ, но различном давлении газа, число рекомбинаций в треке растет с увеличением давления. Это приводит к увеличению амплитуды сцинтилляции. При давлении 10 атм. процесс рекомбинации дает увеличение выхода сцинтилляции от 20 (для неона) до 50% (для ксенона).

Таким образом, в отличие от трека быстрой заряженной частицы трек тяжелой частицы при $n > 2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ представляет собой плазму, состоящую из электронов, ионов, а также возбужденных атомов и молекул.

Как уже упоминалось, при увеличении плотности газа роль рекомбинации в треке растет. Но даже в конденсированных благородных газах (если они очищены от электроотрицательных примесей) электроны и ионы трека полностью разделяются электрическим полем.

Во всех благородных газах примерно 60% энергии затрачивается на ионизацию атомов, 20% уносится электронами с средней энергией $J \cdot 0,3$ (где J — потенциал ионизации атома) и 20% энергии тратится на возбуждение атомов.

Без учета рекомбинации и гашения энергетический выход свечения составляет $\eta = 0,2$. Обычно в экспериментальных исследованиях величина $\eta = 0,02$. Это указывает на заметное поглощение энергии быстрой частицы в самом треке.

2.8. Захват электрона нейтральной примесью

Захват электрона обычно наблюдается в газах, внешние электронные оболочки которых почти заполнены (элементы \overline{VI} и \overline{VII} групп). Газы, в которых происходит захват электрона с образованием иона, называются электроотрицательными.

Вероятность прилипания электрона к нейтральному атому или молекуле определяется энергией связи E_c . Значение E_c изменяется от 4 эВ (для таких газов, как F_2 и O_2) до нуля (для газов с замкнутой электронной оболочкой; как, например, в инертных газах). К молекулярным газам, которые не захватывают электроны, относятся H_2 , N_2 , CO .

При рассмотрении процесса прилипания электронов одним из важных условий, которые определяют процесс, является выполнение сохранения полной энергии и импульса. При захвате электрона энергия связи должна выделиться. Один из возможных путей выделения энергии связи при захвате электрона — это излучение. Энергия, которая должна выделиться при радиационном захвате, равна энергии связи плюс тепловая энергия. Время жизни атома в возбужденном состоянии равно 10^{-8} с. Ясно, что время захвата электрона атомом должно превышать эту величину. В действительности за это время отрицательный ион успевает распасться.

Поэтому после образования иона в возбужденном состоянии



либо должна произойти автоионизация, либо должно произойти столкновение с третьей частицей (которой передается энергия связи). Во втором случае образуется стабильный отрицательный ион:



При больших энергиях электрона (для кислорода — больше 4 эВ) наиболее вероятен диссоциативный механизм захвата:



Число электронов в электроотрицательном газе уменьшается с течением времени по экспоненциальному закону

$$N = N_0 e^{-t/\tau}, \quad (2.8)$$

где τ — среднее время жизни электрона до захвата;

$$\tau = \frac{1}{\sigma v n};$$

σ — сечение захвата; v — скорость электрона; n — концентрация электроотрицательной примеси.

Для кислорода и хлора среднее время жизни τ по порядку величины равно 10^{-6} — 10^{-5} с.

Можно подставить значение t и t_{cp} из соотношения $\Delta l = \sqrt{2Dt}$ в (2.8). Тогда

$$N = N_0 e^{-\frac{\Delta l^2}{\bar{l}^2}},$$

где N — число электронов, захваченных на расстоянии Δl от оси трека, а \bar{l} — среднее расстояние, на которое уходит электрон до захвата.

Такое распределение отрицательных ионов можно наблюдать в камере Вильсона при конденсации капель на отрицательных ионах.

3. ПРОЦЕССЫ В ТРЕКАХ ИОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

Ионные кристаллы широко применяются в качестве детекторов элементарных частиц. На их основе создан один из лучших сцинтилляторов, в ионных кристаллах возможна регистра-

ция треков заряженных частиц, ядерная эмульсия также содержит ионные кристаллы размерами ~ 1 мкм.

Существенно подчеркнуть, что сцинтилляции — короткие вспышки света с длительностью $10^{-9} - 10^{-6}$ с — возникают в треках заряженных частиц. Поэтому исследование сцинтилляционного процесса позволяет непосредственно наблюдать явления, происходящие в треке заряженной частицы.

Число зарядов на единице длины трека существенно больше величины $\eta = 4,5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$. Поэтому в треке заряженной частицы в ионном кристалле образуется плазма (см. 1.3.3). Большая концентрация примесей приводит к тому, что процессы захвата носителей заряда играют большую роль в формировании трека.

При комнатной температуре ионные кристаллы сцинтиллируют только если они активированы, т.е. если в кристалл введена примесь вещества А в количестве, существенно превышающем все другие примеси. При соблюдении этого условия вещество А может служить активатором, если оно образует или стимулирует образование центра свечения.

При низких температурах (обычно при температуре кипения жидкого азота) активированные кристаллы заметно меняют свои сцинтилляционные характеристики. Как правило, они практически перестают люминесцировать (за исключением NaJ-Tl). Кристаллы, в которые не была введена примесь (неактивированные), наоборот практически не сцинтиллируют при комнатной температуре, но являются хорошими сцинтилляторами при низкой. Начнем с рассмотрения сцинтилляционного процесса в этих кристаллах.

3.1. Зонная структура ионных кристаллов

Большинство ионных кристаллов имеют структуру NaCl (гранецентрированная кубическая решетка), кристаллы CsI , CsBr имеют структуру CsCl (объемно-центрированная решетка). Зонная структура кристаллов типа CsCl существенно отличается от зонной структуры кристаллов типа NaCl . Различия наиболее ярко выражены в строении зон проводимости, структуры же валентных зон кристаллов близки.

Валентная зона возникает из заполненных внешних состояний галойда. Зона проводимости — из незаполненных электронных уровней щелочного металла и галойда.

В табл. 3.1 приведены экспериментальные значения ширины запрещенной зоны E_g для некоторых ионных кристаллов.

Таблица 3.1

Ширина запрещенной зоны, в эВ

	<i>LiF</i>	<i>KJ</i>	<i>NaJ</i>	<i>CsJ</i>
E_g , эВ	14,2	6,3	5,8	6

Образовавшиеся после облучения кристалла электроны и дырки имеют различные эффективные массы. Эффективная масса дырки, по крайней мере, на порядок больше, чем у электрона.

3.2. Автолокализованная дырка (V_K -центр)

При облучении щелочно-галойдных кристаллов (ШГК) частицами (квантами) с энергией, достаточной для образования электрона и дырки, происходит ионизация иона галойда (X^-). Образовавшаяся дырка локализуется на двух ионах галойда, образуя молекулярный ион X_2^- . Это образование при низких температурах оказывается стабильным; оно ориентировано в направлении $\langle 110 \rangle$ в гранецентрированных и в направлении $\langle 100 \rangle$ в объемно-центрированных кристаллах. Такая автолокализованная дырка носит название V_K -центра.

Расстояние между ядрами галойда, входящими в состав V_K -центра, меньше, чем между ионами в идеальной решетке. (Например, в *LiF* эти расстояния равны 2,01 и 2,84 Å соответственно.)

Температура, при которой дырка автолокализуется, для *NaJ* равна 58 К, для *CsJ* - 55 и 87 К.

3.3. Сцинтилляционный процесс в неактивированных кристаллах

Быстрая заряженная частица, проходя через кристалл, образует на своем пути электроны и дырки; часть ее энергии тратится на возбуждение основного вещества. Образовавшиеся

электроны и дырки быстро (за время $10^{-12} - 10^{-11}$ с) термализуются. Отличительной особенностью ионных кристаллов является то, что термализовавшаяся дырка сразу же автолокализуется, образуя V_K -центр. Термализованные электроны рекомбинируют с V_K -центрами, при этом возникает возбужденное состояние X_2^e -центра, который получил название - автолокализованный экситон.

Автолокализованный экситон распадается и при этом возникает излучение, спектр которого лежит в ультрафиолетовой области. При температуре ниже температуры автолокализации энергетический выход ультрафиолетового свечения составляет 0,3. Столь значительный энергетический выход позволяет сделать важные заключения о структуре трека заряженной частицы в неактивированных кристаллах.

Действительно, для всех ионных кристаллов средняя энергия излучаемого кванта $h\nu$ равна примерно половине ширины запрещенной зоны E_g , а средняя энергия, идущая на образование одного иона, равна примерно $1,5 E_g$. Оценка максимального энергетического выхода (обусловленного только каналом рекомбинации при условии, что число фотонов равно числу актов рекомбинации) дает:

$$\eta_k = \frac{h\nu}{\omega_{\text{ф}}} = \frac{0,5 E_g}{1,5 E_g} = 0,33. \quad (3.1)$$

Поскольку экспериментально измеренное значение выхода неактивированных ионных кристаллов при низких температурах дает примерно такое же значение, то из этой оценки следует, что действительно практически все электроны и дырки рекомбинируют между собой. Это, в свою очередь, позволяет сделать утверждение, что электроны и дырки в процессе термализации не разделяются пространственно (находятся в сфере захвата) и что практически все образовавшиеся в области третичного трека электроны и дырки рекомбинируют излучательно.

Из рассмотренного механизма следует, что время нарастания сцинтилляционного импульса должно быть весьма мало, поскольку за это время электрон не успевает выйти из трека частицы. Экспериментальная оценка времени нарастания проводилась методом измерения интервалов времени между началом вспышки и одним из фотонов из этой же вспышки. Измерения показали, что время нарастания сцинтилляционного импульса в неактивированных кристаллах меньше 10^{-9} с.

Время спада импульса определяется временем жизни возбужденного состояния автолокализованного экситона, которое сильно зависит от температуры.

3.4. Сцинтилляционный процесс в активированных кристаллах

При введении активатора в объеме кристалла появляется эффективный центр захвата носителей заряда, связанный с ионом активатора - A^+ .

В качестве активатора применяются Tl , Nd , Jn и другие одновалентные металлы. Наиболее часто применяется Tl .

Сечение захвата электронов σ_e и дырок σ_h активатором различно ($\sigma_e > \sigma_h$). Кроме того, скорость электронов v_e больше скорости дырок v_h , поэтому время жизни электрона τ_e до захвата оказывается несколько меньше, чем дырки τ_h . Вместе с тем время автолокализации дырки и образование V_K -центра (τ_{VK}) оказывается меньше, чем τ_e . Поэтому в процессе термализации и непосредственно после термализации электронов и дырок происходит практически одновременно шесть реакций:

1) $e + A^+ \rightarrow A^0$ - захват электрона активаторным центром;

2) $h \rightarrow V_K$ - автолокализация дырки;

3) $h + A^+ \rightarrow A^{++}$ - захват дырки активатором;

4) $h + A^0 \rightarrow h\nu (e + A^+ \rightarrow A^0 + h \rightarrow h\nu)$ - захват нетермализовавшейся горячей дырки активатором. Этот процесс сопровождается быстрым активаторным свечением;

5) $e + A^{++} \rightarrow h\nu (h + A^+ \rightarrow A^{++} + e \rightarrow h\nu)$ - захват электрона центром A^{++} . Этот процесс также сопровождается быстрым активаторным свечением;

6) $e + V_K \rightarrow h\nu (h + V_K + e \rightarrow h\nu)$ - рекомбинация электрона с V_K -центром, которая сопровождается излучением в ультрафиолетовой области спектра с такими же характеристиками, как для неактивированных кристаллов.

Быстрое активаторное свечение, возникающее в процессах 4 и 5, должно иметь время нарастания 10^{-9} с.

Процесс 1 более вероятен, чем процесс 5, просто потому, что A^+ -центры существуют все время, а время образования A^{++} -центра определяется временем перемещения дырки к A^+ -центру. Поэтому есть большая вероятность того, что электрон захватится A^+ -центром и образует A^0 -центр до того, как образуются A^{++} -центры (несмотря на то, что сечение захвата электрона на A^{++} -центр на два порядка больше, чем на A^0 -центр). Неко-

торая доля электронов может прорекомбинировать с V_K -центрами (реакция 6), вызывая при этом ультрафиолетовое свечение. Поскольку на образование V_K -центра требуется время, сравнимое с временем термализации и захвата электронов A^+ -центрами, можно считать, что значительная доля электронов не успевает рекомбинировать с V_K -центрами и будет захвачена активатором, образуя A^0 -центр.

Процессы 5 и 6 сопровождаются излучением в ультрафиолетовой полосе (6) и в активаторной полосе (5). Время нарастания свечения в обоих процессах меньше 10^{-9} с и поэтому может быть обнаружено (на фоне более длительного свечения) при детальном исследовании формы сцинтилляционного импульса. Оказалось, что при концентрации активатора 10^{18} см $^{-3}$ доля ультрафиолетового свечения составляет 10^{-3} от свечения неактивированных кристаллов, а доля быстрого активаторного свечения составляет 10^{-2} от медленного. (Следует отметить, что быстрое активаторное свечение может быть обусловлено как процессом 5, так и процессом 4.)

Эти данные свидетельствуют о том, что в активированных кристаллах наиболее вероятным является захват электрона активаторным центром с образованием A^0 . Таким образом, после прохождения через кристалл заряженной частицы за время $\sim 10^{-10}$ с образуется трек, состоящий из A^0 -центров и V_{K+} -центров. Важно отметить, что поскольку захват электронов A^+ -центрами происходит в основном после термализации электронов, то пространственное распределение A^0 и V_K -центров практически не отличается от распределения V_K -центров и термализовавшихся электронов в неактивированных кристаллах. Естественно, что плотность V_K -центров (их число в 1 см 3) в процессе их рекомбинации с электронами уменьшается. Чем больше концентрация активатора, тем больше должна быть конечная плотность V_K -центров.

После первой быстрой стадии ($\sim 10^{-10}$ с), результатом которой является образование распределений A^0 и V_K -центров, которые существенно перекрываются, начинается вторая стадия — диффузия V_K -центров к A^0 -центрам. Это значительно более длительный процесс, простейшей моделью которого является случайное блуждание частицы (V_K -центра) вдоль прямой с поглощающими границами, роль которых играют A^0 -центры (заметим, что в кристаллах CsI осуществляется в основном именно такой процесс). Среднее время блуждания равно

$$\bar{t} = \frac{X(l-X)}{2D}; \quad t_{max} = \frac{l^2}{8D}, \quad (3.2)$$

где l — среднее расстояние между A^0 -центрами, зависящее от концентрации активатора, а $0 \leq X \leq l$ (t_{max} при $X=l/2$).

При рекомбинации V_K - и Tl^0 -центров активаторный центр свечения возбуждается. Время жизни центра в возбужденном состоянии много больше времени диффузии V_K -центра к Tl^0 -центру, поэтому время нарастания сцинтилляционного импульса будет в основном определяться средним временем диффузии V_K -центра к Tl^0 -центру. Это время зависит от концентрации активатора и от температуры.

Правильность рассмотренной модели была проверена экспериментально. Для этого измерялась зависимость времени нарастания сцинтилляционного импульса от температуры. Оказалось, что эта зависимость хорошо описывается формулой (1.19):

$$\tau = \tau_0 e^{\epsilon/kT},$$

где ϵ — энергия активации диффундирующей частицы. Исследования показали, что величина ϵ не зависит от типа активатора, т.е. характеризует свойства самого кристалла и для CsJ соответствует энергии активации V_K -центра, равной 0,13 эВ.

Таким образом, было установлено экспериментально, что в кристаллах CsJ энергия передается к центрам свечения в процессе диффузии V_K -центров. Поскольку автолокализация дырок и образование V_K -центров — явление общее для всех ионных кристаллов, нет основания считать, что в других сцинтилляторах этот механизм переноса энергии не работает.

Различие заключается в том, что величина энергии активации зависит от типа кристалла. Если она больше, чем в CsJ , то скорость диффузии V_K -центра может оказаться настолько малой, что время диффузии V_K -центра будет сравнимо со временем жизни возбужденного центра. При большом времени диффузии V_K -центров ($\sim 10^{-5} \div 10^{-4}$ с) кристаллы не могут применяться в качестве сцинтилляторов, однако в стационарном режиме, с учетом медленных процессов, энергетический выход таких кристаллов может быть достаточно большим ($\sim 0,2$).

Второе различие заключается в том, что в некоторых кристаллах в принципе возможен (кроме рассмотренного и дополнительно к нему) другой путь переноса энергии к центру свечения. При большой концентрации активатора возбуждение от

основного вещества к центру свечения может осуществляться резонансным механизмом или переносом нерелаксированного экситона. Характерной особенностью таких механизмов является их малая инерционность и независимость от температуры.

3.4.1. Влияние температуры

При изменении температуры кристалла время нарастания сцинтилляционного импульса изменяется в соответствии с (1.19) Это означает, что заметного изменения расстояния Δl , на которое расходятся электроны и дырки при изменении температуры, не происходит (т.е. расстояние между V_K и A^0 не зависит от температуры).

Это может быть обусловлено тем, что отношение $\Delta l/r_3$ не зависит от температуры, если рассеяние происходит на тепловых колебаниях решетки (акустических фононах).

3.4.2. Влияние концентрации активатора и ЛПЭ

При увеличении концентрации активатора время нарастания сцинтилляционного импульса уменьшается, что свидетельствует об уменьшении расстояния между V_K и A^0 . Вместе с тем амплитуда импульса растет. Это обусловлено увеличением вероятности реакции $e + A^+ \rightarrow A^0$ по отношению к реакции $e + V_K \rightarrow h\nu$. (Последнее подтверждается уменьшением интенсивности ультрафиолетового свечения при увеличении концентрации активатора.) Если других центров захвата и рекомбинации нет, то $A^0 \propto V_K$, и поэтому с увеличением концентрации активатора уменьшение расстояния между A^0 -центрами происходит быстрее, чем это следует из концентрационной зависимости за счет увеличения концентрации V_K -центров.

При увеличении ЛПЭ расстояние между A^0 и V_K -центрами также уменьшается. Однако в этом случае уменьшение времени нарастания импульса сопровождается уменьшением его амплитуды. Это может быть связано с уменьшением вероятности реакции $e + A^+ \rightarrow A^0$ по отношению к реакции $e + V_K \rightarrow h\nu$. Ясно, что при малых концентрациях активатора изменение ЛПЭ должно оказаться сильнее.

Действительно, отношение амплитуд импульсов при альфа- и бета-возбуждении (и одинаковых поглощенных энергиях $E_{\text{п}}$) растет при увеличении концентрации активатора и при больших концентрациях в кристаллах, свободных от посторонних примесей, приближается к единице.

3.4.3. Случайные блуждания V_K -центров и энергетический выход сцинтилляции

Было установлено, что энергия активации $\varepsilon = 0,13$ эВ соответствует случайным блужданиям V_K -центра в кристалле CsJ по оси 100. Поэтому если на этой оси в области трека частицы не окажется ни одного A^0 -центра, то V_K -центр может уйти из трека. Замечательной особенностью кристаллов CsJ является то, что, кроме энергии активации $\varepsilon = 0,13$ эВ, соответствующей одномерному перемещению V_K -центра, существует энергия активации $\varepsilon_1 = 0,20$ эВ, при которой V -центр может "поворачиваться". После такого поворота V_K -центр опять будет перемещаться по прямой.

Ясно, что энергетический выход, определяемый числом рекомбинации $V_K + A^0$, будет зависеть от того, сколько "поворотов" V_K -центр успеет сделать в объеме трека. При одномерном движении (без поворотов) значительная часть V_K -центров выйдет из трека в объем кристалла.

При увеличении температуры вероятность поворота V_K -центра в пределах трека возрастает. (Число поворотов меньше чис-

ла прыжков по прямой в $\exp \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon)}{kT}$ раз.) Это может привести к увеличению энергетического выхода сцинтилляции (при отсутствии других процессов, например, температурного внешнего или внутреннего гашения*).

Вышедшие из трека V_K -центры в объем кристалла не дают вклад в сцинтилляции, но могут рекомбинировать с A^0 -центрами других треков. По отношению энергетического выхода сцинтилляции к энергетическому выходу "стационарного" свечения можно судить о числе V_K -центров, прорекомбинировавших в треках. Энергетический выход сцинтилляции в кристалле CsJ равен 0,06, при стационарном облучении - 0,2, следовательно, примерно одна треть V_K -центров рекомбинирует в треке и две трети - в объеме.

* Внешнее гашение связано с уменьшением времени жизни центра рекомбинации, внутреннее - с процессами в возбужденном центре свечения.

3.5. Процессы в кристаллах $AgBr$

Кристаллы $AgBr$ весьма широко применяются для детектирования ионизирующих излучений в качестве основного компонента ядерной фотографической эмульсии. Важной особенностью кристалла является очень большая подвижность иона серебра Ag^+ . В значительной степени именно с этим связано уникальное свойство ядерной эмульсии — возможность фотографирования следов заряженных частиц.

3.5.1. Образование центра скрытого изображения

Проходя через кристалл $AgBr$, заряженная частица создает на своем пути электроны и дырки. При скорости частицы $v = 10^8 - 10^9$ см/с и размерах кристалла ~ 1 мкм время образования первичного трека составляет $10^{-13} - 10^{-14}$ с.

Размеры кристаллов $AgBr$ в ядерной эмульсии составляют 0,3 — 0,5 мкм, и в образующемся вторичном треке релятивистская частица с минимальной ионизацией создает всего несколько десятков электронно-дырочных пар. Время образования вторичного трека также $\sim 10^{-13} - 10^{-14}$ с.

Весьма важной особенностью кристаллов $AgBr$ ядерной эмульсии (зерен) является то, что они содержат так называемые центры чувствительности — это глубокие ловушки вблизи поверхности зерна; и более мелкие ловушки электронов, расположенные внутри зерна. Как будет ясно из описания процесса образования скрытого изображения, целесообразно, чтобы в каждом зерне был один центр чувствительности (глубокая ловушка) и большое число мелких ловушек электронов. Глубины ловушек подбираются так, чтобы время жизни электрона на центре чувствительности было бы больше, чем время дрейфа к нему носителя противоположного знака. Электроны вторичного трека за время 10^{-9} с захватываются ловушками.

Радикальным отличием кристаллов $AgBr$ от рассмотренных ранее ионных кристаллов состоит в том, что в них подвижность ионов Ag^+ весьма велика. Поскольку ионов Ag^+ на несколько порядков больше, чем дырок, то нейтрализация центра чувствительности произойдет в результате захвата иона серебра. В центре чувствительности образуется атом Ag^0 . Время, в течение которого происходит этот процесс, 10^{-5} с. Глубина мелких ловушек выбирается такой, чтобы время жизни электро-

нов в них было бы такого же порядка. Тогда после образования атома серебра центр чувствительности может снова захватить электрон, и затем после его нейтрализации в центре чувствительности окажутся два атома серебра. Процесс этот может повторяться неоднократно. В результате, когда число атомов серебра станет больше некоторой величины, образуется центр скрытого фотографического изображения. Центр скрытого фотографического изображения, накопивший число атомов серебра больше некоторого критического значения, превращается в центр проявления. Центр проявления в дальнейшем играет роль зародыша новой фазы (серебра). И последующее проявление связано с ростом этой новой фазы, в результате чего зерно $AgBr$ превращается в зерно серебра.

Весьма важную роль в процессе образования скрытого изображения играют мелкие ловушки, которые увеличивают время жизни электронов в треке, что необходимо для образования центра проявления.

Центр чувствительности, состоящий из одного атома серебра, может легко потерять электрон (через время τ , зависящее от глубины ловушки), превратившись в ион Ag^+ . Для образования стабильного центра необходимо, чтобы он содержал несколько атомов серебра. Поэтому необходимо в кристалле создать такие уровни захвата электронов, чтобы обеспечить указанную выше последовательность событий: захват электрона центром чувствительности, нейтрализация его ионом Ag^+ , образование центра, содержащего один атом серебра, снова захват этим атомом электрона и т.д. до образования центра скрытого фотографического изображения и затем — центра проявления.

Нарушение любого звена этой последовательности приводит к тому, что кристалл не будет проявлен.

Ядерная эмульсия обладает интересным свойством "восстановления" или репарации особенно характерным для биологических объектов. Действительно, если заряженная частица образует в кристалле $AgBr$ центр, состоящий всего из одного атома Ag , то она не будет зарегистрирована. Несколько таких частиц, следующих одна за другой, могут быть зарегистрированы. Однако для этого необходимо, чтобы средний интервал между частицами, попадающими в кристалл, был бы меньше, чем время жизни атома серебра в центре чувствительности. В противном случае кристалл успевает "восстановиться" после "поражения": малая интенсивность излучения не будет регистрироваться эмульсией.

4. ТРЕКИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

Треки заряженных частиц в твердых диэлектриках представляют собой стабильные, химически растворимые зоны радиусом $\sim 50 \text{ \AA}$. Они не возникают в хороших электрических проводниках (полупроводниках). Это свидетельствует о существенной роли подвижности носителей заряда в треке. Роль возбужденных состояний в треке также существенна, поскольку возбуждение может приводить к разрыву молекулярных цепей и, следовательно, к уменьшению молекулярного веса, что может быть обнаружено, например, по изменению скорости растворения полимера.

Можно с уверенностью утверждать, что прямые атомные столкновения не играют главной причины в возникновении треков, так как в противном случае (поскольку подобные столкновения возникают в равной степени и в диэлектриках и в полупроводниках) треки бы наблюдались и в тех и в других.

В полупроводниках и проводниках трек не образуется потому, что происходит нейтрализация ионизованных атомов электронами до того, как положение атомов изменится, т.е. за время $\sim 10^{-13}$ с. В противном случае (если электроны не успеют "вернуться" к своим ионам) произойдет электростатическое отталкивание одноименно заряженных ионов, что приведет к их перемещению и образованию дефектов вдоль пути заряженной частицы. Для того чтобы в диэлектрике образовался стабильный трек, необходимы большие ЛПЭ и малая подвижность электронов.

В полимерах образование стабильных треков обусловлено разрывом полимерных связей при прохождении заряженной частицы.

4.1. Процессы в органических материалах

Органические вещества имеют более сложную энергетическую структуру электронных состояний, чем ионные кристаллы.

Наибольшие отличия возникают на стадии термализации электрона. Длина смещения, как правило, существенно меньше радиуса захвата r_3 .

Средняя длина свободного пробега, например, в наиболее полно изученных кристаллах антрацена меньше постоянной ре-

шетки. Это означает, что рассеяние носителей заряда происходит на каждом узле решетки. Интервал между соударениями 10^{-14} - 10^{-12} с. При таком перемещении носителя заряда появляется качественно новый эффект взаимодействия носителя с окружающей средой - электронная поляризация кристалла носителем заряда. Электронная поляризация - процесс очень быстрый, поэтому носитель заряда перемещается вместе со своей поляризационной оболочкой, образуя "электронный полярон".

В этом состоит существенное отличие органических материалов от полупроводников, где носитель заряда движется настолько быстро, что электронная поляризация не успевает наступить и электронный полярон не образуется.

Другой важной особенностью органических кристаллов является образование при их возбуждении экситонов. Обычно генерируется синглетный экситон с временем жизни $\sim 10^{-8}$ с. Время их перескока с молекулы на молекулу составляет $\sim 10^{-14}$ - 10^{-12} с. Затем в безызлучательном процессе $S-T$ конверсии образуются триплетные экситоны с временем жизни 10 - 20 мс. Время перескока триплетного экситона с молекулы на молекулу $\sim 10^{-11}$ с. Поэтому они переносят энергию внутри кристалла на большие расстояния. В реальных кристаллах антрацена время жизни экситона $\sim 10^{-5}$ с и расстояния, которые он проходит порядка нескольких мкм.

Процессы переноса энергии в органических материалах играют очень большую роль.

5. ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ ПОЛЕЙ НА ПРОЦЕССЫ В ТРЕКАХ

Влияние внешних полей представляет интерес в двух аспектах. Если поле влияет на ту или иную стадию образования трека, то это позволяет изучать механизм образования трека. Второй аспект состоит в том, что с помощью внешних полей можно управлять процессами в треках и в конечном счете управлять образованием самого трека. Управление процессом в треках имеет очень важное применение в области детектирования заряженных частиц, а именно: позволяет создать детектор с управляемой (изменяемой во времени) чувствительностью.

5.1. Влияние электрического поля

Ограничимся рассмотрением "слабого" поля, т.е. поля напряженностью, недостаточной для ионизации вещества.

Слабое электрическое поле может разделить заряды, как, например, в ионизационной камере. Оно может сместить заряды в объеме трека. В первом случае это приводит к растягиванию зарядов из трека, во втором — к изменению структуры трека.

Рассмотрим подробнее влияние электрического поля на процессы в фотографической эмульсии.

Если в течение времени образования трека создать в кристалле $AgBr$ электрическое поле, то это может повлиять на процесс образования скрытого фотографического изображения. Если в кристалле существует несколько центров чувствительности, то электрическое поле может увеличить число электронов, дрейфующих к одним центрам, и уменьшить число электронов, дрейфующих к другим. Такое перераспределение дрейфующих электронов может привести к образованию центра проявления в результате увеличения атомов серебра в одном из центров чувствительности. (Без электрического поля электроны, а следовательно, и атомы серебра распределились бы более или менее равномерно между несколькими центрами. В результате этого их число в каждом центре может оказаться недостаточным для образования центра проявления).

Таким образом, приложение электрического поля к фотографической эмульсии может привести к увеличению ее чувствительности. Это увеличение будет тем больше, чем больше центров чувствительности, распределенных по периферии. Тогда электрическое поле будет стягивать все электроны к одному центру, что превратит его в центр проявления.

В кристаллах с одним единственным центром чувствительности электрическое поле может уменьшить вероятность образования центра проявления и, следовательно, уменьшить чувствительность эмульсии.

Еще один эффект заключается в том, что поле уменьшает глубину ловушки и тем самым увеличивает вероятность выхода электрона из ловушки, что также влияет на процессы в треке. Такое действие поля наблюдается в ионных кристаллах. В частности, время перемещения V_K -центра к центру свечения в электрическом поле уменьшается из-за того, что уменьшается глубина потенциальной ямы V_K -центра, а следовательно, увеличивается скорость диффузии V_K -центра к A^0 -центру.

Электрическое поле влияет, как уже отмечалось, на сцинтилляции, если они обусловлены рекомбинацией носителей заряда. Наложение внешнего электрического поля, препятствуя рекомбинации, уменьшает амплитуду сцинтилляционного импульса.

5.2. Влияние электромагнитных полей

Если облучать вещество фотонами с энергией кванта меньшей, чем потенциал ионизации, или меньше ширины запрещенной зоны, то можно избирательно влиять на заселенность ловушек, имеющих различную глубину. Это позволяет изменять распределение носителей по ловушкам.

Практический интерес представляет влияние короткого импульса света, длительность которого сравнима с временем образования трека в детекторе.

Допустим, что глубина ловушек электронов в ядерной эмульсии настолько велика, что при температуре опыта перемещение их к центру чувствительности "заморожено". Под действием фотонов электроны могут освобождаться из ловушки и перемещаться к центрам чувствительности. Таким образом, одновременное действие заряженной частицы и видимого света может привести к образованию центра проявления, в то время как заряженная частица в отсутствие света центра проявления создать не может и не будет зарегистрирована. Таким образом, чувствительностью детектора можно управлять с помощью света.

Другой метод управления чувствительностью ядерной эмульсии основан на применении эмульсии малой чувствительности. Кристаллы (зерна) такой эмульсии не регистрируют заряженных частиц. В таком зерне хотя и образуется центр скрытого фотографического изображения, однако число атомов серебра в нем недостаточно для образования центра проявления. Если такую эмульсию дополнительно облучить фотонами с энергией, достаточной для ионизации примесных уровней, то произойдет дополнительная "подпитка" всех центров чувствительности, в результате чего в зернах, через которые прошла заряженная частица, могут образоваться центры проявления.

5.3. Влияние температуры (термическое действие)

Изменение температуры детектора, как правило, приводит к изменению его характеристик. Так, например, диаметр трека

частицы в твердотельном детекторе после травления зависит от температуры, при которой происходило облучение. Существенно, что эта зависимость наблюдается лишь при одновременном действии температуры и облучения. Использование этого эффекта позволяет создать управляемый детектор. Необходимый нагрев можно осуществить, например, облучая поверхность детектора импульсным источником света достаточной интенсивности (лазером).

Виктор Константинович Ляпидевский
"Процессы в треке быстрой заряженной частицы"

Редактор Е. Г. Станкевич
Техн. редактор З. И. Хазова
Корректор В. З. Решетникова

Л-90743	Подписано в печать 7/IX-1982 г.		
Формат 60x84 1/16	Объем 2,75 п.л.	Уч.-изд.л. 2,5	
Тираж 500 экз.	Цена 20 коп.	Заказ 535	
	Изд. № 058-1		

Типография МИФИ, Каширское шоссе, 31