

**МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ, НАУКИ И
ИННОВАЦИЙ РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН**

**НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ УЗБЕКИСТАНА
ИМЕНИ МИРЗО УЛУГБЕКА**

П.Б. Парчинский

ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА ЗАРЯДА В ДИЭЛЕКТРИКАХ

Методическое пособие

Ташкент 2024 г.

В данном учебно-методическом пособии рассмотрены основные вопросы, касающиеся процессов переноса носителей заряда в диэлектриках диэлектриков. Подробно изложены вопросы, касающиеся механизмов электропроводности диэлектриков, явлений в сильных электрических полях и пробоя диэлектриков.

Данное учебное пособие написано на основе курсов лекций «Физика полупроводников и диэлектриков» и «Физика твердого тела», читаемого на кафедре физики полупроводников и полимеров Национального Университета Узбекистана, и может быть рекомендована для студентов бакалавриата и магистратуры, обучающихся по специальностям физика полупроводников, материаловедение и технология материалов, микроэлектроника и родственным им дисциплинам.

Автор: П.Б. Парчинский.

Технический редактор: А.С. Газизулина

Рецензенты: д.ф.-м.н, проф. Юлдашев Ш.У.
д.ф.-м.н. Аюпов К.С.

ВВЕДЕНИЕ

По своим электрическим свойствам все материальные среды могут быть разделены на два типа: материальные среды, проводящие электрический ток, то есть такие среды, в которых наблюдается свободное перемещение носителей заряда под действием внешнего электрического поля, и непроводящие среды – среды, в которых перемещение носителей заряда под действием внешнего поля затруднено или отсутствует вообще. Как проводящие, так и непроводящие среды отличаются большим разнообразием своей структуры, физических свойств и механизмов, ответственных за перенос носителей заряда в данных средах (например, электропроводность газов, жидкостей и твердых тел имеет различную природу). Данное методическое пособие написано на основе курсов лекций по физике диэлектриков и физике твердого тела, читаемых для студентов бакалавриата и магистратуры на кафедре физики полупроводников и диэлектриков физического факультета Национального Университета Узбекистана, и, поскольку данная кафедра ориентирована на подготовку специалистов в области твердотельной электроники, в данном курсе рассмотрены, в основном, вопросы, касающиеся электропроводности твердых диэлектриков. В то же время ряд выражений, описывающих процессы электропроводности диэлектриков, не зависит от природы процессов переноса носителей заряда в диэлектриках и может быть с успехом применен для описания электрических свойств различных диэлектрических сред, в том числе жидкостей и газов.

Курс физики диэлектриков является одним из базовых для студентов бакалавриата и магистратуры, обучающихся не только по направлениям «Физика полупроводников и диэлектриков» и «Физика конденсированных сред», но также и для студентов, обучающимся по различным направлениям радиоэлектроники и электронной техники. Поэтому автор стремился в данном учебном пособии как можно более широко охватить спектр физических явлений, связанных с переносом носителей заряда в твердых диэлектриках. С другой стороны, необходимость уложиться в рамки учебного пособия потребовало в

большинстве случаев ограничиться рассмотрением только основных физических принципов изучаемых процессов, опуская ряд частных (хотя иногда и важных с точки зрения практического применения) случаев. Темы, выходящие за рамки содержания базового курса, могут быть рекомендованы для самостоятельного изучения в качестве тем курсовых работ или семинарских занятий (ориентировочный список тем для самостоятельного изучения приведен автором в конце данного пособия).

Автор считает приятным долгом выразить благодарность коллективу кафедры физики полупроводников и диэлектриков физического факультета НУУз за помощь, оказанную при подготовке данного курса, а также рецензентам за плодотворное обсуждение и ценные рекомендации, полученные при подготовке данного пособия к печати.

ПЕРЕЧЕНЬ ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

D	– вектор электрической индукции
D_N	– коэффициент диффузии
e	– заряд электрона
$\vec{\xi}$	– вектор напряженности электрического поля
\mathcal{E}	– напряженность электрического поля
ε	– диэлектрическая проницаемость вещества
ε_0	– диэлектрическая постоянная
E_g	– ширина запрещенной зоны диэлектрика
E_c	– энергия дна зоны проводимости
E_v	– энергия потолка валентной зоны
E_F	– энергия Ферми
F_n	– квазиуровень Ферми для электронов
g	– фактор вырождения
j	– плотность электрического тока
k	– постоянная Больцмана
m^*	– эффективная масса носителей заряда
μ	– подвижность носителей заряда
μ_n	– подвижность электронов
μ_p	– подвижность дырок
n	– концентрация электронов в зоне проводимости диэлектрика
n_i	– собственная концентрация носителей заряда
N_c	– эффективная плотность состояний в зоне проводимости
N_v	– эффективная плотность состояний в валентной зоне
p	– концентрация дырок в валентной зоне диэлектрика
Q	– величина заряда
ρ	– объёмная плотность заряда
τ	– среднее время свободного пробега электрона
τ^*	– постоянная времени процесса релаксации
τ_p	– характерное время процесса поляризации
U	– высота потенциального барьера
\bar{v}	– средняя скорость электрона
σ	– удельная электропроводность
γ	– удельное сопротивление

- Ψ – потенциал электрического поля
 P – значение вектора поляризации диэлектрика
 V – напряжение
 W_a – энергия активации процесса электропроводности

§1. Основные представления об электропроводности твердых тел

С точки зрения зонной теории электропроводность твердого тела определяется концентрацией электронов в зоне проводимости. Поведение электрона в зоне проводимости можно рассматривать как поведение квазисвободной заряженной частицы, изменение энергии и импульса которой под действием внешних сил определяется величиной $[m_{ij}]$, называемой тензором эффективной массы, компоненты которого зависят от вида энергетических зон твердого тела в пространстве квазиимпульсов (k -пространстве). Дальнейшее рассмотрение будем проводить для идеального изотропного твердого кристаллического тела. В этом случае недиагональные компоненты тензора $[m_{ij}]$ обращаются в нуль, а диагональные компоненты равны между собой и тензор $[m_{ij}]$ может быть заменен скалярной величиной m^* равной его диагональным компонентам.

Пусть рассматриваемое твёрдое тело находится в состоянии термодинамического равновесия с окружающей средой при заданной температуре T , при которой концентрация электронов в зоне проводимости твёрдого тела равна n . В отсутствие внешнего электрического поля электроны, находящиеся в зоне проводимости, совершают беспорядочные (хаотические) движения. При этом, хотя мгновенная скорость каждого электрона не равна нулю, при отсутствии какого-либо рода внешних воздействий, электроны с равной вероятностью могут перемещаться по любому из возможных направлений. Поэтому скорость электронов, усреднённая по всему ансамблю из n частиц, будет равна нулю. Отметим также, что несмотря на то, что с точки зрения зонной теории твердого тела, заряженная частица, перемещаясь в поле периодического потенциала кристаллической решётки не испытывает рассеяния на атомах, находящихся в узлах этой решетки, электрон, даже в идеальном кристалле, не может двигаться в заданном направлении сколь угодно длительное время. Причиной, ограничивающей время движения электрона в заданном направлении, является его рассеяние на колебаниях кристаллической решётки (фононах). В реальных кристаллах к рассеянию на фононах добавляется рассеяние электронов

на различного рода дефектах кристаллической структуры. Поскольку в результате элементарного акта рассеяния электрон с равной вероятностью может продолжить движение в любом из возможных направлений, его векторная скорость, усреднённая по промежутку времени, за которое происходит достаточно большое число столкновений, может также быть положенной равной нулю.

При помещении твердого тела во внешнее электрическое поле на электрон в зоне проводимости будет действовать сила, равная по абсолютной величине, произведению заряда электрона e и напряжённости действующего на него поля \mathcal{E} . Под действием этой силы электрон приобретает ускорение a , направленное против направления действующего на него электрического поля

$$a = \frac{e\mathcal{E}}{m^*}. \quad (1)$$

При этом у электрона появляется ненулевая компонента средней скорости, направленная против действующего электрического поля. Можно показать, что средняя скорость электронов, движущихся в постоянном электрическом поле, будет определяться выражением

$$\bar{v} = \frac{e\mathcal{E}\tau}{m^*}, \quad (2)$$

где τ – среднее время свободного пробега электрона, определяемое как среднее время между двумя последовательными актами рассеяния. Подчеркнем ещё раз, что величины \bar{v} и τ в формуле (2) являются результатом усреднения по всему ансамблю электронов, находящихся в зоне проводимости.

Плотность тока проводимости, возникающего в твердом теле под действием электрического поля, определяется, в не очень сильных электрических полях, законом Ома:

$$j = \sigma \cdot \mathcal{E}, \quad (3)$$

где σ – величина, называемая удельной электропроводностью. С другой стороны, плотность тока, протекающая через единичное

сечение диэлектрика dS за единицу времени dt может быть определена как

$$j = \frac{dQ}{dt}, \quad (4)$$

где dQ – заряд, протекающий через данное сечение диэлектрика за единицу времени

$$dQ = ne\bar{v}dt. \quad (5)$$

С учетом (2) и (5) выражение (4) можно переписать в виде

$$j = ne\bar{v} = \frac{ne^2\tau\mathcal{E}}{m^*}. \quad (6)$$

Сравнивая выражения (3) и (6) можно определить величину удельной электропроводности как

$$\sigma = \frac{ne\bar{v}}{\mathcal{E}} = \frac{ne^2\tau}{m^*}. \quad (7)$$

Введем понятие подвижности носителя заряда μ , определив её как дрейфовую скорость, приобретаемую электроном в поле с единичной напряжённостью

$$\mu_n = \frac{\bar{v}}{\mathcal{E}} = \frac{e\tau}{m^*}, \quad (8)$$

тогда выражения (6) и (8) могут быть переписаны в виде

$$j = en\mu_n\mathcal{E}, \quad (6a)$$

$$\sigma = en\mu_n. \quad (8a)$$

Таким образом, величина удельной электропроводности твёрдого тела при заданной температуре T , определяется концентрацией носителей заряда, способных перемещаться под действием электрического поля и их подвижностью, которая в свою очередь зависит от среднего

времени свободного пробега и определяется интенсивностью процессов рассеяния электронов.

Строгое рассмотрение процессов рассеяния электронов на колебаниях кристаллической решётки показывает, что вероятность элементарного акта рассеяния увеличивается с повышением температуры, что ведет к уменьшению подвижности электронов.

При рассмотрении процессов рассеяния электронов на дефектах обычно полагают, что интенсивность процесса рассеяния не зависит от температуры. С другой стороны, концентрация термодинамически

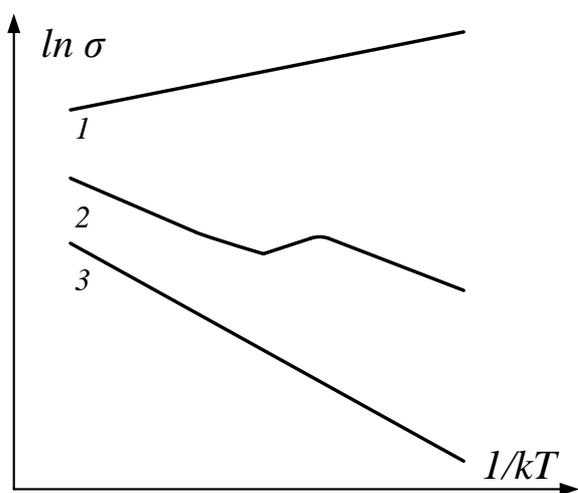


Рис. 1. Качественный вид температурной зависимости электропроводности твердых тел:

- 1 – металлы; 2 – легированные полупроводники;*
- 3 – нелегированные полупроводники и диэлектрики*

равновесных дефектов в твердом теле повышается с температурой, что может приводить к уменьшению среднего времени свободного пробега и подвижности электронов. В хороших проводниках, которыми, в частности, являются металлы, в силу особенности их зонной структуры, электроны в зоне проводимости присутствуют даже при температуре абсолютного нуля, при этом их концентрация практически не зависит от температуры.

Поэтому температурная зависимость электропроводности металлов будет определяться только температурной зависимостью величины μ и, следовательно, электропроводность металлов должна уменьшаться с повышением температуры. Действительно, уменьшение электропроводности металлов с повышением температуры хорошо известный экспериментальный факт. Типичный вид температурной зависимости удельного сопротивления металлов приведен на рис. 1 (кривая 1).

В отличие от металлов в полупроводниках и диэлектриках, при температурах близких к абсолютному нулю, электроны в зоне проводимости отсутствуют и появляются при повышении температуры вследствие термического возбуждения электронов из валентной зоны или термической ионизации энергетических уровней, создаваемых в запрещённой зоне примесями и дефектами. Поэтому изменение электропроводности полупроводников и диэлектриков при изменении температуры будет определяться как температурной зависимостью подвижности носителей заряда, так и температурной зависимостью их концентрации в зоне проводимости.

Здесь необходимо отметить, что зависимость подвижности от температуры в полупроводниках и диэлектриках носит более сложный характер, чем в металлах, что обусловлено тем, что в полупроводниках и диэлектриках рассеивающие центры могут обладать электрическим зарядом. Более того, зарядовое состояние рассеивающих центров в полупроводниках и диэлектриках может изменяться с повышением температуры.

В целом, температурная зависимость подвижности электронов в полупроводниках и диэлектриках может быть описана выражением

$$\mu = AT^p, \quad (9)$$

где показатель степени p меняется в пределах от $-3/2$ до $3/2$ в зависимости от доминирующего механизма рассеяния ($p = -3/2$ соответствует преобладанию рассеяния на колебаниях кристаллической решётки, а $p = 3/2$ – рассеянию на заряженных центрах). Процесс рассеяния на фононах доминирует при высоких температурах, однако, как было сказано ранее, интенсивность рассеяния на фононах уменьшается с понижением температуры. Тогда, при значительной концентрации заряженных центров рассеяния, рассеяние на таких центрах может стать процессом, определяющим вид температурной зависимости подвижности при низких температурах. В этом случае на температурной зависимости подвижности будет наблюдаться локальный максимум (рис. 2).

С другой стороны, увеличение концентрации носителей заряда в разрешенных энергетических зонах диэлектриков и полупроводников

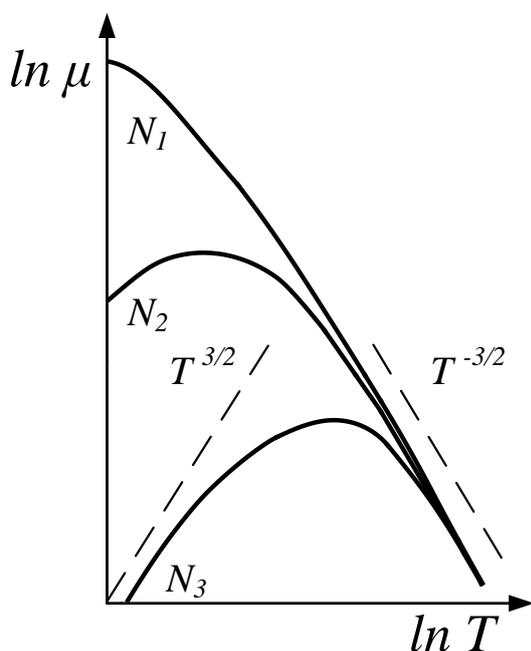


Рис. 2. Качественный вид температурной зависимости подвижности носителей заряда для полупроводников с различным содержанием примеси N ($N_1 < N_2 < N_3$).

Штриховые линии соответствуют рассеянию на колебаниях решетки ($T^{3/2}$) и рассеянию на примесных центрах ($T^{-3/2}$)

зависимость электропроводности от температуры может, с хорошей точностью быть аппроксимирована зависимостью

$$\sigma = const \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right), \quad (10)$$

(кривая 2 на рис. 1) где E_g – ширина запрещенной зоны, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура. При наличии дефектов

при повышении температуры характеризуется гораздо более сильной, экспоненциальной зависимостью. Поэтому вклад температурной зависимости подвижности в изменение величины электропроводности полупроводников и диэлектриков обычно пренебрежимо мал, по сравнению с вкладом, определяемым температурной зависимостью концентрации носителей заряда.

Из вышесказанного следует, что для полупроводников диэлектриков проводимость увеличивается с повышением температуры. Для полупроводников и диэлектриков, в которых отсутствуют дефекты, создающие энергетические уровни в запрещенной зоне (или их концентрация пренебрежимо мала),

зависимость электропроводности полупроводников и диэлектриков от температуры носит более сложный характер, и её вид зависит как от концентрации дефектов, так и от энергии их ионизации.

В тоже время, говоря об электропроводности полупроводников, необходимо отметить, что в полупроводниках, содержащих значительные концентрации дефектов с энергией ионизации много меньшей чем значение E_g , на температурной зависимости электропроводности в некотором диапазоне температур может наблюдаться аномальный участок, соответствующий металлической проводимости (кривая 3 на рис. 1). Наличие такого участка можно объяснить следующим образом: поскольку энергия ионизации дефектов мала, то при некоторой температуре T_0 все дефекты можно считать ионизованными, и, если их концентрация N_d много больше, чем концентрация собственных носителей заряда n_i , образующихся в результате заброса носителей заряда из зоны проводимости в валентную зону, концентрацию носителей заряда в зоне проводимости можно считать постоянной и равной N_d , вплоть до температуры T_1 , при которой величина n_i приближается порядку величины к N_d . Тогда в диапазоне температур от T_0 до T_1 температурная зависимость электропроводности такого полупроводника будет определяться видом температурной зависимости величины μ . Если в данном температурном интервале доминирующим механизмом, определяющим изменение подвижности носителей заряда с изменением температуры, является рассеяние на фононах, то тогда величина электропроводности будет в пределах данного температурного интервала уменьшаться с увеличением температуры.

При еще большей концентрации дефектов возможна ситуация, когда волновые функции электронов, локализованных на соседних энергетических уровнях в запрещенной зоне, будут перекрываться, приводя к образованию дефектной подзоны. В этом случае перенос заряда в полупроводниках будет осуществляться посредством движения электронов в примесной подзоне, без их возбуждения в зону проводимости. При этом электронный газ в примесной подзоне является вырожденным (то есть концентрация носителей заряда в примесной подзоне не зависит от температуры) и температурная

зависимость электропроводности таких веществ будет носить металлический характер. Примером веществ, демонстрирующих металлический тип проводимости, несмотря на наличие запрещённой зоны, являются сильнолегированные проводники, в которых концентрация легирующей примеси превышает $10^{19} \div 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

Вернемся к рассмотрению процессов электропроводности обусловленных перемещением носителей заряда в разрешённых энергетических зонах полупроводников и диэлектриков. До сего момента мы полагали, что перенос заряда в таких веществах осуществляется посредством движения электронов в зоне проводимости. Обратим теперь внимание на тот факт, что в результате термического заброса электронов из валентной зоны в зону проводимости в валентной зоне появляются незанятые энергетические состояния. Незанятые состояния в валентной зоне могут возникать также и в результате захвата электронов из валентной зоны на энергетические уровни, создаваемые различного рода дефектами в запрещённой зоне полупроводников и диэлектриков. Наличие незанятых состояний делает возможным перемещение носителей заряда в валентной зоне, таким образом, электроны валентной зоны также могут принимать участие в процессах токопереноса.

Рассмотрим перемещение электронов в валентной зоне при наличии в ней незанятых энергетических состояний. Пусть в момент времени t_0 один из электронов в валентной зоне переместился на ближайшее незанятое состояние. Тогда состояние, которое этот электрон занимал до момента времени t_0 , окажется свободным и, в свою очередь, может быть занято одним из соседних электронов. В отсутствие внешнего электрического поля свободное состояние может быть занято любым из ближайших электронов. При наличии внешнего электрического поля свободные состояния будут занимать преимущественно электронами, движущимися в направлении противоположном направлению вектора электрического поля. При этом в результате последовательных перемещений электронов незанятые состояния в валентной зоне будут перемещаться в направлении противоположном направлению преимущественного перемещения электронов. Такое перемещение незанятого состояния в

валентной зоне можно рассматривать как движение под действием внешнего электрического поля заряженной псевдочастицы – дырки – обладающей зарядом противоположным по знаку заряду электрона и положительной эффективной массой.

Описание процессов переноса заряда в валентной зоне как результата последовательного перемещения электронов по незанятым состояниям эквивалентно описанию, рассматривающему перенос заряда как результат перемещения положительных дырок. В то же время последний подход является предпочтительным, так как требует рассмотрения перемещения значительно меньшего числа частиц. Поэтому подход, рассматривающий перенос заряда в валентной зоне как результат движения дырок получил широкое распространение и считается в настоящее время общепринятым. При этом полагают (и это может быть доказано достаточно строго), что движение дырок в валентной зоне и движение электронов в зоне проводимости подчиняется единым закономерностям.

С учётом переноса заряда в валентной зоне выражение (6а) должно быть переписано в виде

$$j = en\mu_n\mathcal{E} + ep\mu_p\mathcal{E}, \quad (11)$$

где p – концентрация дырок в зоне проводимости, μ_p – их подвижность. При этом в диэлектриках и, особенно, в полупроводниках, процессы переноса заряда в валентной зоне могут вносить существенный, а в ряде случаев и определяющий вклад в процессы токопереноса.

В заключение данного параграфа рассмотрим вопрос о критериях, определяющих различия между полупроводниками и диэлектриками. Как уже было сказано выше и полупроводники, и диэлектрики с точки зрения зонной структуры имеют близкие характеристики. Некоторые авторы предлагают в качестве критерия различия между полупроводниками и диэлектриками использовать ширину запрещенной зоны. При этом полагается, что к диэлектрикам относятся вещества со значениями $E_g > 2,5 \div 3$ эВ. Благодаря значительной ширине запрещенной зоны, концентрация носителей заряда, образующихся при забросе электронов из валентной зоны в зону проводимости в таких веществах мала, даже при температурах значительно выше

комнатной. В дальнейшем условимся называть электроны и дырки, образовавшиеся в результате термического заброса из валентной зоны в зону проводимости собственными, в отличие от несобственных или примесных электронов и дырок, образующихся в результате процесса термической ионизации энергетических уровней в запрещённой зоне и захвата электрона из валентной зоны на энергетические уровни в запрещённой зоне соответственно. К полупроводникам, напротив, относят вещества с узкой запрещённой зоной, в которых значительная концентрация собственных носителей заряда наблюдается уже при температурах порядка комнатной.

Такая классификация кажется логичной с точки зрения зонной теории твердого тела. Однако, поскольку концентрация носителей заряда в разрешённых энергетических зонах определяется не только (а в ряде случаев не столько) шириной запрещённой зоны, но и концентрацией дефектов в кристаллической решётке, с практической точки зрения, использования значений E_g в качестве критерия, определяющего разделение твердых тел на полупроводники и диэлектрики, является достаточно условным.

Действительно, в случае значительной концентрации дефектов, создающих в запрещённой зоне твердого тела энергетические уровни с небольшой энергией ионизации, значительное число электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне будет наблюдаться у веществ с достаточно широкой запрещённой зоной даже при относительно низких температурах. Так, например, к полупроводникам принято относить такие вещества как GaN и SiC, ширина запрещённой зоны которых составляет 3,6 и 3,2 эВ соответственно. С другой стороны, узкозонные полупроводники, содержащие небольшое число дефектов, ведут себя при низких температурах как хорошие диэлектрики. Кроме того, сильная зависимость проводимости полупроводников и диэлектриков от температуры и различного рода внешних воздействий затрудняет проведение границы между полупроводниками и диэлектриками по величине их удельного сопротивления. В тоже время, очевидно, что чем меньше концентрация носителей заряда, способных участвовать в

токопереносе, тем сильнее в данном веществе будут проявляться диэлектрические свойства.

В данной книге мы будем понимать под диэлектриком такое твёрдое тело, в котором концентрация термодинамически равновесных носителей заряда, независимо от их природы, мала настолько, что эти носители не в состоянии полностью экранировать объём исследуемого тела от проникновения в него внешнего электрического поля. Данный критерий также не является универсальным, однако, на наш взгляд, таким определением диэлектриков удобно пользоваться при описании процессов их электропроводности, поскольку именно наличие в любой точке объёма диэлектрика внутреннего электрического поля, напряжённость которого может достигать значительной величины, определяет специфику процесса переноса носителей заряда в диэлектриках. В частности, наличие электрического поля в объёме диэлектрика может приводить к возникновению механизмов токопереноса, не наблюдаемых в полупроводниках и металлах.

§2. Диффузия и дрейф носителей заряда в диэлектрике

Рассмотрим однородный и изотропный диэлектрик, находящийся в состоянии термодинамического равновесия с окружающей средой. Пусть в целом для диэлектрика выполняется условие электронейтральности, то есть его полный заряд равен нулю:

$$Q = \int_{\Omega} \rho(r) d\Omega = 0. \quad (12)$$

Из условия однородности и изотропности диэлектрика следует, что плотность объёмного заряда $\rho(r)$ должна быть равна нулю в любом бесконечно малом объёме диэлектрика $d\Omega$. Здесь и далее о бесконечно малом объёме диэлектрика говорится с точки зрения макроскопического подхода, то есть, при рассмотрении такого объёма, мы считаем диэлектрическую среду внутри данного объёма однородной и пренебрегаем как дискретностью, связанной с атомным строением вещества, так и неоднородностями распределения заряда в

атомах и молекулах составляющих диэлектрик. Иными словами, распределение заряженных частиц в рассматриваемом диэлектрике таково, что в пределах любого выбранного элемента объёма положительный заряд одних частиц полностью компенсируется отрицательным зарядом других.

С учётом того, что заряженные частицы в диэлектрике не являются неподвижными, а совершают тепловое движение по некоторым траекториям, форма которых зависит от их энергии, условие электрической нейтральности может быть сформулировано следующим образом: в условиях термодинамического равновесия распределение заряженных частиц в диэлектрике по скоростям и энергиям таково, что суммарная величина заряда, переносимого за единицу времени dt через любую единицу сечения диэлектрика dS равна нулю. Вообще говоря, с позиции микроскопического подхода, условия электронейтральности сформулированные выше не являются абсолютно строгими, поскольку в результате тепловых флуктуаций движения заряженных частиц, величина заряда, протекающего через произвольный элемент сечения диэлектрика, может быть в какой-то момент времени отлична от нуля. Однако при рассмотрении временных интервалов много больших, чем время свободного пробега носителей заряда в диэлектрике, условие электронейтральности можно считать выполняющимися достаточно строго и с микроскопических позиций.

Пусть теперь, начиная с некоторого времени t_0 , на диэлектрик начинает действовать постоянное внешнее электрическое поле с напряжённостью \mathcal{E}_0 . Действие этого поля приводит к возникновению в ряде элементов объёма диэлектрика ненулевой плотности заряда $\rho(r,t)$, с которым будет связано некоторое электрическое поле (назовем это поле внутренним полем), потенциал которого определяется уравнением Пуассона:

$$\Delta\Psi = -\frac{\rho(r,t)}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (13)$$

где ε – диэлектрическая проницаемость вещества, ε_0 – диэлектрическая постоянная. Поскольку напряжённость электрического поля связана с

потенциалом этого поля выражением $\mathcal{E} = -grad \Psi$, а оператор Δ определяется как $\Delta = div(grad)$, напряженность внутреннего поля $\mathcal{E}_{вн}$, может быть определена как:

$$div \mathcal{E}_{вн} = \frac{\rho(r, t)}{\epsilon \epsilon_0}. \quad (14)$$

Через некоторое время t после начала действия внешнего поля в диэлектрике может установиться новое стационарное (но не равновесное) распределение заряда и соответствующие ему значения потенциала и внутреннего поля. Таким образом, в интервале от t_0 до t внутреннее поле в диэлектрике изменяется от нуля до своего максимального значения. Из курса электродинамики известно, что изменяющееся во времени электрическое поле ведёт к возникновению тока смещения. Плотность тока смещения определяется выражением

$$j_{см} = \frac{dD}{dt}, \quad (15)$$

где D – вектор электрической индукции, определяемый как $D = \epsilon \epsilon_0 \cdot \mathcal{E}$. Очевидно также, что помимо токов смещения в диэлектрике существуют токи проводимости с плотностью $j_{пр} = \sigma \cdot \mathcal{E}$, которые и ведут к изменению плотности объёмного заряда в диэлектрике. Тогда суммарная плотность тока, протекающего через диэлектрик, может быть записана как:

$$j = j_{см} + j_{пр} = \sigma \mathcal{E} + \epsilon \epsilon_0 \frac{d\mathcal{E}}{dt}. \quad (16)$$

Напряженность поля \mathcal{E} , входящего в выражение (16), представляет собой сумму напряженностей внешнего и внутреннего полей.

Если в объёме диэлектрика отсутствуют источники и стоки носителей заряда, то для каждого элемента объёма диэлектрика должно выполняться условие $div j = 0$, которое с учетом выражения (16) может быть переписано в виде

$$\operatorname{div} j_{\text{пр}} + \varepsilon \varepsilon_0 \operatorname{div} \frac{d\mathcal{E}}{dt} = 0. \quad (17)$$

Поскольку внешнее поле постоянно во времени, мы можем во втором слагаемом правой части выражения (17) заменить $d\mathcal{E}/dt$ на $d\mathcal{E}_{\text{вн}}/dt$. Поменяв теперь для этого слагаемого порядок дифференцирования получим

$$\operatorname{div} j_{\text{пр}} + \varepsilon \varepsilon_0 \frac{d}{dt} \operatorname{div} \mathcal{E}_{\text{вн}} = 0. \quad (17a)$$

Заменяв $\operatorname{div} \mathcal{E}_{\text{вн}}$ из выражения (14) получим:

$$\operatorname{div} j_{\text{пр}} + \frac{d\rho(r, t)}{dt} = 0. \quad (18)$$

Выражение (18) называется уравнением непрерывности и является следствием закона сохранения заряда. Его физический смысл сводится к тому, что для любого бесконечно малого объёма диэлектрика разность между количеством входящих в этот объём заряженных частиц и числом частиц, покидающих этот объём, равна скорости изменения плотности заряда в рассматриваемом объеме.

Более общий вид уравнения непрерывности должен включать в себя члены, связанные с генерацией-рекомбинацией носителей заряда. Сейчас же обратим внимание на следующий момент: изменение распределения концентрации заряженных частиц в объёме диэлектрика ведёт к возникновению диффузионных потоков заряженных частиц, и, следовательно, диффузионных токов, величина которых определяется выражением

$$j_{\text{диф}} = eD_N \operatorname{grad} N, \quad (19)$$

где D_N – коэффициент диффузии, N – концентрация частиц в единице объёма. При наличии диффузионных токов уравнение непрерывности примет вид:

$$\operatorname{div} j_{\text{пр}} + \operatorname{div} j_{\text{диф}} = -\frac{d\rho}{dt}. \quad (20)$$

Подставляя значения $j_{\text{пр}}$ и $j_{\text{диф}}$ из формул (3) и (19), получим

$$\operatorname{div} (\sigma \mathcal{E}) - eD_N \operatorname{div}(\operatorname{grad} N) = -\frac{d\rho(r, t)}{dt} \quad (21)$$

или

$$-\operatorname{div} \sigma (\operatorname{grad} \Psi + eD_N \operatorname{grad} N) = -\frac{d\rho}{dt}. \quad (21a)$$

С учетом того, что $\sigma = eN\mu$, а $eN = \rho$ уравнение (21a) примет вид

$$\operatorname{div} (\rho\mu \operatorname{grad} \Psi + D_N \operatorname{grad} \rho) = \frac{d\rho(r, t)}{dt}. \quad (22)$$

Выражение (22) определяет кинетику изменения плотности заряда в диэлектрике при наличии диффузионных токов.

Отметим, что между величиной подвижности носителей заряда и коэффициентом их диффузии существует достаточно простая связь. Для того, чтобы определить эту связь представим себе однородный изотропный диэлектрик, находящийся однородном внешнем электрическом поле и не обменивающийся носителями заряда с окружающей средой. Через некоторое время после начала действия внешнего поля диффузионные потоки частиц, возникающие в результате действия электрического поля, и дрейфовые потоки частиц (токи проводимости), возникающие в результате изменения распределения концентрации носителей заряда в объёме диэлектрика, уравновесят друг друга (то есть начнет выполняться условие $j_{\text{пр}} = j_{\text{др}}$). При этом в диэлектрике установится новое стационарное распределение носителей заряда. Можно показать, что это распределение будет описываться выражением

$$N = N_0 \exp\left(-\frac{e\Psi(r)}{kT}\right), \quad (23)$$

здесь $\Psi(r)$ – потенциал электрического поля, соответствующий новому стационарному распределению заряженных частиц в диэлектрике. Приравняв диффузионные и дрейфовые потоки частиц, получим:

$$D_N \text{grad } N = Ne\mu\mathcal{E}. \quad (24)$$

Подставив в это выражение значение N из выражения (23) можно записать

$$\begin{aligned} -eD_N N_0 \frac{e}{kT} \text{grad} (\Psi(r)) \exp\left(-\frac{e\Psi(r)}{kT}\right) \\ = eN_0 \exp\left(-\frac{e\Psi(r)}{kT}\right) \mu\mathcal{E}. \end{aligned} \quad (25)$$

С учетом того, что $\mathcal{E} = -\text{grad } \Psi$, и сократив подобные слагаемые в выражении (25), получим

$$\frac{eD_N}{kT} = \mu \quad (26)$$

или

$$\frac{\mu}{D_N} = \frac{e}{kT}. \quad (26a)$$

Выражение (26a), определяющее связь между подвижностью носителей заряда и коэффициентом диффузии, называется соотношением Нэрнста-Эйнштейна.

Рассмотрим теперь, как будет изменяться распределение носителей заряда в диэлектрике после прекращения действия внешнего поля \mathcal{E}_0 . Очевидно, что внутренне поле, возникающее в результате перераспределения носителей заряда направленно напротив внешнего поля. Таким образом, после прекращения действия внешнего поля, внутреннее поле будет стремиться восстановить первоначальное – равновесное распределение носителей заряда в диэлектрике. При этом кинетика этого процесса, называемого релаксацией неравновесного заряда будет сопровождаться и изменением внутреннего поля $\mathcal{E}_{\text{вн}}(r,t)$.

Ток, возникающий при рассасывании неравновесного заряда, называют релаксационным током или током релаксации. Очевидно, что ток релаксации должен описываться уравнением непрерывности, тогда, пренебрегая диффузионной составляющей тока релаксации можно записать:

$$\sigma \operatorname{div} \mathcal{E}_{\text{вн}} = -\frac{d\rho}{dt}. \quad (27)$$

С учётом уравнения Пуассона это выражение можно преобразовать к виду

$$\frac{\sigma\rho}{\varepsilon_0\varepsilon} = -\frac{d\rho}{dt}. \quad (28)$$

Разделяя переменные и решая дифференциальное уравнение (28) относительно ρ получим:

$$\ln \rho = \frac{\sigma}{\varepsilon_0\varepsilon} t + C = \frac{t}{\varepsilon_0\varepsilon\gamma} + C, \quad (29)$$

где γ – удельное сопротивление диэлектрика, C – постоянная интегрирования, которая может быть определена из начальных условий, а именно, при $t = 0$, $\rho = \rho_0$, где ρ_0 – стационарное распределение плотности заряда в момент выключения внешнего электрического поля. С учётом вышесказанного решение уравнения (28) может быть записано в виде

$$\rho = \rho_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau^*}\right), \quad (30)$$

где $\tau^* = \varepsilon_0\varepsilon\gamma$ – величина, называемая постоянной времени процесса релаксации.

Таким образом, релаксация заряда в системе с неравновесной его плотностью протекает по экспоненциальному закону. Отметим также, что уравнение (30) описывает процесс релаксации неравновесного заряда независимо от того, каким образом его неравновесное распределение возникло в объёме рассматриваемого диэлектрика.

Неважно, произошло ли перераспределение имеющегося в диэлектрике заряда под действием внешнего электрического поля или возникновение неравновесного заряда было связано с его генерацией под влиянием внешних воздействий, процесс релаксации системы в равновесное состояние будет описываться уравнением (30). Более того, экспоненциальный характер процесса установления равновесного распределения заряда наблюдается и в том случае если неравновесный заряд вносится в диэлектрик извне, (например, в процессе инжекции) или процесс перераспределения имеющегося в диэлектрике подвижного заряда происходит для компенсации заряда, внесённого извне, если последний обладает малой подвижностью. Поскольку в последних случаях будет нарушена электронейтральность диэлектрика в целом, очевидно, что выражение (30) применимо также и для релаксации неравновесного заряда в диэлектриках, в которых начальный, равновесный заряд отличен от нуля. В этом случае равновесным будет равномерное распределение заряда по объёму диэлектрика.

В заключении отметим, что полученные в этом параграфе выражения применимы для описания процессов диффузии и дрейфа носителей заряда независимо от их природы. Если перенос заряда в диэлектрике осуществляется подсистемами носителей заряда различной природы, каждая из которых характеризуется различными значениями подвижности, коэффициента диффузии, временем релаксации и концентрацией носителей заряда то для описания процессов диффузии и дрейфа требуется совместное решение уравнений диффузии и дрейфа для различных подсистем. Так, например, уравнение непрерывности в случае наличия k подсистем носителей зарядов должно быть записано в виде

$$\operatorname{div} \left(e \sum_{i=1}^k (N_i \mu_i \operatorname{grad} \Psi(r) + D_{N_i} \operatorname{grad} N_i) \right) = \frac{d\rho}{dt}. \quad (31)$$

При этом, равновесное распределение заряда в диэлектрике не обязательно подразумевает равновесное распределение носителей заряда в каждой подсистеме, а отсутствие изменения плотности заряда

не означает отсутствия токов в каждой из подсистем, поскольку токи, существующие в каждой подсистеме, могут компенсировать друг друга.

§3. Зависимость величины тока, протекающего через диэлектрик от времени воздействия электрического поля

Одной из существенных особенностей процессов переноса носителей заряда в диэлектрике является то, что даже при постоянных значениях напряженности внешнего электрического поля и температуры диэлектрика, величина тока, протекающего через диэлектрик, в большинстве случаев изменяется с течением времени. В общем случае величина тока, протекающего через диэлектрик, может быть рассмотрена как сумма двух составляющих: $j_{ст}$ – стационарной, независимой от времени компоненты, и $j_{аб}$ – зависящей от времени компоненты, вклад которой в величину тока уменьшается со временем (рис. 3).

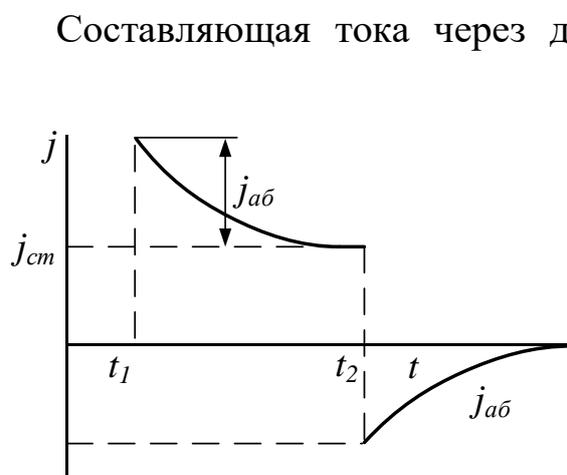


Рис. 3. Зависимость токов в диэлектрике от времени. $j_{ст}$ – стационарная составляющая тока, $j_{аб}$ – абсорбционная составляющая тока. t_1 и t_2 – моменты включения и выключения внешнего поля соответственно

называется абсорбционным током (иногда, впрочем, абсорбционными токами называют только изменяющуюся составляющую тока через диэлектрик, обусловленную процессами релаксационной поляризации). При изучении проводимости диэлектриков необходимо понимать, что стационарные и нестационарные токи обусловлены различными механизмами, и для определения природы процессов переноса заряда в диэлектрике необходимо

проводить разделение вкладов стационарной и нестационарной компонент в процесс электропроводности.

Нестационарная составляющая тока в диэлектрике может быть обусловлена рядом различных физических явлений, которые могут быть разбиты на две большие группы. К первой группе относятся явления, связанные с физическими процессами на контакте диэлектрика с внешней электрической цепью, ко второй – явления, протекающие в объеме диэлектрика и не зависящие от природы контактов. Рассмотрим подробнее природу этих явлений в свете их возможного влияния на процессы переноса носителей заряда в диэлектриках.

3.1 Контактные явления. По характеру своего влияния на процессы переноса носителей заряда в диэлектрике и между диэлектриком и внешней электрической цепью можно выделить три основных типа контактов: это нейтральный, инжектирующий и блокирующий контакт.

Нейтральный контакт не препятствует обмену носителями заряда между диэлектриком и внешней электрической цепью в объеме, необходимом для стационарного протекания тока. С другой стороны, такой контакт не приводит к возникновению в диэлектрике концентрации носителей заряда, превышающей термодинамически равновесную, и появлению в объеме диэлектрика носителей заряда нетипичных для данного диэлектрика. Иными словами, нейтральный контакт не оказывает влияния на процессы токопереноса в объеме диэлектрика.

Инжектирующий контакт, напротив, может поставлять в диэлектрик избыточные носители заряда или носители заряда нетипичные для данного диэлектрика. Инжекция избыточных носителей заряда, ведет к увеличению его электропроводности и возникновению так называемых инжекционных токов или токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ).

При инжекции носителей заряда в диэлектрик величина тока, протекающего через диэлектрик, сначала резко возрастает до своей максимальной величины вследствие увеличения концентрации

носителей заряда в его объеме, а потом убывает в течение некоторого времени до стационарного значения. Такое убывание обусловлено следующим: при любых условиях в диэлектрике существует некоторое равновесное распределение заряда, определяемое как внешними, так и внутренними факторами. Инжекция носителей заряда приводит к нарушению равновесия, и требуется некоторое время для того, чтобы в диэлектрике установилось новое равновесное распределение заряда. Очевидно, что новое равновесное распределение характеризуется более высокой плотностью заряда, чем первоначальное. Поскольку процесс установления равновесного распределения заряда есть, по сути, растекание носителей заряда от инжектирующего электрода по объему диэлектрика, время этого процесса будет близко к времени пролета инжектированного заряда через диэлектрик. Величина заряда, который может находиться в объеме диэлектрика при данном напряжении, ограничена геометрической емкостью диэлектрика (более подробно вопрос об инжекции заряда в объем диэлектрика будет рассмотрен в параграфе, посвященном ТОПЗ) и очевидно, что величина заряда который может быть инжектирован в диэлектрик в единицу времени, а следовательно и величина инжекционных токов, будут уменьшаться, по мере увеличения средней плотности заряда в диэлектрике в процессе установления равновесия.

Блокирующий контакт препятствует обмену носителями заряда между объемом диэлектрика и внешней электрической цепью. При этом блокирующий контакт может как препятствовать переходу в диэлектрик носителей заряда, необходимых для поддержания термодинамически-равновесной концентрации носителей в его объеме (назовем такой контакт блокирующим контактом первого типа), так и препятствовать переходу носителей заряда из диэлектрика во внешнюю электрическую цепь (блокирующий контакт второго типа).

Очевидно, что в случае блокирующего контакта первого типа, ток, протекающий через диэлектрик при приложении внешнего электрического поля, будет уменьшаться вследствие уменьшения концентрации носителей заряда в объеме диэлектрика. Процесс уменьшения электропроводности в случае блокирующих контактов

первого рода является необратимым и называется электроочисткой или формовкой диэлектрика.

В случае блокирующего контакта второго типа носители заряда, дрейфуя под действием электрического поля, будут скапливаться в приконтактной области диэлектрика, что приводит к возникновению внутреннего электрического поля, направленного навстречу внешнему электрическому полю. Это явление носит название приэлектродной поляризации. В результате приэлектродной поляризации происходит уменьшение величины поля, действующего на носители заряда в объеме диэлектрика и, как следствие, уменьшение величины тока, протекающего через диэлектрик. При прекращении действия внешнего поля в объеме диэлектрика будет восстанавливаться равномерное распределение заряда, вследствие чего во внешней цепи будет наблюдаться электрический ток по своему направлению обратный току, возникающему под действием внешнего поля.

3.2 Явления в объеме диэлектрика. За изменение величины тока, протекающего через диэлектрик, могут быть ответственны следующие процессы, протекающие в его объеме:

- захват носителей заряда на ловушечные центры в объеме диэлектрика;
- поляризация диэлектрика, обусловленная неупругими (релаксационными) механизмами поляризации.

Захват носителей заряда в объеме диэлектрика. В случае электронного механизма электропроводности центрами захвата носителей заряда могут являться энергетические уровни, создаваемые точечными дефектами в запрещенной зоне диэлектрика или потенциальные барьеры, возникающие вблизи внутренних границ раздела и структурных неоднородностей в объеме диэлектрика. В случае ионной электропроводности центрами захвата могут выступать различного рода дефекты структуры диэлектрика – точечные, линейные или объемные, приводящие к нарушению потенциального рельефа и препятствующие перемещению подвижных ионов в диэлектрике. Захват носителей ведет к уменьшению концентрации

подвижных носителей заряда и, следовательно, к уменьшению удельной электропроводности образца.

Влияние поляризации на токи в диэлектрике. Процессы поляризации диэлектрика не сопровождаются ни изменением концентрации носителей заряда в диэлектрике ни их перераспределением (за исключением случаев приэлектродной и электретной поляризации). Поэтому, изменение величины тока, протекающего через диэлектрик при его поляризации, связано не с изменением его электропроводности, а с изменением величины напряженности среднего (макроскопического) электрического поля \mathcal{E}_M в его объеме. Токи, возникающие в диэлектрике в процессе его поляризации-деполяризации получили название токов смещения. Отметим, что даже в случае идеального диэлектрика, с бесконечно большим удельным сопротивлением, процессы поляризации могут приводить к возникновению во внешней цепи электрических токов, называемых токами смещения.

Рассмотрим подробнее механизмы возникновения токов смещения. Из курса электричества известно, что поляризация диэлектрика прямо пропорционально величине напряженности макроскопического поля

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{\mathcal{E}}_M, \quad (32)$$

где \vec{P} – вектор поляризации, χ – диэлектрическая восприимчивость. После включения внешнего электрического поля значение поляризации диэлектрика изменяется от нуля до некоторого стационарного значения P_c (рис. 4). Здесь мы полагаем, что диэлектрик не был изначально поляризован, внешнее поле постоянно и время его действия на диэлектрик достаточно для установления стационарного значения поляризации. В свою очередь величина P_c определяется двумя составляющими – оптической или безинерционной поляризацией P_0 и релаксационной поляризацией P_p . Величина P_0 определяется упругими механизмами поляризуемости и характерное время установления его стационарного значения составляет $10^{-12} \div 10^{-15}$

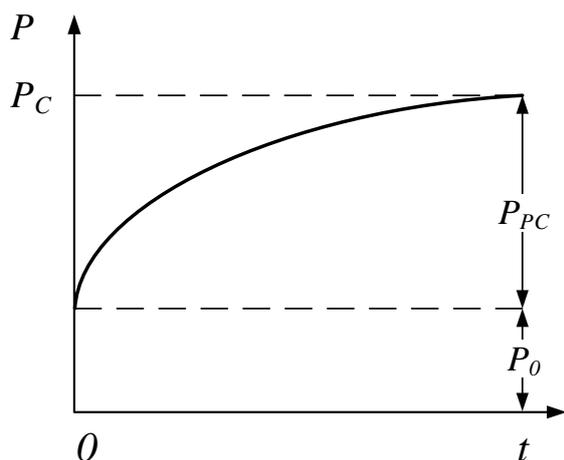


Рис. 4. Изменение значения вектора поляризации после включения электрического поля

сек. Величина P_p определяется неупругими механизмами поляризации и для достижения стационарного значения релаксационной поляризации требуется время существенно большее, чем время установления безинерционной поляризации. Можно показать, что величина P_p изменяется по следующему закону:

$$P_p = P_{pc} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) \right), \quad (33)$$

где P_{pc} – стационарное значение релаксационной поляризации, τ_p – характерное время, называемое временем релаксации процесса поляризации. Величина τ определяется механизмом поляризации диэлектрика и числом релаксаторов в его объеме.

В электродинамике плотность тока смещения $j_{см}$ определяются как:

$$\vec{j}_{см} = \frac{d\vec{D}}{dt}, \quad (34)$$

где D – вектор электрической индукции, определяемый выражением

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E}_M + \vec{P}. \quad (35)$$

Будем полагать диэлектрик однородным и изотропным. Тогда, для одномерного случая векторные величины \vec{E} , \vec{D} , \vec{P} , \vec{j} могут быть заменены их скалярными значениям. Тогда выражение (34) можно переписать как

$$j_{\text{см}} = \frac{d(\varepsilon_0 \mathcal{E}_{\mathcal{M}} + P)}{dt}. \quad (36)$$

Пусть в некоторый момент времени $t = 0$ поле $\mathcal{E}_{\mathcal{M}}$ изменяется от нуля до некоторого значения $\mathcal{E}_{\mathcal{M}_1}$. Поскольку при скачкообразном изменении поля $d\mathcal{E}_{\mathcal{M}}/dt = 0$, в любой момент времени, за исключением момента изменения поля, выражение может быть переписано как

$$j_{\text{см}} = \frac{dD}{dt} = \frac{dP}{dt}. \quad (37)$$

Принимая в рассмотрение только релаксационную составляющую вектора поляризации, получим

$$j_{\text{см}} = \frac{dP_{\text{pc}}(1 - \exp(-t/\tau_p))}{dt} = \frac{P_{\text{pc}}}{\tau_p} \exp(-t/\tau_p). \quad (38)$$

Аналогичным образом можно получить величину тока смещения, возникающего при выключении электрического поля. В этом случае величина вектора поляризации изменяется по закону

$$P_p = P_{\text{pc}}(\exp(-t/\tau_p)). \quad (39)$$

Тогда для тока смещения при деполяризации диэлектрика получим

$$j_{\text{см}} = -\frac{P_{\text{pc}}}{\tau_p} \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right). \quad (40)$$

Таким образом, токи смещения процессов поляризации-деполяризации равны по абсолютной величине и противоположны по знаку (рис. 5). При этом временная зависимость токов поляризации-деполяризации определяется постоянной времени процесса релаксации поляризации диэлектрика.

В заключение этого параграфа отметим, что контактные явления и эффекты в объеме диэлектрика теснейшим образом связаны и оказывают непосредственное влияние друг на друга. Так, например,

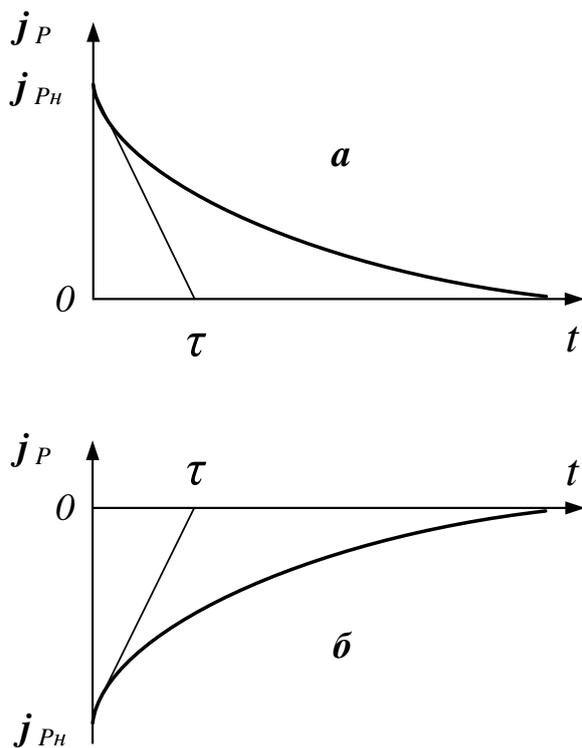


Рис. 5 Токи смещения при поляризации (а) и деполяризации (б) диэлектрика. $j_{Pн}$ – начальные значения токов смещения

инжекция носителей заряда в диэлектрик ведет к возникновению ненулевой плотности заряда в его объеме, что в свою очередь ведет к изменению поляризации и величины макроскопического поля в объеме диэлектрика. И наоборот, поляризация диэлектрика оказывает существенное влияние на накопление заряда в приконтактных областях. Поэтому деление на поверхностные и объемные эффекты достаточно условное, а зависимость тока, протекающего через диэлектрик, от времени является следствием

комплекса взаимосвязанных физических процессов, протекающих как в приконтактных областях диэлектрика, так и в его объеме.

§4. Ионная электропроводность диэлектриков

Ионный механизм электропроводности является специфическим механизмом электропроводности, который наблюдается только в диэлектриках. Существование ионной электропроводности обусловлено наличием в объеме диэлектрика электрического поля, действующего на дефекты структуры диэлектрика (собственные дефекты, примеси и т.д.), которые под действием этого поля могут перемещаться на макроскопические, сравнимые с линейными размерами диэлектрика расстояния. Малые величины токов, обусловленных электронными и дырочными механизмами

электропроводности, приводят к тому, что процессы переноса заряда подвижными ионами в диэлектрике вносят существенный, а в ряде случаев и определяющий вклад в величину протекающих через диэлектрик токов.

Рассмотрим процессы ионной электропроводности, обусловленной переносом собственных дефектов в диэлектрике.

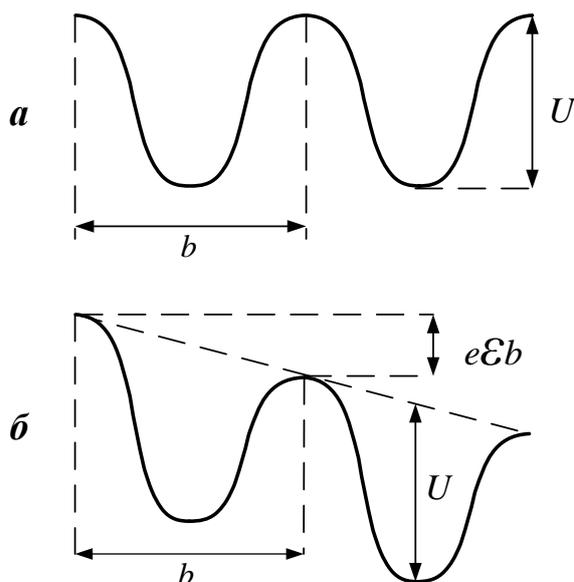


Рис. 6. а – Периодический потенциал кристаллической решетки: в отсутствии внешнего электрического поля; б – Изменение высоты потенциального барьера во внешнем электрическом поле

Собственными дефектами являются вакансии и ионы в междоузлиях. В состоянии термодинамического равновесия в кристаллах диэлектриков содержится некоторое количество дефектов Френкеля (пара ион в междоузлии-вакансия) и дефектов Шотки (одиночная вакансия). Их концентрация для данного диэлектрика зависит от температуры и концентрации примесей.

Термодинамически равновесная концентрация дефектов, определяемая из условия минимума свободной энергии кристалла, определяется следующими выражениями

$$n_i = \sqrt{NN_i} \exp\left(-\frac{W_F}{2kT}\right), \quad (41)$$

$$n_s = N \exp\left(-\frac{W_s}{2kT}\right), \quad (42)$$

где n_i – концентрация междоузельных атомов, n_s – концентрация вакансий, N – концентрация узлов кристаллической решётки, N_i –

концентрация междоузлий, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, W_F и W_S – энергия образования дефектов по Френкелю и по Шоттки соответственно.

Междоузельный ион или вакансия могут перемещаться по объему кристалла посредством термоактивационных перескоков. Такие перемещения можно рассматривать как перемещение заряженных частиц в периодическом потенциальном поле, создаваемом кристаллической решёткой диэлектрика (рис. 6а).

В отсутствии внешнего поля ион, находясь в одном из потенциальных минимумов, совершает колебания с частотой ν . Вероятность преодоления им потенциального барьера в единицу времени вследствие тепловых колебаний можно определить как

$$\omega = \nu \exp\left(-\frac{U}{kT}\right), \quad (43)$$

где U – высота потенциального барьера, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура. Так как вероятность перескоков во всех направлениях одинакова, то число частиц n_x , перемещающихся в заданном направлении в единицу времени будет определяться формулой

$$n_x = \frac{n}{6} \nu \exp\left(-\frac{U}{kT}\right). \quad (44)$$

При наличии градиента электрического потенциала движение частиц становится направленным. Действительно, при наличии электрического поля, высота потенциального барьера в направлении поля уменьшается, а в противоположном направлении возрастает на величину

$$\Delta U = \frac{e\mathcal{E}b}{2}, \quad (45)$$

где \mathcal{E} – величина напряжённости электрического поля, e – заряд электрона, b – расстояние между соседними положениями равновесия (рис. 6б). Тогда выражение (4) примет вид

$$n_x = \frac{n}{6} v \exp\left(-\frac{U \pm \Delta U}{kT}\right). \quad (46)$$

Изменение высоты потенциального барьера приводит к тому, что вероятность движения ионов в направлении электрического поля повышается, а вероятность их движения в направлении противоположном электрическому полю уменьшается. Таким образом, поскольку поток ионов в направлении электрического поля не уравнивается потоком ионов в противоположном направлении, в диэлектрике наблюдается процесс переноса заряда, то есть возникает электрический ток.

Для ионов одного знака избыточное количество ионов, переносимых в направлении поля, будет определяться выражением

$$\Delta n_x = \frac{n}{6} v \left(\exp\left(-\frac{U - \Delta U}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{U + \Delta U}{kT}\right) \right). \quad (47)$$

Для слабых полей, в которых выполняется условие $e\mathcal{E}b/2 \ll kT$, разлагая в ряд экспоненты и, ограничиваясь линейным приближением, получим

$$\Delta n_x = \frac{nve\mathcal{E}b}{6kT} \exp\left(-\frac{U}{kT}\right). \quad (48)$$

Скорость дрейфа ионов в направлении поля, усреднённая по числу перемещающихся ионов, определяется как разность числа перескоков в направлении по полю и в противоположном направлении, умноженная на длину одного перескока

$$v = (\omega_1 - \omega_2) b = \frac{b\Delta n_x}{n} = \frac{e\mathcal{E}b^2v}{6kT} \exp\left(-\frac{U}{kT}\right). \quad (49)$$

Будем считать, что v не зависит от температуры, тогда подвижность иона будет определяться выражением

$$\mu = \frac{v}{\mathcal{E}} = \frac{eb^2v}{6kT} \exp\left(-\frac{U}{kT}\right) = \mu_0 \exp\left(-\frac{U}{kT}\right), \quad (50)$$

где $\mu_0 = eb^2\nu/6kT$. Таким образом, подвижность иона зависит от высоты потенциального барьера, расстояния между потенциальными минимумами и температуры. Тогда, для дефектов по Френкелю ионная электропроводность будет определяться выражением

$$\begin{aligned}\sigma &= en_i\mu = \frac{\sqrt{NN_i}e^2b^2\nu}{6kT} \exp\left(-\frac{W_F}{2kT}\right) \exp\left(-\frac{U}{kT}\right) \\ &= \sigma_0 \exp\left(-\frac{W_a}{kT}\right),\end{aligned}\quad (51)$$

где $\sigma_0 = \frac{\sqrt{NN_i}e^2b^2\nu}{6kT}$, $W_a = \frac{W_F}{2} + U$, где W_a – энергия активации процесса электропроводности. Формула (51) описывает также и процессы ионной электропроводности, обусловленной дрейфом дефектов по Шотки, в этом случае $\sigma_0 = \frac{Ne^2b^2\nu}{6kT}$, $W_a = \frac{W_S}{2} + U$.

Рассмотрим случай, когда в диэлектрике имеются дефекты нескольких типов (например, собственные дефекты и атомы примесей). В этом случае возможны два основных эффекта, обуславливающих влияние атомов примесей на электропроводность диэлектриков: 1 – Атомы примеси внедряются в узлы кристаллической решётки, увеличивая концентрацию дефектов, но сами не участвуют в электропроводности; 2 – атомы примеси занимают положение в междоузлиях и участвуют в переносе заряда. При этом проводимость определяется не только подвижностью собственных дефектов, но и подвижностью атомов примеси. Если в диэлектрике присутствуют m типов различных атомов примеси, тогда

$$\begin{aligned}\sigma &= en\mu + en_{P_1}\mu_{P_1} + en_{P_2}\mu_{P_2} + \dots + en_{P_M}\mu_{P_M} = \\ &= \sigma_0 \exp\left(-\frac{W_a}{kT}\right) + \sigma_{P_1} \exp\left(-\frac{W_{P_1}}{kT}\right) + \dots + \sigma_{P_M} \exp\left(-\frac{W_{P_M}}{kT}\right),\end{aligned}\quad (52)$$

где $n_{P_1} \div n_{P_M}$ – концентрация атомов примеси каждого типа, $\mu_{P_1} \div \mu_{P_M}$ – их подвижность, а $W_{P_1} \div W_{P_M}$ – энергия активации.

Необходимо отметить, что внедряясь в междоузлия, атомы примеси могут изменять величину потенциального барьера. Однако, при малой концентрации примесей этим эффектом можно пренебречь. Отметим, что

согласно формулам (41), (42) концентрация собственных дефектов увеличивается с повышением температуры, в то время как концентрация примесей остается постоянной. Поэтому, обычно при низких температурах, когда концентрация собственных дефектов мала, преобладает примесная электропроводность. В области высоких температур, когда концентрация собственных дефектов увеличивается, проводимость, в основном, является собственной.

§5. Электронная электропроводность диэлектриков

Близость зонной структуры полупроводников и диэлектриков обуславливает тот факт, что процессы переноса носителей заряда в разрешенных зонах полупроводников и диэлектриков может быть описан в рамках единых моделей. Мы уже упоминали ранее, что процессы переноса заряда в диэлектриках осуществляется носителями зарядов двух типов, электронами и дырками. Как известно, распределение электронов по энергиям описывается функцией распределения Ферми-Дирака

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)}, \quad (53)$$

где E_F – энергия Ферми, E – энергия электрона. Функция Ферми-Дирака определяет вероятность того, что уровень с энергией E будет занят электроном. При условии $kT \ll |E_F - E|$ распределение Ферми-Дирака переходит в распределение Больцмана

$$f(E) = \exp\left(\frac{E_F - E}{kT}\right). \quad (54)$$

Число электронов в зоне проводимости определяется выражением

$$n = \int_{E_c}^{\infty} N_c(E) f(E) dE, \quad (55)$$

где $N_c(E)$ – плотность электронных состояний в зоне проводимости. Поскольку «дырка» представляет собой незаполненный электроном энергетический уровень в валентной зоне, то вероятность того, что на данном энергетическом уровне находится дырка, есть вероятность того, что данный энергетический уровень не заполнен электроном. С учётом вышесказанного для концентрации дырок в валентной зоне можно записать

$$p = \int_{-\infty}^{E_V} N_V(E)(1 - f(E))dE, \quad (56)$$

где $N_V(E)$ – концентрация дырок в валентной зоне. В случае распределения Ферми данный интеграл не берётся в аналитических функциях и является табличной величиной (так называемый интеграл Ферми), однако при замене распределения Ферми-Дирака на распределение Больцмана данный интеграл можно вычислить аналитически. При этом выражение, определяющее концентрацию электронов в зоне проводимости примет вид

$$n = N_c \exp\left(\frac{E_F - E_C}{kT}\right), \quad (57)$$

где N_c – эффективная плотность состояний в зоне проводимости, определяемая выражением

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_e^* kT}{4\pi^2 \hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}}, \quad (58)$$

где m_e^* – эффективная масса электрона. Аналогично, для дырок в валентной зоне можно записать

$$p = N_V \exp\left(\frac{E_V - E_F}{kT}\right), \quad (59)$$

где N_V – эффективная плотность состояний в валентной зоне, определяемая как

$$N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_h^* kT}{4\pi^2 \hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (60)$$

где m_h^* – эффективная масса дырки. Плотность тока, определяемого движением электронов и дырок в электрическом поле напряженностью \mathcal{E} , будет определяться формулой (11).

Из формул (57) и (59) следует, что повышение температуры ведет к увеличению концентрации электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне. В беспримесном диэлектрике увеличение концентрации носителей заряда с повышением температуры происходит в результате тепловой генерации электронов из валентной зоны в зону проводимости. При этом выполняется условие $n = p = n_i$, где n_i – собственная концентрация носителей заряда. Увеличение концентрации носителей заряда ведет к увеличению электропроводности с повышением температуры. Напомним, что в §1, мы показали, что повышение температуры ведет также к уменьшению подвижности носителей заряда в разрешённых энергетических зонах, однако вклад этого эффекта в изменение электропроводности мал и не отражается на качественном виде температурной зависимости электронно-дырочной электропроводности диэлектрика.

До этого момента при определении концентрации электронов и дырок в разрешённых зонах мы полагали, что в диэлектрике отсутствуют дефекты или примеси, создающие энергетические уровни в запрещённой зоне. В таких диэлектриках концентрация электронов равна концентрации дырок, а уровень Ферми лежит в середине запрещённой зоны диэлектрика. При наличии энергетических уровней в запрещённой зоне концентрация носителей заряда уже не будет определяться формулами (57) и (59). Так, например, при наличии донорных уровней в запрещённой зоне концентрация электронов в зоне проводимости будет определяться выражением

$$n = \sqrt{\frac{N_c N_d}{g}} \exp\left(-\frac{E_d}{2kT}\right), \quad (61)$$

где N_d – концентрация донорных центров, E_d – их энергетическое положение относительно дна зоны проводимости диэлектрика, g – фактор вырождения. Аналогичным образом можно определить и концентрацию дырок, обусловленную наличием акцепторных уровней в запрещённой зоне диэлектрика

$$p = \sqrt{\frac{N_c N_a}{g}} \exp\left(-\frac{E_a}{2kT}\right), \quad (62)$$

где N_a – концентрация акцепторных центров, E_a – их энергетическое положение относительно потолка валентной зоны. В реальных диэлектриках концентрация носителей заряда обычно определяется концентрацией дефектных или примесных уровней в запрещённой зоне, а концентрация собственных носителей заряда обычно мала вплоть до температур, при которых происходит разрушение диэлектрика.

§6. Прыжковая проводимость

Прыжковой проводимостью называется проводимость, при которой электроны перемещаются посредством перескоков по состояниям, расположенным в глубине запрещенной зоны, то есть вне классических разрешённых зон. Возникновение состояний в запрещённой зоне может быть обусловлено примесями, дефектами и разупорядоченностями структуры, наличием внутренних границ раздела в поликристаллических веществах, наконец, в аморфных диэлектриках, где возникновение состояний в запрещенной зоне обусловлено особенностями аморфной структуры. При этом, концентрация таких состояний должна быть достаточно велика, чтобы наблюдалось перекрытие волновых функций этих состояний.

Рассмотри процесс прыжковой проводимости на примере аморфных диэлектриков. В аморфных телах, в силу отсутствия дальнего порядка нарушается периодичность потенциала. Вследствие этого в них отсутствует чёткая граница между разрешенными и запрещёнными энергетическими зонами. Для аморфных диэлектриков

характерно непрерывное распределение плотности состояний по энергиям. Введем понятие о граничной плотности состояний N_s и соответствующей им энергии E_s , определив её следующим образом: При $N(E) > N_s$ носители заряда можно считать квазисвободными, и их движение аналогично движению носителей заряда в разрешённых зонах полупроводников и диэлектриков. При $N(E) < N_s$ состояния являются локализованными. Локализованными назовем состояния, между которыми невозможно свободное перемещение электронов, несмотря на то что волновые функции этих состояний могут перекрываться. Совокупность состояний с энергиями, меньшими, чем

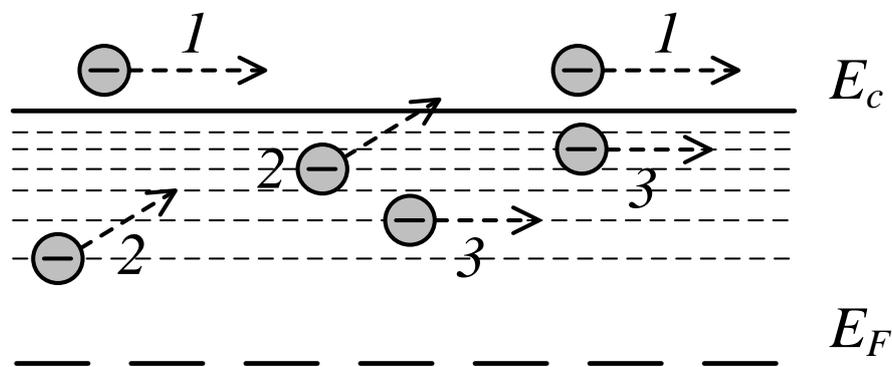


Рис 7. Процессы проводимости по локализованным состояниям: 1 – зонная проводимость; 2 – термоактивационные переходы; 3 – туннельные переходы

E_s , называются хвостами плотности состояний. Если уровень Ферми расположен в хвостах плотности состояний, то тогда локализованные состояния являются частично свободными и участвуют в проводимости.

Степень локализации состояний, то есть интенсивность затухания волновых функций электронов в окрестности состояния и определяет механизм проводимости. Если волновые функции соседних состояний хорошо перекрываются, то электроны могут туннелировать с одного состояния на другое. Проводимость в этом случае сильно зависит от напряжённости приложенного электрического поля и не зависит от

температуры. Если степень перекрытия волновых функций мала, то перенос заряда может осуществляться лишь посредством возбуждённых электронов. Наиболее часто реализуется тепловое или фононное возбуждение, когда, поглощая фононы, электрон преодолевает потенциальный барьер и переходит из одного локализованного состояния в другое. В этом случае проводимость носит термоактивационный характер (рис. 7).

Пусть плотность уровней не зависит от энергии, и локализованные состояния расположены случайно. Состояния, лежащие ниже уровня Ферми, заполнены и не участвуют в переносе заряда, а состояния, лежащие выше уровня Ферми, участвуют в переносе заряда, возбуждаемого на эти уровни. В исходном состоянии ловушки содержат по одному электрону и заряжены отрицательно. При низких полях и температурах должны преобладать низкоэнергетические переходы, при высоких температурах электрон может перескакивать на состояния, обладающие энергией большей, чем его энергия в исходном состоянии. При низких температурах проводимость можно определить как

$$\sigma \approx \exp\left(-\left(\frac{\Delta E}{kT} + 2\beta R\right)\right), \quad (63)$$

где ΔE – разность энергий между соседними уровнями, β – амплитуда затухания волновой функции, R – расстояние между уровнями.

При появлении электрического напряженностью \mathcal{E} поля энергия электрона при переходе на соседний уровень увеличивается (или уменьшается) на величину $e\mathcal{E}R$. Пренебрежем влиянием напряжённости электрического поля на форму потенциального барьера. Поскольку проводимость зависит от напряженности электрического поля, то удобнее рассматривать силу тока, обусловленного перемещением заряда по локализованным состояниям.

$$j \sim \exp\left(-\left(\frac{\Delta E \pm e\mathcal{E}R}{kT} + 2\beta R\right)\right). \quad (64)$$

Определяя энергию ΔE для наиболее вероятных переходов, можно из формул (64) и (65) получить закон для температурной зависимости тока (закон Мота):

$$j \sim A \exp\left(-CT^{-\frac{1}{4}}\right). \quad (65)$$

В предэкспоненциальном множителе выражения (65) присутствуют члены, зависящие от концентрации ловушек, фоновой частоты и температуры. Этими членами при низких температурах можно пренебречь, однако, при температурах порядка комнатных их следует принимать в расчет. При увеличении напряжённости поля настолько, что её величина начинает влиять на высоту потенциального барьера, электроны могут быть заброшены непосредственно в зону проводимости. В этом случае их поведение будет определяться закономерностями, рассмотренными в предыдущем параграфе.

Отметим, что величина прыжковой проводимости зависит от частоты внешнего электрического поля. Вид зависимости проводимости от частоты немонотонен, и изменяется от $\sigma < \omega > = const$ при низких частотах до $\sigma < \omega > \sim \omega^2$ при высоких частотах. Это обусловлено тем, что процессы поглощения энергии внешнего поля электроном на локализованном состоянии более эффективно протекают при высоких частотах, когда частота изменения внешнего поля близка к частоте собственных колебаний электронов на локализованных состояниях.

§7. Инжекционные токи (токи, ограниченные пространственным зарядом) в однородном диэлектрике без ловушечных центров в запрещенной зоне

Рассматривая в предыдущих параграфах процессы переноса носителей заряда в диэлектрике мы полагали, что носители заряда либо уже присутствуют в диэлектрике, либо возникают (генерируются) под влиянием внешних воздействий. Кроме того полагалось, что контакты к диэлектрику не являются инжектирующими, то есть не вносят дополнительных носителей заряда в объем диэлектрика. Однако это

условие в ряде случаев не выполняется. Рассмотрим ситуацию, когда контакт к диэлектрику является инжектирующим, то есть дополнительные носители заряда могут быть легко инжектированы из металла в объем диэлектрика даже при комнатной температуре и незначительных значениях приложенного к контактной области напряжения.

Рассмотрим поведение инжектированных зарядов в идеальном диэлектрике, т.е. таком диэлектрике, в котором отсутствуют энергетические уровни в запрещенной зоне и собственная концентрация равновесных носителей заряда равна нулю. В отсутствие центров захвата носителей заряда в запрещенной зоне диэлектрика все инжектированные носители заряда (в дальнейшем для определенности примем, что такими носителями заряда являются электроны) остаются свободными и находятся в зоне проводимости. Плотность тока, создаваемого инжектированными электронами, можно определить как:

$$j_j = \rho_j \cdot v, \quad (66)$$

$$j_j = \frac{Q_j}{t} = \frac{Q_j}{L} v, \quad (67)$$

где ρ_j – средняя плотность инжектированного свободного заряда на единицу площади, v – средняя дрейфовая скорость электрона, Q_j – полный заряд инжектированных в диэлектрик электронов, приходящийся на единицу площади образца, t – время свободного пробега электрона в диэлектрике, L – толщина диэлектрика. Из выражений (66) и (67) величину заряда, инжектированного в диэлектрик, можно определить как:

$$Q_j = \rho_j \cdot L = en_j L, \quad (68)$$

где n_j – концентрация инжектированных в диэлектрик электронов.

Поскольку при прохождении тока через плоский однородный диэлектрик величины ρ_j и Q_j , а также напряженность электрического поля в диэлектрике \mathcal{E} относительно мало изменяются вдоль его

длинны, пренебрежем их пространственными изменениями и будем оперировать лишь их усреднёнными значениями. При этом, однако, надо иметь ввиду, что используемые средние значения не всегда являются точными математически определёнными средними значениями, хотя и представляют хорошее приближение к последним. Можно показать, что полученные с их использованием соотношения отличаются от соотношений, полученных с учётом пространственной неоднородности величин ρ_j , Q_j и \mathcal{E} только на постоянный численный множитель, причем величина этого множителя обычно не превышает 2. В тоже время такой подход полностью отражает сущность физических процессов переноса инжектированных носителей заряда в диэлектрике и значительно упрощает их качественный анализ.

Сделаем еще одно приближение, предположив, что диффузионная компонента тока мала, по сравнению с дрейфовой, и ей можно пренебречь. Определим теперь зависимости величин ρ_j , Q_j и v от приложенного к диэлектрику напряжения V . При этом заметим, что с точки зрения электростатики задача об инжекции заряда в диэлектрик аналогична задаче о заряде накапливаемом в конденсаторе – заданная разность потенциалов может поддерживать в объеме диэлектрика лишь вполне определённый заряд Q_j , инжектированный из контактов. Этот заряд препятствует дальнейшей инжекции носителей заряда в диэлектрик и тем самым ограничивает величину инжекционных токов в диэлектрике. Поэтому инжекционные токи в диэлектриках также называют токами, ограниченными пространственным зарядом – ТОПЗ. Величина заряда накапливаемого на пластинах плоского конденсатора определяется выражением

$$Q_j = C_0 \cdot V, \quad (69)$$

где C_0 – емкость конденсатора единичной площади, определяемая выражением

$$C_0 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{L}, \quad (70)$$

здесь ε_0 – диэлектрическая постоянная, ε – диэлектрическая проницаемость диэлектрика. При этом нужно учесть, что наличие

заряда в объёме диэлектрика делает его ёмкость C несколько большей, чем геометрическая ёмкость C_0 . Можно показать что в этом случае ёмкость диэлектрика будет удовлетворять условию $C_0 < C < 2C_0$. Не нарушая физической общности рассматриваемой модели, будем считать, что $C = C_0$ и определим величину заряда, инжектированного в диэлектрик при данном напряжении V выражением

$$Q_j = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{L} V. \quad (71)$$

Таким образом, с учётом (68) и (71) плотность тока в диэлектрике может быть определена как

$$j_j = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon v V}{L}. \quad (72)$$

В не очень сильных электрических полях, когда подвижность электрона не зависит от величины электрического поля, дрейфовая скорость электрона пропорциональна напряженности электрического поля и определяется выражением $v = \mu \mathcal{E} = \mu(V/L)$. Тогда выражение (72), определяющее зависимость инжекционного тока от приложенного напряжения, примет вид

$$j_j = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon \mu}{L^3} V^2. \quad (73)$$

Из выражения (73) следует, что наиболее характерной особенностью инжекционных токов является их квадратичная зависимость от приложенного напряжения. Строгий расчёт, проведённый с учётом пространственного распределения заряда и поля в диэлектрике, не изменяет квадратичный вид зависимости j_j от V и приводит к следующему выражению для тока инжектированных носителей, отличающемуся от выражения (73) только на постоянный коэффициент близкий к единице:

$$j_j = \frac{9\varepsilon_0 \varepsilon \mu}{8L^3} V^2. \quad (73a)$$

Таким образом, проведённый нами выше качественный анализ позволяет достаточно точно определить величину инжекционных токов в диэлектрике.

Рассмотрим теперь более общий случай, когда в зоне проводимости диэлектрика имеются собственные термически

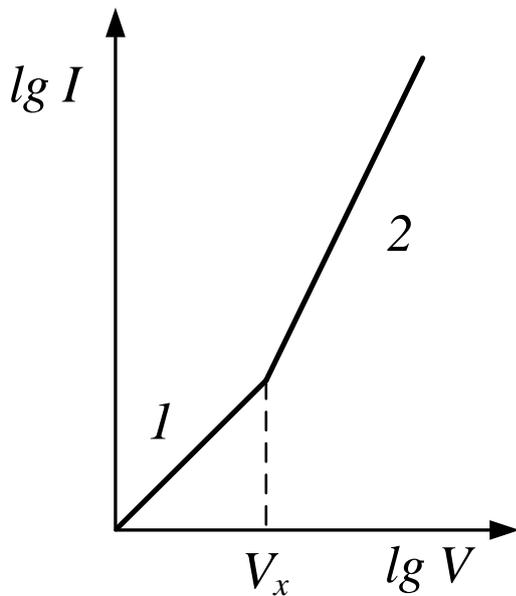


Рис. 8. ВАХ диэлектрика, при наличии ТОПЗ: 1 – омический участок;
2 – участок ТОПЗ

генерированные носители заряда с концентрацией n_0 . Поскольку мы рассматриваем идеальный диэлектрик, не содержащий энергетических уровней в запрещенной зоне диэлектрика, то в процессе термической генерации будут возникать в равной концентрации как электроны в зоне проводимости, так и дырки в валентной зоне. Для упрощения анализа предположим, что процессы токопереноса осуществляются, в основном, посредством электронов проводимости, а ток дырок можно пренебречь вследствие их малой, по сравнению с электронами, подвижности.

При малых напряжениях, когда инжектированный заряд меньше заряда собственных носителей в объёме диэлектрика ток через диэлектрик подчиняется закону Ома, который можно записать в виде:

$$j = en_0\mu \frac{V}{L}. \quad (74)$$

Когда концентрация инжектированных носителей n_j становится больше концентрации собственных носителей инжекционные токи становятся преобладающими, и токи через диэлектрик будут описываться выражением (73a). Вольт-амперная характеристика

(ВАХ) диэлектрика при наличии ТОПЗ, построенная в логарифмическом масштабе приведена на рис. 8.

Определим напряжение V_x при котором будет осуществляться смена доминирующего механизма проводимости. Условие перехода от закона Ома к квадратичной зависимости тока от напряжения может быть записано как $n_0 \approx n_{jn}$, где n_{jn} – концентрация инжектированных носителей заряда при напряжении перехода. С учётом вышесказанного, выражение (69) переписать как

$$Q_{jn} = en_{jn}L = en_0L, \quad (75)$$

где Q_{jn} – величина заряда, инжектированного в диэлектрик при напряжении V_x . С другой стороны, поскольку заряд собственных электронов в зоне проводимости компенсирован зарядом собственных дырок в валентной зоне, полный заряд диэлектрика при напряжении перехода будет определяться только зарядом инжектированных носителей и может быть описан формулой

$$Q_{jn} = en_0L = \frac{\varepsilon_0\varepsilon}{L}V_x. \quad (76)$$

Отсюда определим напряжение перехода как:

$$V_x = \frac{en_0L^2}{\varepsilon_0\varepsilon}. \quad (77)$$

Среднее время пролёта носителей заряда через диэлектрик можно определить как $t = L/v = L^2/\mu V$. Определим среднее время, которое носители заряда затрачивают на прохождение через объём диэлектрика при напряжении перехода:

$$t_x = \frac{L^2}{\mu V_x} = \frac{\varepsilon_0\varepsilon}{en_0\mu} = \frac{\varepsilon_0\varepsilon}{\sigma} = \tau^*, \quad (78)$$

где σ – электропроводность диэлектрика, τ^* – максвеловское время релаксации неравновесного заряда в объёме диэлектрика. Таким образом, из выражения (77) следует, что концентрация

инжектированного заряда в диэлектрике и, следовательно, инжекционные токи начинают преобладать при таких напряжениях V_x , при которых время пролёта инжектированных неравновесных носителей заряда через диэлектрик становится настолько малым, что их заряд не успевает рассасываться при участии равновесных термически возбуждённых носителей.

§8. Инжекционные токи (Токи, ограниченные пространственным зарядом) в диэлектрике с энергетическими уровнями в запрещенной зоне

В предыдущем разделе мы рассматривали токи, связанные с инжекцией носителей заряда в диэлектрик, не содержащий энергетических уровней в запрещенной зоне. Рассмотрим теперь диэлектрик, в запрещённой зоне которого имеются энергетические уровни, которые могут выступать в качестве центров захвата носителей заряда – так называемые уровни прилипания или ловушки. Эти уровни, являясь первоначально пустыми или частично заполненными, могут захватывать существенное количество инжектированных носителей заряда, не допуская их перемещения электрическим полем. При этом отметим, что величина неравновесного заряда, который может поддерживаться в диэлектрике заданным напряжением V , не зависит от того, свободен ли неравновесный заряд или локализован на уровнях прилипания. Таким образом, в диэлектрике с ловушками плотность неравновесного заряда Q_d , находящегося в диэлектрике при заданном напряжении, может быть определена выражением

$$Q_d = Q_t + Q_v, \quad (79)$$

где Q_t – величина заряда локализованного на уровнях прилипания, Q_v – величина подвижного заряда в объеме диэлектрика. При этом величина Q_d может превышать величину инжектированного в диэлектрик заряда Q_j , поскольку к моменту начала инжекции уровни прилипания уже могут содержать некоторый заряд, величина которого

определяется параметрами этих уровней (такими как глубина их залегания в запрещённой зоне, скорость эмиссии носителей заряда с уровня прилипания в разрешенную зону и т.д.).

В предыдущем разделе было показано, что мы, не нарушая физической общности, можем при анализе инжекционных токов пользоваться средними величинами плотности заряда и напряженности электрического поля. Средними значениями указанных величин можно пользоваться и при рассмотрении инжекционных токов в диэлектриках, в которых имеются центры захвата носителей заряда в запрещённой зоне, при условии, что эти центры равномерно распределены по толщине диэлектрика. При однородном распределении уровней прилипания по толщине диэлектрика выражение (79) примет вид:

$$Q_d = (\rho_t + \rho_v) L, \quad (79a)$$

где ρ_t – средняя плотность заряда, захваченного на уровне ρ_v – средняя плотность подвижного заряда. С учётом того, что плотность тока через диэлектрик определяется только величиной свободного (нелокализованного) заряда выражение (66) примет вид:

$$j = v \cdot \rho_v. \quad (80)$$

Из уравнений (79) – (80) следует, что для определения плотности инжекционного тока в диэлектрике с уровнями прилипания, требуется определить соотношение между числом захваченных носителей заряда и числом свободных инжектируемых носителей. Для определения этого соотношения рассмотрим связь между концентрацией свободных и локализованных носителей заряда в состоянии теплового равновесия. Для диэлектрика концентрация электронов в зоне проводимости в состоянии термодинамического равновесия определяется выражением

$$n_0 = N_c \exp\left(\frac{E_F - E_c}{kT}\right), \quad (81)$$

где N_c – эффективная плотность состояний в зоне проводимости, E_c – энергия дна зоны проводимости, E_F – энергия уровня Ферми, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура. Концентрация носителей заряда, захваченных на ловушечные центры с энергией E_t определяется выражением

$$n_{t_0} = \frac{N_t}{1 + \frac{1}{g} \exp\left(\frac{E_t - E_F}{kT}\right)} = \frac{N_t}{1 + \frac{1}{g} \frac{N}{n_0}}, \quad (82)$$

где $N = N_c \exp\left(\frac{E_t - E_c}{kT}\right)$ – концентрация электронов в зоне проводимости в случае совпадения энергии уровня Ферми с энергией уровня прилипания, N_t – концентрация уровней прилипания, g – коэффициент спинового вырождения. Равновесное заполнение электронами ловушечных центров будет наблюдаться при равенстве темпов захвата электронов на уровни прилипания и их термического выброса в зону проводимости.

Рассмотрим теперь соотношение между концентрациями свободных и захваченных на уровни прилипания электронов при инжекции носителей заряда в диэлектрик. При этом будем полагать, что процессы захвата электронов на уровни прилипания и их термического выброса в зону проводимости не зависят от напряжения электрического поля в диэлектрике. Это приближение справедливо только в неочень сильных электрических полях, однако может быть использовано в большинстве случаев рассмотрения инжекционных токов в диэлектриках. Очевидно, что в результате инжекции носителей заряда в диэлектрик будет наблюдаться изменение концентрации свободных электронов в зоне проводимости. В тоже время, поскольку темпы процессов обмена носителями заряда между уровнями прилипания и зоной проводимости пропорциональны концентрации электронов в зоне проводимости, в результате инжекции будет также наблюдаться и изменение концентрации локализованного заряда.

Через некоторое время после начала процесса инжекции устанавливается новое, квазиравновесное, распределение электронов в зоне проводимости и на уровнях прилипания. Это состояние удобно описать используя понятие квазиуровня Ферми – F_n – энергетического

параметра характеризующего вероятность заполнения электронами состояния с заданной энергией E в отсутствии термодинамического равновесия

$$n = n_{i_v} + n_0 = N_c \exp\left(\frac{F_n - E_c}{kT}\right), \quad (83)$$

$$n_t = n_{t_i} + n_{t_0} = \frac{N_t}{1 + \frac{1}{g} \exp\left(\frac{E_t - F_n}{kT}\right)} = \frac{N_t}{1 + \frac{1}{g} \frac{N'}{n}} \quad (84)$$

где n – полная концентрация носителей заряда в зоне проводимости, n_t – полная концентрация электронов, захваченных на ловушечные центры, n_{t_i} – концентрация инжектированных электронов, захваченных на уровни прилипания, n_{i_v} – концентрация инжектированных электронов в зоне проводимости. Использование квазиуровня Ферми позволяет рассматривать диэлектрик как находящийся в состоянии теплового равновесия, но с концентрацией носителей заряда в зоне проводимости и на уровнях прилипания определяемой не только процессами термической генерации и захвата, но также и уровнем инжекции.

Если большинство из инжектированных носителей заряда будет захватываться на уровни прилипания, то при увеличении уровня инжекции приращение тока через диэлектрик будет мало. Если вероятность заполнения уровней прилипания мала, то почти весь инжектированный заряд будет оставаться в зоне проводимости и участвовать в процессе токопереноса, вследствие чего будет наблюдаться значительное приращение тока через диэлектрик при увеличении уровня инжекции. Таким образом, характер инжекционных токов в диэлектрике будет во многом определяться вероятностью захвата инжектированных электронов на уровни прилипания. Как следует из формулы (84), вероятность заполнения электроном уровня прилипания зависит от его концентрации и энергетического положения относительно квазиуровня Ферми. По характеру влияния на инжекционные токи уровни прилипания можно разделить на две основных группы: глубокие уровни, расположенные

в запрещённой зоне диэлектрика ниже квазиуровня Ферми ($E_t < F_n$) и мелкие уровни, расположенные в запрещённой зоне диэлектрика выше квазиуровня Ферми ($E_t > F_n$). Ниже нами будут получены выражения для описания ТОПЗ в диэлектриках как с глубокими, так и с мелкими ловушечными уровнями.

8.1 ТОПЗ в диэлектриках с глубокими уровнями прилипания.

Рассмотрим влияние глубоких уровней прилипания на инжекционные токи. Будем полагать, что в диэлектрике присутствует только один глубокий уровень прилипания с энергией E_t и концентрацией N_t , концентрация локализованных электронов на котором определяется выражением (84). Проведем качественный анализ зависимости величины инжекционных токов от напряжения, полагая, что до начала процесса инжекции, концентрация незаполненных уровне прилипания $-p_{t_0}$ много больше концентрации собственных носителей заряда в зоне проводимости диэлектрика. В таких диэлектриках при малых уровнях инжекции почти весь инжектированный заряд локализуется на уровнях прилипания и увеличение концентрации носителей заряда в зоне проводимости мало. С увеличением уровня инжекции число незаполненных уровней прилипания p_t , а следовательно, и вероятность захвата на них носителей заряда будет уменьшаться, в то время как число инжектированных носителей заряда будет возрастать. Начиная с некоторого уровня инжекции и соответствующего ему напряжения V_1 , число инжектированных носителей заряда, остающихся в разрешенной зоне, начинает превышать число инжектированных носителей заряда, захватываемых на уровни прилипания. При этом уровне инжекции, который как следует из вышесказанного, можно определить из условия

$$\frac{dn}{dt} = \frac{dn_{iv}}{dV} = \frac{dn_t}{dV} = -\frac{dp_t}{dV}, \quad (85)$$

ток через диэлектрик начнет резко возрастать (здесь dV есть изменение величины приложенного к диэлектрику напряжения). Это связано с тем, что практически все инжектированные носители будут оставаться в зоне проводимости диэлектрика и участвовать в процессах токопереноса. При этом, поскольку концентрация собственных

носителей заряда в зоне проводимости мала и почти весь заряд диэлектрика, ограничивающий величину тока при заданном напряжении, локализован на уровнях прилипания, даже небольшое увеличение приложенного к диэлектрику напряжения ведет к резкому увеличению концентрации носителей заряда в зоне проводимости. Кроме того, поскольку увеличение концентрации носителей заряда в зоне проводимости ведет к сдвигу квазиуровня Ферми в сторону зоны проводимости, степень заполнения ловушечных центров повышается, и следовательно, с увеличением n , все меньшая часть инжектированных носителей заряда захватывается ловушками.

Процесс резкого возрастания тока будет продолжаться до тех пор, пока инжектированный свободный заряд не начнет приближаться по своей величине к величине локализованного заряда. Начиная с некоторого напряжения V_2 , когда инжектированный свободный заряд начнет преобладать над локализованным зарядом, зависимость тока через диэлектрик от приложенного напряжения будет описываться безловушечным квадратичным законом.

Оценим напряжение V_1 , заменив для простоты расчетов условие (85) менее строгим $p_t = n_{iv}$. Очевидно, что величина инжектируемого заряда в диэлектрике будет определяться выражением

$$Q_i = (p_{t_0} - p_t)eL + n_{iv}eL = p_{t_0}eL. \quad (86)$$

Положив, что до начала инъекции диэлектрик был электрически нейтрален, то есть выполнялось условие $Q_d = Q_i$, получим для V_1 :

$$V_1 = \frac{p_{t_0}eL^2}{\epsilon_0\epsilon}. \quad (87)$$

Таким образом, значение напряжения V_1 определяется величиной p_{t_0} . Напряжение V_2 можно определить из условия $n_{ti} = n_{tv}$, поскольку при дальнейшем увеличении концентрации свободных носителей заряда в зоне проводимости, процессы инъекции будут определяться уже не величиной захваченного на ловушки заряда, а величиной свободного заряда в зоне проводимости. Очевидно, что в

рассматриваемом случае величина V_2 может быть приблизительно определена как $V_2 = 2V_1$.

Типичный вид зависимости величины инжекционного тока от приложенного к диэлектрику напряжения (ВАХ) для диэлектрика с глубокими уровнями прилипания приведён на рис. 9. Характерной

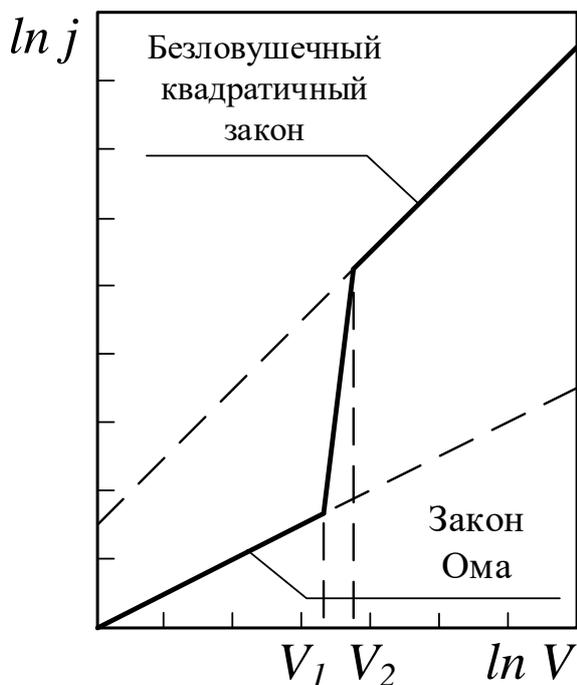


Рис. 9. ВАХ диэлектрика с глубокими уровнями прилипания при наличии ТОПЗ

чертой ВАХ диэлектрика с ловушками является то, что при малых напряжениях ВАХ не может проходить ниже линии описываемой законом Ома, а при больших – линии, описываемой безловушечным квадратичным законом (при напряжениях больших чем V_2 , ВАХ диэлектрика сливается с линией, описываемой безловушечным квадратичным законом). Рост тока при $V = V_1$ изображен почти вертикальной линией, однако, в реальных диэлектриках, наблюдается более плавный переход между участками ВАХ. Отметим

также, что резкий рост тока при напряжении V_1 не связан с пробоем диэлектрика и не сопровождается необратимыми изменениями его структуры и электрических характеристик.

8.2 ТОПЗ в диэлектриках с мелкими уровнями прилипания.

Рассмотрим теперь случай, когда уровень прилипания в диэлектрике расположен выше квазиуровня Ферми (случай мелких ловушек). Как и при рассмотрении диэлектрика с глубокими уровнями прилипания будем полагать, что в диэлектрике существует только одна группа ловушек с энергией E_{t_1} и концентрацией N_{t_1} . Если энергия этого уровня больше энергии квазиуровня Ферми на величину порядка

нескольких kT тогда выполняется условие $\frac{1}{g} \exp\left(\frac{E_{t_1} - F_n}{kT}\right) \gg 1$ и формулу (84) можно переписать в виде:

$$n_t = \frac{N_{t_1}}{\frac{1}{g} \exp\left(\frac{E_{t_1} - F_n}{kT}\right)} = \frac{N_t}{\frac{1}{g} n}. \quad (88)$$

Введём величину θ , которая представляет собой соотношение концентраций свободных и захваченных носителей заряда и может быть определена как

$$\theta = \frac{n}{n_t} = \frac{\rho}{\rho_t} = \frac{N}{gN_{t_1}} = \frac{N_c}{gN_{t_1}} \exp\left(\frac{E_{t_1} - E_c}{kT}\right). \quad (89)$$

Очевидно, что мелкие ловушки будут существенно влиять на токи в диэлектрике в том случае, если выполняется условие $\theta \ll 1$. При этом выражение (37а) может быть переписано как

$$Q_i \approx \rho_t L = \frac{\rho_v}{\theta} L. \quad (90)$$

Выразив отсюда ρ_v и подставив его в выражение (80) с учётом (71) получим

$$j = v\rho_v = \frac{Q_j \theta \mu V}{L^2} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon \mu \theta V^2}{L^3}. \quad (91)$$

Как видно, инжекционный ток, так же как и в случае безловушечного диэлектрика, пропорционален квадрату приложенного к диэлектрику напряжения. Выражение (91), описывающее инжекционные токи в диэлектрике, содержащем мелкие уровни прилипания, будем называть ловушечным квадратичным законом.

Определим теперь вид ВАХ диэлектрика, содержащего мелкие уровни прилипания. Как и в ранее рассмотренных случаях безловушечного диэлектрика, при низких уровнях инжекции, токи будут подчиняться закону Ома. При высоких уровнях инжекции инжекционные

токи будут определяться выражением (91). Определим теперь напряжение V_x , при котором будет осуществляться переход от токов, подчиняющихся закону Ома к инжекционным токам, описываемым выражением (91). Как и в случае безловушечного диэлектрика будем полагать, что инжекционные токи становятся преобладающими, когда концентрация инжектированных носителей в зоне проводимости становится равной концентрации собственных носителей. Тогда число неравновесных носителей заряда, захваченных на уровне прилипания, можно определить выражением

$$n_{ti} = \frac{n_i}{\theta} = \frac{n_0}{\theta}. \quad (92)$$

С учётом (92) выражение (90) можно переписать в виде

$$Q_i \approx \rho_t = \frac{n_0 e L^2}{\theta}. \quad (93)$$

Поскольку величина инжектированного при напряжении V_x заряда определяется как $Q_i = C_0 \times V_x$, напряжение перехода можно определить выражением

$$V_x = \frac{n_0 e L^2}{\varepsilon_0 \varepsilon \theta}. \quad (94)$$

Таким образом, напряжение V_x в диэлектрике, содержащем мелкие уровни прилипания, превышает соответствующее напряжение в безловушечном диэлектрике в $1/\theta$ раз.

При выводе выражений (91) – (94) мы полагали, что, по крайней мере, до уровня инжекции соответствующего напряжению V_x , выполняется условие $E_t - F_n > 0$ и центры прилипания можно рассматривать как мелкие. Однако с увеличением уровня инжекции квазиуровень Ферми в диэлектрике смещается в направлении дна зоны проводимости и когда приложенное к диэлектрику напряжение достигает такой величины, что энергия квазиуровня Ферми становится меньше, чем энергетическая глубина залегания ловушек $(E_c - E_t) > (E_c - F_n)$ уровни прилипания нужно рассматривать уже как глубокие.

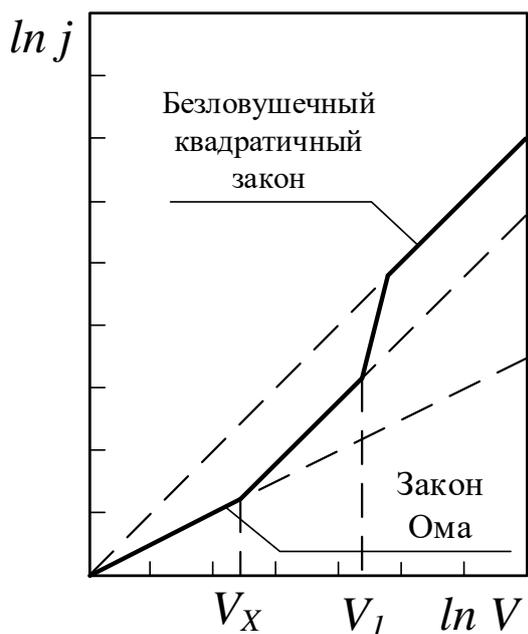


Рис. 10. ВАХ диэлектрика с мелкими уровнями прилипания при наличии ТОПЗ

Типичный вид ВАХ диэлектрика с мелкими ловушками изображен на рис. 10. Отметим также, что в случае незначительного отличия энергетического уровня залегания ловушек от энергии дна зоны проводимости будет выполняться условие $\theta \approx 1$ (мы предполагаем, что диэлектрик не является вырожденным $gN_t \ll N_c$). При этом влияние ловушек на ВАХ диэлектрика становится пренебрежимо малым и инжекционные токи можно описать при помощи только безловушечного квадратичного закона.

8.3 ТОПЗ в диэлектриках с несколькими типами уровней прилипания. Рассмотрим теперь вопрос об инжекционных токах при наличии в запрещенной зоне диэлектрика нескольких групп уровней прилипания, в особенности в случае непрерывного энергетического спектра уровней прилипания. В таких диэлектриках вид зависимости величины инжекционных токов от напряжения существенно усложняется. При этом вид ВАХ диэлектрика зависит от их энергетического распределения по ширине запрещенной зоны. Так если энергетический спектр уровней прилипания описать простым экспоненциальным распределением типа

$$N_t(E) = N_0 \exp\left(\frac{E - E_c}{kT}\right), \quad (95)$$

то для величины инжекционного тока можно получить следующее выражение

$$j = e\mu N_0 \left(\frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{e N_0 k T_t} \right)^l \frac{V^{l+1}}{L^{2l+1}}. \quad (96)$$

В случае однородного распределения уровней прилипания по энергиям ($N(E) = N_n = const$) величина инжекционных токов может быть описана выражением

$$j = \frac{e N_0 \mu V}{L} \exp\left(\frac{\alpha V}{T L^2}\right), \quad (97)$$

где $l = T_t/T$, $\alpha = \frac{2\varepsilon_0 \varepsilon}{e N_0 k}$, N_0 и T_t – параметры распределения.

Величину напряжения V_x при котором инжекционные токи начинают доминировать над омической проводимостью образца при наличии группы уровней прилипания с концентрациями N_{t_i} можно определить как:

$$V_x \approx \frac{e n_t^* L^2}{\varepsilon_0 \varepsilon}, \quad (98)$$

где n_t^* – полное изменение степени заполнения всех уровней прилипания, определяемое как

$$n_t^* = \sum_i f_i N_{t_i}, \quad (99)$$

где f_i – функция относительного заполнения уровня N_{t_i} . В случае непрерывного энергетического распределения суммирование необходимо заменить интегрированием.

В заключение отметим, что для более детального описания инжекционных токов в диэлектрике, особенно в области напряжений перехода требуется совместное решение уравнений непрерывности и Пуассона, а также уравнения баланса, связывающего концентрацию свободных электронов в некоторой точке пространства с концентрацией электронов, локализованных на уровнях прилипания. Однако, проведенный выше анализ основанный на самых общих положениях, позволяет получить наглядное представление о природе

и физических механизмах, определяющих процессы возникновения и протекания инжекционных токов в диэлектрике, а в ряде случаев с хорошей точностью получить выражения, определяющие величину этих токов.

§9. Явления в сильных электрических полях

В сильных электрических полях проводимость диэлектриков может существенным образом зависеть от напряженности приложенного к диэлектрику внешнего электрического поля. Это связано с тем, что в случае сильных полей в диэлектриках может наблюдаться увеличение концентрации носителей заряда по сравнению с их термодинамически равновесной концентрацией, даже при отсутствии их инжекции извне. В этом параграфе будут рассмотрены механизмы, определяющие увеличение концентрации носителей заряда в разрешённых зонах диэлектрика под влиянием сильного электрического поля.

9.1 Термополевая ионизация локальных уровней (Эмиссия Пула-Френкеля). Рассмотрим диэлектрик, содержащий примесные атомы, создающие энергетические состояния в запрещённой зоне. Предположим, что примесный атом не взаимодействует с другими атомами примеси или локализованными состояниями. Тогда каждое состояние можно рассматривать как потенциальную яму, в которой могут быть локализованы один или несколько носителей заряда (рис. 11а).

Для перевода носителя заряда из потенциальной ямы в зону проводимости диэлектрика нужно затратить некоторую энергию, называемую обычно энергией ионизации данного состояния. При наличии внешнего электрического поля электроны, находящиеся в потенциальной яме, приобретают некоторую потенциальную энергию, при этом наблюдается понижение высоты потенциального барьера в направлении действия внешнего поля (рис. 11б).

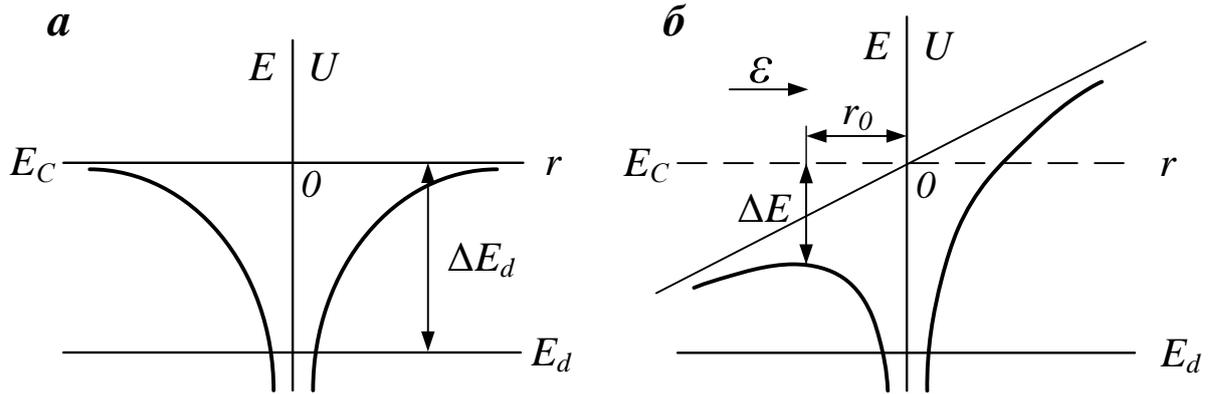


Рис. 11. Энергетическая диаграмма потенциальной ямы, создаваемой донорным уровнем с энергией ионизации ΔE_d : а – в отсутствии внешнего поля, б – при действии внешнего поля с напряженностью

Определим изменение концентрации носителей заряда в зоне проводимости, связанное с уменьшением высоты потенциального барьера. Будем рассматривать диэлектрик в области достаточно низких температур, для которых выполняется условие

$$\left(\frac{4N_d}{n_1}\right)^{\frac{1}{2}} \gg 1, \quad (100)$$

где N_d – концентрация примеси, а величина n_1 определяется выражением

$$n_1 = \frac{1}{g} N_c \exp\left(-\frac{\Delta E_d}{kT}\right), \quad (101)$$

где ΔE_d – энергия ионизации примесного уровня, N_c – эффективная плотность состояний в зоне проводимости, g – коэффициент спинового вырождения.

В интервале температур, для которых справедливо соотношение (100), концентрация носителей заряда, обусловленная наличием примесных уровней в запрещенной зоне диэлектрика, будет много большей чем концентрация собственных носителей заряда и вкладом последних в процессы электропроводности диэлектрика можно пренебречь. В отсутствие внешнего электрического поля

равновесная примесная концентрация носителей заряда определяется как

$$n_0 = \sqrt{\frac{N_c N_d}{g}} \exp\left(-\frac{\Delta E_d}{2kT}\right). \quad (102)$$

При наложении внешнего электрического поля количество электронов в зоне проводимости будет определяться выражением

$$n_E = \sqrt{\frac{N_c N_d}{g}} \exp\left(-\frac{\Delta E_d - \Delta E}{2kT}\right) = n_0 \exp\left(\frac{\Delta E}{2kT}\right), \quad (103)$$

где ΔE – уменьшение высоты потенциального барьера во внешнем электрическом поле.

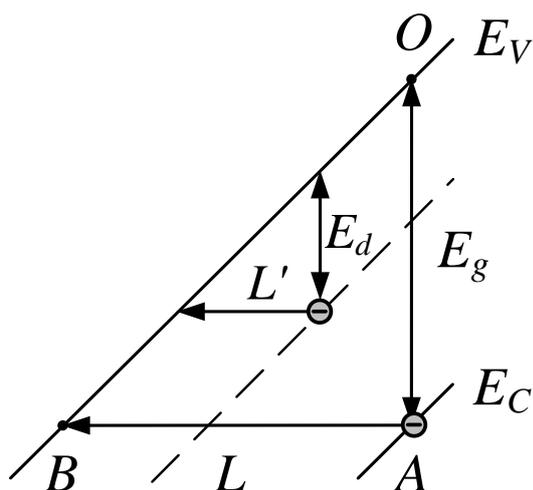


Рис. 12. Туннелирование электронов в зону проводимости из валентной зоны и с локальных уровней

Определим теперь изменение высоты потенциального барьера, связанное с наличием внешнего электрического поля. Общий ход потенциальной кривой, изображенной на рис. 12, аналитически представляется как

$$U = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon r} - e\mathcal{E}r, \quad (104)$$

где первый член определяется энергией взаимодействия электрона с атомным остовом, а второй – энергией электрона, приобретаемой им во внешнем электрическом поле с напряженностью \mathcal{E} и определяет понижение высоты потенциального барьера во внешнем электрическом поле. Отметим, что на потенциальной кривой, описывающей ход потенциального барьера во внешнем поле, наблюдается локальный максимум при условии $r = r_0$ и именно величина этого максимума

определяет ту энергию, которую нужно передать электрону для перевода его с локального состояния в зону проводимости диэлектрика. Для определения энергии в точке максимума продифференцируем выражение (104) по координате и приравняем его производную к нулю:

$$\frac{dU}{dr} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2} - e\mathcal{E} = 0. \quad (105)$$

Тогда величину r_0 удовлетворяющую условию максимума искомой функции можно определить как

$$r_0 = \sqrt{\frac{e}{4\pi\epsilon_0\epsilon\mathcal{E}}}. \quad (106)$$

Тогда получим следующее выражение определяющее понижение высоты потенциального барьера:

$$\Delta E = e\mathcal{E}r_0 = \frac{e\sqrt{e\mathcal{E}}}{\sqrt{4\pi\epsilon_0\epsilon}}. \quad (107)$$

С учетом (107) выражение (103), определяющее концентрацию носителей зарядов в зоне проводимости под действием внешнего электрического поля, может быть записано как

$$n_E = n_0 \exp\left(\frac{e\sqrt{e\mathcal{E}}}{2kT\sqrt{4\pi\epsilon_0\epsilon}}\right) = n_0 \exp \alpha\sqrt{\mathcal{E}}. \quad (108)$$

Таким образом, в сильных электрических полях, с напряженностью $10^4 \div 10^5$ В/см и более, при наличии в диэлектрике энергетических уровней, не ионизованных при данной температуре, концентрация носителей заряда экспоненциально зависит от напряженности электрического поля.

9.2 Туннелирование носителей заряда в зону проводимости из валентной зоны и с локальных энергетических уровней в запрещённой зоне.

Другим возможным механизмом увеличения концентрации носителей заряда в зоне проводимости является туннелирование носителей заряда. Наклон энергетических зон при наложении внешнего электрического поля делает возможным переход электрона с примесного уровня в разрешенную энергетическую зону без изменения его энергии (в очень сильных полях возможно туннелирование носителей заряда непосредственно между разрешенными энергетическими зонами). Рассмотрим процесс туннелирования носителей заряда между зоной проводимости и валентной зоной диэлектрика.

Вероятность туннелирования из валентной зоны в зону проводимости диэлектрика – ω , определяется коэффициентом прозрачности D и концентрацией носителей заряда в разрешенных энергетических зонах и может быть записана в следующем виде

$$\omega = AF(E)N_V(E)D(1 - F(E))N_C(E), \quad (109)$$

где A – некоторая постоянная, $N_C(E)$ и $N_V(E)$ – плотность состояния в валентной зоне и зоне проводимости диэлектрика соответственно, $F(E)$ – функция распределения Ферми-Дирака. Произведение $F(E)N_V(E)$ определяет вероятность того, что энергетическое состояние с данной энергией E в валентной зоне диэлектрика заполнено электроном, а произведение $(1 - F(E))N_C(E)$ – вероятность того, что состояние в зоне проводимости свободно. Полный поток носителей заряда из валентной зоны в зону проводимости диэлектрика в единицу времени можно определить интегрируя выражение (109) в пределах от E до E_V :

$$n = A \int_E^{E_V} F(E)N_V(E)D(1 - F(E))N_C(E)dE. \quad (110)$$

Следует отметить, что существует и вероятность перехода электрона назад, из зоны проводимости в валентную зону, которую можно записать как

$$\omega_1 = A(1 - F(E))N_V(E)DF(E)N_C(E). \quad (111)$$

Однако, очевидно, что в виду более высокой концентрации носителей заряда в зоне проводимости и малой концентрации незаполненных состояний (дырок) в валентной зоне, вероятность такого перехода мала. Поэтому, при рассмотрении изменении концентрации носителей заряда в разрешенных зонах диэлектрика в результате туннелирования, обратным процессом туннелирования электронов из зоны проводимости в валентную зону можно пренебречь.

Определим теперь величину коэффициента прозрачности потенциального барьера D . На рис. 13 приведена зонная диаграмма диэлектрика, находящегося в сильном электрическом поле. Рассмотрим электрон, туннелирующий из точки А в валентной зоне в точку Б в зоне проводимости. Из условия, что полная энергия электрона при туннелировании должна оставаться постоянной, можно оценить ширину потенциального барьера из условия

$$e\mathcal{E}L = E_g, \quad (112)$$

где L – ширина потенциального барьера, E_g – ширина запрещенной зоны.

Прозрачность потенциального барьера определяется следующим выражением

$$D = \exp\left(-4\frac{\pi}{h}\sqrt{2m^*}\int_0^L\sqrt{U(x) - E_B} dx\right), \quad (113)$$

здесь m^* – эффективная масса электрона, E_B – полная энергия электрона в точке Б. Определим значение интеграла $\int_0^L\sqrt{U(x) - E_B} dx$ из условия, что в точке А ($x = 0$). Пусть энергия электрона в точке О зоны проводимости равна U_0 . Поскольку полная энергия электрона в точке А валентной зоны должна быть равна полной энергии электрона в

точке Б зоны проводимости, энергию электрона в точке А валентной зоны можно определить как $E_A = E_B = U_0 - E_g$. Выразив отсюда величину E_g и, подставив её в формулу (112) получим

$$e\mathcal{E}L = U_0 - E_B, \quad (114)$$

отсюда получим

$$L = \frac{U_0 - E_B}{e\mathcal{E}}. \quad (115)$$

Для случая простого потенциального барьера треугольной формы величину $U(x)$ можно представить в виде

$$U(x) = U_0 - e\mathcal{E}x. \quad (116)$$

Выражая отсюда U_0 и подставляя в выражение (114) получим

$$e\mathcal{E}L = U(x) + e\mathcal{E}x - E_B \quad (117)$$

или

$$U(x) - E_B = ee\mathcal{E}(L - x). \quad (118)$$

Заменив подынтегральную функцию в выражении (113) из выражения (118) и выполнив интегрирование, получим следующее выражение, определяющее прозрачность потенциального барьера:

$$D = \exp\left(-\frac{8\pi L}{3he} \sqrt{2m^* e\mathcal{E}L}\right). \quad (119)$$

Домножив и поделив экспоненциальное выражение на $e\mathcal{E}(L)$ с учетом формулы (112) получим

$$D = \exp\left(-\frac{8\pi}{3he} \sqrt{2m^*} \frac{E_g^{3/2}}{\mathcal{E}}\right), \quad (120)$$

В случае параболического потенциального барьера, вид которого может быть описан формулой

$$U(x) = \frac{E_g^2 - (e\mathcal{E})^2 x(L-x)}{E_g}, \quad (121)$$

проводя вычисления, аналогичные приведенным выше, можно получить следующее выражение для коэффициента прозрачности:

$$D = \exp\left(-\frac{4\pi}{\sqrt{2}he} \sqrt{m^*} \frac{E_g^{3/2}}{\mathcal{E}}\right). \quad (122)$$

Легко видеть, что выражения (120) и (122) отличаются только на постоянный числовой множитель, и коэффициент прозрачности для потенциального барьера любой формы может быть записан в общем виде как

$$D = \exp\left(-\alpha \frac{E_g^{3/2}}{\mathcal{E}}\right), \quad (123)$$

где α – некоторый коэффициент, определяемый формой потенциального барьера.

Аналогичным образом можно определить коэффициент прозрачности для туннелирования носителей заряда с локализованных состояний как

$$D = \exp\left(-\alpha \frac{E_L^{3/2}}{\mathcal{E}}\right), \quad (124)$$

где E_L – глубина залегания локализованного состояния.

Из формул (123) и (124) видно, что прозрачность барьера и, следовательно, концентрация носителей заряда в зоне проводимости увеличивается с увеличением напряженности электрического поля. Вероятность туннелирования определяется также шириной запрещенной зоны диэлектрика или в случае туннелирования носителя заряда с локализованного состояния глубиной залегания данного состояния. Оценки показывают, что в типичных диэлектриках с шириной запрещенной зоны более 3 эВ для того, чтобы вероятность

туннелирования по механизму зона-зона была достаточно высока необходимы электрические поля с напряженностью порядка $10^6 \div 10^7$ В/см. Туннелирование с примесных уровней или локализованных состояний осуществляется при существенно меньших полях, однако интенсивность этого процесса лимитирована концентрацией локализованных состояний в запрещенной зоне диэлектрика.

9.3 Ударная ионизация. Рассмотрим теперь поведение носителей заряда в разрешенных энергетических зонах диэлектрика под воздействием сильного электрического поля. За время свободного пробега электрон в зоне проводимости диэлектрика приобретает энергию равную $e\mathcal{E}l$, где l – расстояние, пройденное носителем заряда до рассеяния. Если эта энергия достаточно велика, электрон, при столкновении с атомом кристаллической решетки, может передать ему энергию достаточную для его ионизации, после чего в зоне проводимости появится еще один делокализованный носитель заряда. Данный процесс называется ударной ионизацией. Напряженность электрического поля, при котором происходит ударная ионизация можно оценить по формуле

$$e \frac{M}{m^*} \mathcal{E}l = \Delta E_g \quad (125)$$

где M – масса атома или иона в узле кристаллической решетки, ΔE_g – пороговая энергия его ионизации.

Темп генерации электронно-дырочных пар в результате ударной ионизации можно записать в виде

$$G = \alpha_n n v_n + \alpha_p p v_p, \quad (126)$$

где α_p и α_n – коэффициенты ударной ионизации, определяемые как число электронно-дырочных пар, генерируемых носителями на единицу траектории, n и p – концентрация электронов и дырок в валентной зоне и зоне проводимости соответственно, а v_n и v_p – скорость носителей заряда. Коэффициенты ударной ионизации α_p и α_n

сильно зависят от напряженности внешнего электрического поля. Эта зависимость в общем виде может быть описана выражением

$$\alpha(\mathcal{E}) = \frac{e\mathcal{E}}{\Delta E_g} \exp\left(-\frac{\mathcal{E}_i}{\mathcal{E}\left(1 + \frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_p}\right)} + \mathcal{E}_{kT}\right). \quad (127)$$

Здесь \mathcal{E}_p , \mathcal{E}_{kT} , \mathcal{E}_i – пороговые значения напряженности электрического поля, при которых начинают проявляться эффекты замедления носителей заряда за счёт испускания оптических (\mathcal{E}_p) и тепловых (\mathcal{E}_{kT}) фононов, а также ионизационных потерь (\mathcal{E}_i). При $\mathcal{E}_p \gg \mathcal{E} \gg \mathcal{E}_{kT}$ выражение (127) можно переписать в виде

$$\alpha(\mathcal{E}) = \frac{e\mathcal{E}}{\Delta E_g} \exp\left(-\frac{\mathcal{E}_i}{\mathcal{E}}\right), \quad (128)$$

а при $\mathcal{E} \gg \mathcal{E}_p$

$$\alpha(\mathcal{E}) = \frac{e\mathcal{E}}{\Delta E_g} \exp\left(-\frac{\mathcal{E}_i \mathcal{E}_p}{\mathcal{E}^2}\right). \quad (129)$$

Отметим также, что скорость носителей заряда, которая в слабых полях связана с напряженностью электрического поля соотношением $v = \mu\mathcal{E}$, в сильных полях нелинейно зависит от напряженности электрического поля. Это связано с тем, что в достаточно сильных электрических полях подвижность носителей заряда так же является функцией, зависящей от напряженности электрического поля. В связи с этим, для выяснения полевой зависимости темпов лавинного умножения, рассмотрим вопрос о виде зависимости $\mu = f(\mathcal{E})$. Как известно, подвижность носителей заряда в твердом теле определяется механизмами их рассеяния и в общем виде может быть представлена как

$$\mu = \frac{e}{m^*} \langle \tau \rangle, \quad (130)$$

где $\langle \tau \rangle$ – среднее время релаксации носителя заряда, определяемое как среднее время между двумя последовательными актами рассеяния. С

увеличением внешнего электрического поля происходит увеличение энергии носителей заряда в разрешенных энергетических зонах.

Эффект увеличения энергии носителей заряда во внешнем поле принято называть разогревом носителей заряда а среднюю энергию носителей удобно описывать с помощью средней электронной температуры $T_e(\mathcal{E})$. Какой из существующих в диэлектрике механизмов рассеяния будет доминирующим в данных условиях и определять величину $\langle \tau \rangle$, зависит от энергии электрона или средней электронной температуры и, следовательно, от напряженности электрического поля

$$\langle \tau \rangle \sim T_e(\mathcal{E})^r, \quad (131)$$

где показатель степени r – зависит от преобладающего механизма рассеяния. В случае рассеяния носителей заряда на ионизированных примесях величина r принимает положительные значения, в случае рассеяния на колебаниях кристаллической решетки (фононах) отрицательные. В случае достаточно высоких электронных температур, наблюдаемых при сильных электрических полях, преобладающим механизмом рассеяния является механизм рассеяния носителей заряда на оптических фононах, при этом значение r стремится к минус единице. В этом случае формулу (131) можно переписать как

$$\langle \tau \rangle \sim T_e(\mathcal{E})^{-1} \sim \frac{1}{\mathcal{E}}. \quad (131a)$$

Очевидно, что в данном случае подвижность так же становится величиной обратно пропорциональной значению напряженности электрического поля. Таким образом, дрейфовая скорость носителей заряда в сильном электрическом поле достигает предельного значения – скорости насыщения v_n и перестает зависеть от величины \mathcal{E} .

Учитывая вышесказанное можно заключить, что полевая зависимость темпа генерации носителей заряда $G(\mathcal{E})$ в формуле (126) определяется не увеличением скорости носителей заряда с увеличением напряженности электрического поля, а полевой зависимостью коэффициентов α_p и α_n .

Выше нами были рассмотрены три механизма, определяющих увеличение концентрации носителей заряда в разрешенных зонах диэлектрика (а следовательно, и его проводимости). Какой из этих механизмов будет являться доминирующим, зависит как от параметров самого диэлектрика – таких, например, как ширина запрещенной зоны, концентрация и энергия ионизации локализованных состояний, преобладающий механизм рассеяния носителей заряда, так и от ряда внешних факторов, в первую очередь напряженности электрического поля и температуры.

§10. Пробой диэлектриков

В предыдущем разделе были рассмотрены механизмы увеличения концентрации носителей заряда в запрещенной зоне диэлектрика. В ряде случаев увеличение концентрации носителей заряда может протекать лавинообразно, приводя к неограниченному увеличению силы тока, называемому пробоем диэлектриков. По природе процессов, протекающих в диэлектриках, различают три основных формы пробоя твердых диэлектриков:

1 – Электрический пробой, обусловленный электронными процессами в сильном электрическом поле, приводящими к лавинообразному увеличению концентрации носителей заряда вследствие в основном ударной генерации;

2 – Тепловой пробой, обусловленный прогрессивно нарастающим выделением тепла в диэлектрике за счет джоулевых потерь;

3 – Электрохимическое старение диэлектрика за счёт химического изменения структуры и состава диэлектрика под влиянием высоких напряжений и протекающих через диэлектрик токов.

10.1 Электрический пробой. Электрический пробой сопровождается образованием канала, в котором из-за высокой плотности тока происходит разрушение структуры диэлектрика. Электрический пробой обычно связан с процессами лавинного умножения концентрации носителей заряда в следствии процессов ударной ионизации и поэтому часто называется лавинным пробоем.

Рассмотрим условия, при которых ударная ионизация может приводить к лавинному умножению носителей заряда и электрическому пробую. Пусть средняя энергия, приобретаемая электроном от электрического поля с напряженностью \mathcal{E} за время свободного пробега равна E_l , а средняя энергия, которую теряет электрон в результате элементарного акта рассеяния равна E_s . Поскольку в результате элементарного акта рассеяния электрон может потерять энергию не полностью, а сохранить часть своей первоначальной энергии то изменение энергии электрона в электрическом поле между двумя последовательными столкновениями E_x может быть определено формулой

$$E_x = \Delta E + e\mathcal{E}l, \quad (132)$$

где $\Delta E = E_l - E_s$.

Величина энергии E_s , которую электрон теряет в элементарном акте рассеяния, а также вероятность рассеяния (и, следовательно, средняя длина свободного пробега) зависит от механизма рассеяния и в общем случае определяется энергией электрона, то есть в общем случае можно записать $E_l = f(E_x)$, $E_s = f(E_x)$. В связи с этим удобнее при рассмотрении процессов проходящих в сильных электрических полях пользоваться не значениями E_l и E_s , а значениями средней энергии, приобретаемой электроном во внешнем электрическом поле за единицу времени E_A , и средней энергии, теряемой электроном за единицу времени при движении в зоне проводимости в процессах рассеяния – E_B . Среднее изменение энергии электрона за единицу времени таким образом можно определить как $\Delta \bar{E} = E_A - E_B$.

Пусть часть электронов находящийся в зоне проводимости приобретает энергию $\Delta \bar{E} = E_g$, достаточную для ударной ионизации электронов в валентной зоне. Тогда эти электроны могут передать часть энергии электронам в валентной зоне, переводя их в зону проводимости. В результате каждого акта ударной ионизации в зоне проводимости появятся два электрона с энергиями W_1 и W_2 , меньшими чем $\Delta \bar{E}$. Для развития пробоя необходимо, чтобы больше половины из образовавшихся в результате ударной ионизации электронов могли

приобрести энергию равную E_g за время меньшее, чем среднее время жизни неравновесного носителя заряда в зоне проводимости.

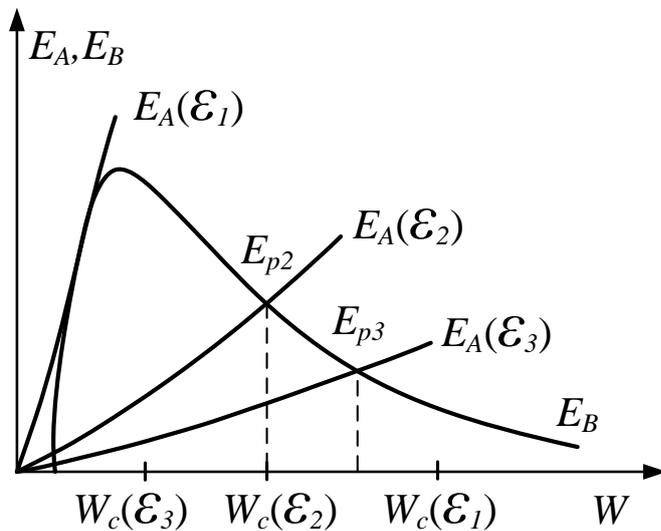


Рис. 13. Вид зависимостей $E_A = f(\mathcal{E}, \Delta\bar{E})$ и $E_B = f(\Delta\bar{E})$. $\mathcal{E}_1 > \mathcal{E}_2 > \mathcal{E}_3$

квантовомеханических особенностей поведения электрона в твердом диэлектрике, и здесь мы рассмотрим лишь качественный вид зависимостей $E_A = f(\mathcal{E}, \Delta\bar{E})$, и $E_B = f(\Delta\bar{E})$, представленных на рис. 13.

В предыдущем параграфе мы уже упоминали о том, что доминирующим механизмом рассеяния носителей заряда в сильных электрических полях является рассеяние на оптических фононах, поэтому, при анализе вида зависимости $E_B = f(W)$, будем принимать во внимание только этот механизм рассеяния.

В этом случае минимальное количество энергии, которое электрон может потерять в результате рассеяния равно энергии оптического фонона. Поэтому пока энергия электрона не достигнет порогового значения $E_{Bmin} = \hbar\omega_0$, где ω_0 – дебаевская частота оптических колебаний, потери его энергии на рассеяния на оптических фононах будут равны нулю. Потери энергии электрона возрастают при увеличении его энергии и достигают максимума при энергии электрона порядка нескольких ω_0 , затем убывают, поскольку с увеличением

Очевидно, что вероятность этого будет зависеть как от напряженности электрического поля, так и от энергии электронов, образовавшихся в процессе ударной ионизации. Поэтому для определения условий возникновения лавинного пробоя рассмотрим функции $E_A = f(\mathcal{E}, \Delta\bar{E})$ и $E_B = f(\Delta\bar{E})$. В общем виде эти функции вычисляются с учётом

скорости электрона уменьшается вероятность его столкновения с фононами.

Величина E_A монотонно увеличивается с увеличением значения W и величины напряженности электрического поля, это увеличение, однако, может иметь нелинейный характер. (На рис. 13 напряженность электрического поля рассматривается в качестве параметра функции E_A). Точка пересечения кривых $E_A = f(\mathcal{E}, \Delta\bar{E})$, и $E_B = f(\Delta\bar{E})$ соответствует условию баланса с равновесной энергией электрона $\Delta\bar{E} = E_p$. Электрон, обладающей этой энергией, получает от внешнего поля за единицу времени столько же энергии, сколько теряет в процессе рассеяния. При этом, как видно из рис. 13, величина E_p увеличивается с увеличением напряжённости внешнего поля.

Если энергия электрона, генерированного в процессе ударной ионизации, будет удовлетворять условию $W > E_p$, то, при заданной напряженности электрического поля, энергия, получаемая электроном от внешнего поля, будет больше энергии, которую электрон теряет в процессах рассеяния. В этом случае электрон будет ускоряться внешним электрическим полем. В противном случае ($W < E_p$), доля энергии теряемая электроном в процессе рассеяния будет больше энергии приобретаемой электроном от внешнего электрического поля и электрон будет замедляться, даже несмотря на наличие внешнего поля. В первом случае электрон может, до момента своей рекомбинации, приобрести от поля энергию достаточную для перевода следующего электрона из валентной зоны в зону проводимости. Таким образом, можно заключить, что выполнение условия $W > E_p$ является критерием определяющим возможность электрона участвовать в процессе ударной ионизации. Введем значение энергии W_c , определив его таким образом, что половина электронов, образовавшихся в зоне проводимости обладают энергией меньшей, чем W_c , а другая половина энергией большей, чем W_c . (Отметим, что при этом величина W_c может и не совпадать со средней энергией электронов образующихся в процессе ударной ионизации). Очевидно, что при $W_c = E_p$ каждый второй из генерируемых электронов может принять участие в процессе ударной ионизации. Таким образом, критерием развития пробоя будет являться условие

$$W_c > E_p. \quad (133)$$

Отметим, что развитие канала пробоя зависит от кристаллической ориентации и однородности структуры диэлектрика. Наличие в объеме диэлектрика внутренних неоднородностей, которые могут служить центрами накопления заряда, может приводить к возникновению локальных флуктуаций напряженности электрического поля в объеме диэлектрика и к увеличению вероятности его электрического пробоя. В реальных диэлектриках, с увеличением их толщины, обычно наблюдается уменьшение напряженности электрического поля, приводящего к пробую диэлектрика. Эффект этот может быть

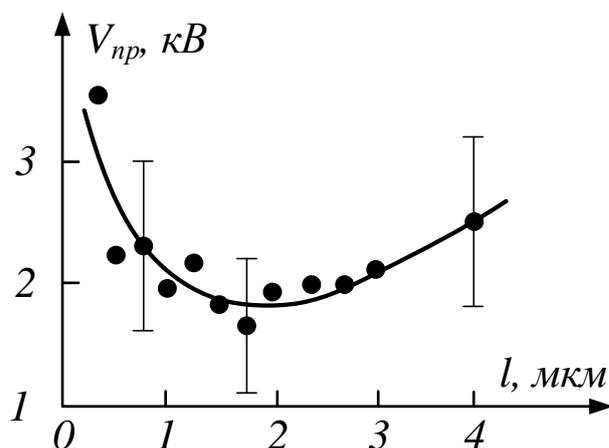


Рис. 14. Зависимость напряжения пробоя от толщины кристалла NaCl

настолько силён, что в ряде диэлектриков пробой тонких диэлектрических слоев может наблюдаться при напряжениях больших, чем пробой более толстых диэлектрических слоев (рис. 14). Эффект увеличения электрической прочности с уменьшением толщины диэлектрика обусловлен именно наличием структурных

неоднородностей в объеме диэлектрика – с увеличением толщины диэлектрика отношение числа структурных неоднородностей в его объеме к единице поверхности диэлектрика увеличивается, что и повышает вероятность его пробоя.

10.2 Тепловой пробой. Рассмотрим теперь эффекты, связанные с разогревом диэлектрика под влиянием протекающих через него токов. Хорошо известно, что при прохождении тока через твердые тела выделяется так называемое джоулево тепло. Нагрев диэлектрика приводит к увеличению концентрации носителей заряда и к

увеличению тока через диэлектрик и дальнейшему увеличению выделения джоулева тепла. Таким образом, заданном напряжении V , количество тепла, выделяемого за счет джоулевых потерь, можно определить как

$$Q_A = \frac{V^2}{R} = \frac{V^2}{R_0} \exp(\alpha(T - T_0)), \quad (134)$$

где $R = R_0 \exp(-\alpha(T - T_0))$ сопротивление диэлектрика находящегося под напряжением, R_0 – сопротивление диэлектрика при температуре окружающей среды, α – температурный коэффициент сопротивления диэлектрика, T и T_0 – температура диэлектрика и температура окружающей среды соответственно.

Количество тепла, отводимого от диэлектрика в окружающее пространство в единицу времени, определяется выражением

$$Q_B = \sigma(T - T_0), \quad (135)$$

где σ – коэффициент внешней теплопроводности, определяющий эффективность отвода тепла от диэлектрика в окружающую среду.

Из формулы (135) следует, что количество тепла, отводимого от диэлектрика во внешнюю среду, увеличивается с увеличением температуры диэлектрика (при этом мы полагаем, что внешняя среда обладает достаточно большим, по сравнению с диэлектриком, объёмом и её нагревом в процессе поглощения тепла от диэлектрика можно пренебречь). При малых напряжениях, когда в диэлектрике генерируется лишь незначительное количество джоулева тепла, даже при небольшой разнице температур между диэлектриком и окружающей средой, все тепло, выделяемое в диэлектрике, будет эффективно поглощаться окружающей средой. В этом случае будет наблюдаться лишь незначительное увеличение температуры диэлектрика.

При увеличении приложенного к диэлектрику напряжения может наступить ситуация, когда не все выделяемое в диэлектрике тепло будет эффективно поглощаться окружающей средой. В этом случае

будет наблюдаться прогрессирующий разогрев диэлектрика, который в конечном случае может привести к его пробое и разрушению.

Для определения значений критического напряжения $V_{кр}$, начиная с которого будет наблюдаться прогрессирующий разогрев диэлектрика, рассмотрим приведённые на рис. 15 зависимости величин Q_A и Q_B от температуры. Здесь величина V – рассматривается в качестве параметра зависимости $Q_A(T)$. Очевидно, что чем выше приложенное к диэлектрику напряжение, тем большее количество теплоты будет выделяться в объёме диэлектрика при заданной температуре, и тем

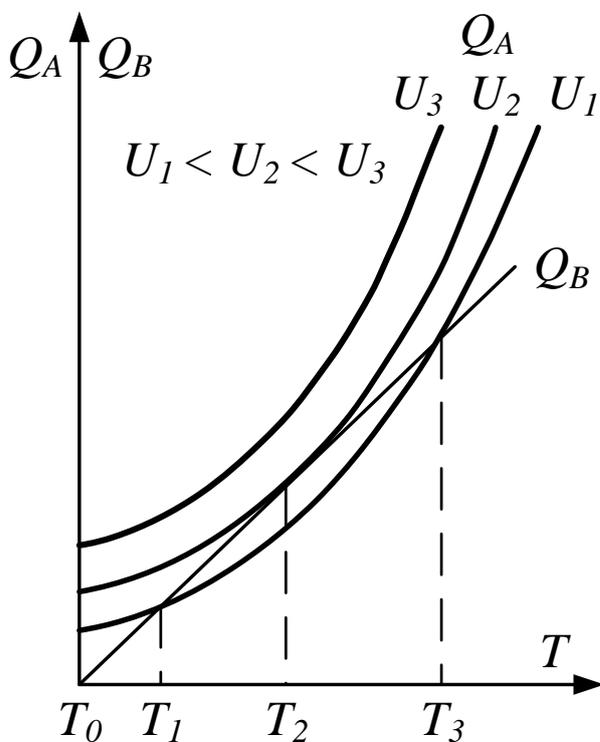


Рис. 15. Вид зависимостей Q_A и Q_B от температуры

выше будет проходить зависимость $Q_A(T)$. В зависимости от взаимного расположения приведенных на рис. 15 зависимостей $Q_A(T)$ и $Q_B(T)$ можно выделить следующие случаи:

а – случай, когда прямая, описывающая зависимость $Q_B(T)$, лежит ниже зависимости $Q_A(T)$, соответствует ситуации, когда то количества тепла, которое может быть отведено от диэлектрика в окружающую среду, меньше количества тепла выделяемого в результате джоулева нагрева. В этом

случае будет наблюдаться прогрессирующий разогрев диэлектрика, приводящий к его тепловому пробое;

б – часть зависимости зависимость $Q_B(T)$ проходит выше, чем зависимость $Q_A(T)$. Очевидно, что до температуры T_1 количество теплоты, которое может быть отведено от диэлектрика больше, чем количество теплоты, выделяемой в процессе джоулева нагрева. В этом

случае температура диэлектрика быстро стабилизируется и прогрессирующий разогрев диэлектрика и связанный с ним пробой наблюдаться не будут;

v – прямая описывающая зависимость $Q_A(T)$ проходит по касательной к параболе, описывающей зависимость $Q_B(T)$. В этом случае точка касания будет точкой неустойчивого равновесия, любое, даже небольшое, отклонение от которого будет приводить к разогреву и пробую диэлектрика. Поэтому условия касания прямой $Q_A(T)$ и параболы $Q_B(T)$ является критерием теплового пробоя первого рода. Поскольку в точке касания значения величин функций и их первые производные равны друг другу, условие начала теплового пробоя может быть записано как

$$Q_A = Q_B, \quad (136)$$

$$\frac{dQ_A}{dT} = \frac{dQ_B}{dT}. \quad (136a)$$

Подставив выражения (134) и (135), и решая эту систему относительно V , получим следующее выражения для значения критического напряжения:

$$V_{кр} = \sqrt{\frac{R_0 \sigma}{e \alpha}}, \quad (137)$$

где e – основание экспоненты.

Рассмотренный выше механизм возникновения теплового пробоя обычно называют тепловым пробоем первого рода. Однако встречаются случаи, когда при заданном напряжении термическое разрушение диэлектрика происходит задолго до того, как нарушается условие теплового баланса. Такой пробой называется тепловым пробоем второго рода. Наконец в неоднородных диэлектриках, в случае неравномерного разогрева внутренних областей возможно искажение электрического поля, при котором в некоторых областях это поле достигает значений, превышающих электрическую прочность диэлектрика, что так же приводит к развитию теплового пробоя,

называемого в этом случае тепловым пробоем третьего рода. Важной особенностью теплового пробоя является более длительное, по сравнению с электрическим пробоем, время образования проводящего канала и разрушения диэлектрика.

10.3 Электрохимическое старение диэлектрика. В заключение данного параграфа рассмотрим еще один механизм, приводящий к изменению структуры диэлектрика и деградации его изолирующих свойств под влиянием внешнего поля – *электрохимическое старение диэлектрика*. Очевидно, что перенос заряженных ионов и дефектов в диэлектрике, при длительном действии электрического поля, приведет к изменению распределения этих ионов и дефектов в объеме диэлектрика. При этом в диэлектрике, особенно у его поверхностей, или, в случае неоднородного диэлектрика, в окрестностях внутренних границ раздела, будут встречаться области, значительно обогащенные ионами и дефектами того или иного типа. При этом в таких областях может наблюдаться значительные отклонения от структуры исходного диэлектрика. Более того, в этих областях могут протекать стимулированные внешним электрическим полем электрохимические реакции, приводящие к возникновению химических соединений, нехарактерных для остального объёма диэлектрика. Очевидно, что такие структурные изменения могут сопровождаться ухудшением изолирующих характеристик диэлектрика. С другой стороны, вероятность электрохимического старения определяется не только напряженностью внешнего электрического поля, но и строением и структурой диэлектрика, его однородностью, наличием в нем структурных несовершенств и областей разупорядочения (нарушения однородности кристаллической структуры, включения газовой фазы и т.д.), а также составом и свойствами окружающей диэлектрик среды. Отметим также, что в отличие от электрического и теплового пробоя, процесс электрохимического старения может быть обратимым, то есть свойства диэлектрика могут в ряде случаев частично или полностью восстанавливаться, при прекращении действия электрического поля или смене его полярности.

СПИСОК ТЕМ, РЕКОМЕНДОВАННЫХ ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОГО ИЗУЧЕНИЯ

(данные темы могут быть рекомендованы в качестве тем семинарских или практических занятий)

1. Решение уравнения Шредингера для периодического потенциала, функции Блоха.
2. Разрешенные и запрещенные энергетические зоны в твердых телах. Понятие плотности состояний.
3. Статистика электронов и дырок в полупроводниках. Функция распределения Ферми-Дирака.
4. Кристаллическое строение твердых тел. Типы кристаллических решёток.
5. Типы химической связи в кристаллах.
6. Колебания кристаллической решетки. Понятия о фононах.
7. Понятие обратной решетки.
8. Движение электронов в k – пространстве. Связь между энергией электронов и квазиволновым вектором в твердых телах.
9. Аморфные твердые тела. Зонная структура аморфных твердых тел.
10. Дефекты и примеси в кристаллах. Равновесная концентрация собственных дефектов в кристаллах.
11. Определения положения уровня Ферми в полупроводниках и диэлектриках.
12. Механизмы генерации и рекомбинации носителей заряда в диэлектриках.
13. Фотопроводимость диэлектриков.
14. Понятие о поляронах.
15. Контактные явления в диэлектриках.
16. Поверхностная проводимость диэлектриков.
17. Понятие работы выхода.
18. Эффект Шоттки.
19. Токи двойной инжекции в твердых телах.
20. Методы определения подвижности ионов в диэлектриках.
21. Проводимость неоднородных и слоистых диэлектриков.

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОПРОВЕРКИ

Вопросы к параграфу 1:

1. Что такое эффективная масса носителей заряда?
2. Какой физический процесс ограничивает время движения носителей заряда в кристаллической решётке в заданном направлении?
3. Опишите характер усреднения при получении средней скорости электрона и среднего времени свободного пробега электрона.
4. Чем определяется удельная электропроводность твердого тела?
5. Что такое подвижность носителей заряда?
6. Опишите температурную зависимость подвижности носителей заряда при различных механизмах их рассеяния.
7. Чем определяется температурная зависимость удельной проводимости в металлах, полупроводниках и диэлектриках?
8. Объясните наличие участка, соответствующего металлической электропроводности на температурной зависимости удельной проводимости легированных полупроводников.
9. Какие носители заряда ответственны за перенос заряда в валентной зоне полупроводников и диэлектриков?
10. Что такое дырка? Опишите роль дырки в описании процесса электропроводности полупроводников и диэлектриков.
11. Сформулируйте критерии различия между полупроводниками и диэлектриками.

Вопросы к параграфу 2.

1. Сформулируйте условие электронейтральности для однородного и изотропного диэлектрика, находящегося в состоянии термодинамического равновесия.
2. Как связаны потенциал и напряженность электрического поля?
3. Что такое токи смещения? Как они связаны с напряженностью электрического поля?
4. Дайте определение вектора электрической индукции.
5. В каком случае в диэлектрике выполняется условие $\operatorname{div} j = 0$?
6. Запишите уравнение непрерывности и укажите его физический смысл.

7. Чем определяется величина диффузионных токов в диэлектрике.
8. Какое уравнение определяет связь между подвижностью и коэффициентом диффузии носителей заряда?
9. Что такое релаксация неравновесного заряда?
10. Определите понятие постоянной времени процесса релаксации τ .
11. Какой вид принимает уравнение непрерывности, при наличии в диэлектрике нескольких типов носителей заряда.

Вопросы к параграфу 3.

1. Назовите физические причины возникновения абсорбционных токов в диэлектрике.
2. Назовите типы контактов к диэлектрику, охарактеризуйте физические свойства каждого типа контактов.
3. Что такое приэлектродная поляризация?
4. Какие явления в объёме диэлектрика могут быть ответственны за нестационарную составляющую тока, протекающего через диэлектрик?
5. Как определяется вектор поляризации диэлектрика? Назовите составляющие вектора поляризации.
6. Укажите связь между векторами электрической индукции и поляризации. Как токи смещения связаны с вектором поляризации.
7. Какой из составляющих вектора поляризации определяется величина токов смещения?
8. Чем определяется постоянная времени процесса убывания токов поляризации – деполяризации?

Вопросы к параграфу 4.

1. Дайте определение дефектов по Френкелю и дефектов по Шоттки.
2. Укажите механизм движение дефектов по объёму кристалла.
3. Какое влияние оказывает электрическое поле на движение заряженных дефектов по объёму кристалла?
4. Опишите изменение потенциального барьера для перемещения заряженного дефекта при действии на диэлектрик электрического поля.
5. Как подвижность собственных дефектов зависит от температуры?

6. Чему равна энергия активации процесса электропроводности, определяемой движением собственных дефектов?
7. В чем заключается различие между ионной проводимостью определяемой примесями и ионной проводимости определяемой наличием собственных дефектов?
8. Как наличие примеси может влиять на ионную электропроводность, определяемую собственными дефектами?

Вопросы к параграфу 5.

1. Что определяет функция распределения Ферми-Дирака?
2. Назовите условие, при которых функция распределения Ферми-Дирака переходит в функцию распределения Больцмана.
3. Чем отличается плотность состояний в разрешенных зонах ($N(E)$) от эффективной плотности состояний N_c и N_v .
4. Какой формулой определяется концентрация электронов в зоне проводимости беспримесного диэлектрика?
5. Что такое собственная концентрация носителей заряда?
6. Как наличие примеси влияет на электронно-дырочную электропроводность диэлектрика?
7. Оцените вклад собственных носителей заряда в электропроводность диэлектрика, содержащего примеси.

Вопросы к параграфу 6.

1. Назовите механизмы, ответственные за перенос заряда в запрещенной зоне диэлектрика при прыжковой проводимости.
2. Какие состояния называются локализованными? Назовите природу возникновения локализованных состояний в запрещенной зоне диэлектрика.
3. Как степень локализации состояний влияет на механизмы переноса заряда при прыжковой проводимости?
4. При каких условиях локализованные состояния с заданной энергией могут участвовать в процессах переноса заряда?
5. Как температура влияет на величину тока при прыжковой проводимости?

6. Как величина удельной электропроводности зависит от частоты изменения внешнего поля при прыжковой проводимости. Обоснуйте природу возникновения зависимости электропроводности от частоты изменения внешнего поля при прыжковой проводимости.

Вопросы к параграфу 7.

1. При каком типе контакта к диэлектрику возможно возникновение в диэлектрике токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ)?
2. Почему при данном напряжении в диэлектрик может быть инжестрирована только строго определенная величина заряда? Чем определяется величина заряда, накапливаемого в диэлектрике при инжестрии?
3. Укажите вид зависимости тока от напряжения (ВАХ) для случая ТОПЗ.
4. Укажите допущения, сделанные при выводе ВАХ диэлектриков для случая ТОПЗ.
5. Опишите вид ВАХ для диэлектрика с концентрацией собственных носителей заряда n_0 при инжестрии носителей заряда в диэлектрик.
6. Укажите напряжение, при котором осуществляется переход ВАХ диэлектрика, с концентрацией собственных носителей заряда n_0 , от закона Ома к квадратичному закону ТОПЗ.
7. Чему равно среднее время пролёта носителей заряда через диэлектрик при ТОПЗ?

Вопросы к параграфу 8.

1. Что такое уровни прилипания?
2. Дайте определение квазиуровня Ферми.
3. При каких условиях будет наблюдаться равновесное заполнение уровней прилипания в диэлектрике? От чего зависит вероятность заполнения уровня прилипания электроном?
4. Укажите различие между глубокими и мелкими уровнями прилипания.
5. Как наличие уровней прилипания влияет на ВАХ диэлектрика при инжестрии носителей заряда в диэлектрик?

6. Определите напряжение, при котором ВАХ диэлектрика с глубокими уровнями прилипания перестает описываться законом Ома.
7. Определите напряжение, начиная с которого ВАХ диэлектрика с глубокими уровнями прилипания будет описываться квадратичным законом ТОПЗ.
8. Как меняется положение мелких уровней прилипания относительно квазиуровня Ферми при повышении уровня инжекции?
9. Определите напряжение, при котором происходит переход от закона Ома к квадратичному закону ТОПЗ для диэлектрика с мелкими уровнями прилипания.
10. Укажите различия в ВАХ диэлектриков с глубокими и мелкими уровнями прилипания при инжекции носителей заряда в диэлектрик.
11. Как определяется напряжение перехода ВАХ от закона Ома к квадратичному закону ТОПЗ при инжекции заряда в диэлектрик с несколькими уровнями прилипания.

Вопросы к параграфу 9.

1. Назовите механизмы, определяющие увеличение концентрации носителей заряда в зоне проводимости диэлектрика при воздействии сильных электрических полей.
2. Как внешнее электрическое поле влияет на высоту потенциального барьера для электрона, локализованного на атоме примеси?
3. Опишите вид потенциального барьера для электрона, локализованного на атоме примеси в отсутствие внешнего поля и при действии на диэлектрик внешнего электрического поля.
4. Укажите формулу, определяющую изменение концентрации носителей заряда в зоне проводимости диэлектрика, при термополевой эмиссии электронов с примесных уровней.
5. Что такое туннельный эффект?
6. Чем определяется вероятность туннелирования из валентной зоны в зону проводимости диэлектрика?
7. Как изменяется энергия электрона при туннелировании через барьер?

8. Как различается прозрачность барьера для потенциальных барьеров треугольной и параболической формы? Запишите в общем виде выражение для прозрачности потенциального барьера произвольной формы.
9. Чем процесс туннелирования с локального уровня отличается от процесса туннелирования по механизму зона-зона. Напишите выражение для прозрачности барьера для туннелирования электрона с локального уровня в зону проводимости.
10. Опишите механизм ударной ионизации носителей заряда.
11. Как определяется темп генерации носителей заряда при ударной ионизации?
12. Как коэффициент ударной ионизации зависит от напряженности электрического поля.
13. Почему средняя скорость носителей заряда в сильных электрических полях перестает зависеть от напряжённости электрического поля.

Вопросы к параграфу 10.

1. Назовите механизмы пробоя диэлектрических материалов.
2. Какие процессы определяют развитие электрического пробоя в диэлектрике?
3. Чему равна величина энергии, которую электрон приобретает в электрическом поле за среднее время свободного пробега?
4. Какова минимальная энергия, которую электрон может передать кристаллической решётке диэлектрика при рассеянии на оптических фононах?
5. При каких условиях электрон, двигаясь во внешнем электрическом поле, будет приобретать энергию, достаточную для перевода ещё одного электрона в зону проводимости?
6. Дайте определение энергии W_c .
7. Сформулируйте критерий лавинного пробоя в диэлектрике.
8. Как наличие внутренних неоднородностей в диэлектрике влияет на его электрическую прочность?
9. Объясните эффект увеличения электрической прочности диэлектрика с уменьшением его толщины.

10. Опишите механизм возникновения теплового пробоя 1 рода в диэлектрике.
11. Как определяется количество теплоты, выделяемой в диэлектрике при прохождении через него электрического тока?
12. Определите критерий возникновения теплового пробоя первого рода в диэлектрике.
13. Укажите различия между тепловым пробоем 1-го, 2-го и 3-го родов.
14. Как электрический и тепловой пробой различаются по времени образования проводящего канала в диэлектрике.
15. Опишите физические процессы, приводящие к электрохимическому старению диэлектрика.
16. С чем связана необратимость теплового и лавинного пробоя в диэлектрике.
16. В чем заключается обратимость процесса электрохимического старения диэлектрика.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Борисова Н.Э., Койков С.Н. Физика диэлектриков. Ленинград, издательство ЛГУ, 1979, 240 с.
2. Орешкин П.Т. Физика полупроводников и диэлектриков. Москва, «Высшая школа», 1977, 450 с.
3. Блейкмор Дж. Физика твердого тела. Москва, «Мир», 1988, 608 с.
4. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. Москва, «Наука», 1978, 792 с.
5. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. Москва, «Наука», 1990, 665 с.
6. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. Москва, «Мир», 1974, т.1, 472 с.
7. Богородицкий Н.П., Волокобинский Ю.М., Воробьев А.А., Тареев Б.М. Теория диэлектриков. Москва, «Энергия», 1965, 344 с.
8. Парчинский П.Б. Поляризация диэлектриков. Ташкент, издательство НУУз, 2006, 59 с.
9. Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. Москва, «Мир», 1973, 416 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	1
Перечень используемых обозначений.....	5
§1 Основные представления об электропроводности твердых тел	7
§2 Диффузия и дрейф носителей заряда в диэлектрике.....	17
§3 Зависимость величины тока, протекающего через диэлектрик от времени воздействия электрического поля	25
3.1 Контактные явления.....	26
3.2 Явления в объеме диэлектрика	28
§4 Ионная электропроводность диэлектриков	32
§5 Электронная электропроводность диэлектриков.....	37
§6 Прыжковая проводимость	40
§7 Инжекционные токи (токи, ограниченные пространственным зарядом) в однородном диэлектрике без ловушечных центров в запрещенной зоне	43
§8 Инжекционные токи (Токи, ограниченные пространственным зарядом) в диэлектрике с энергетическими уровнями в запрещенной зоне.....	49
8.1 ТОПЗ в диэлектриках с глубокими уровнями прилипания	53
8.2 ТОПЗ в диэлектриках с мелкими уровнями прилипания	55
8.3 ТОПЗ в диэлектриках с несколькими типами уровней прилипания	58
§9 Явления в сильных электрических полях	60
9.1 Термополевая ионизация локальных уровней (Эмиссия Пула-Френкеля)	60
9.2 Туннелирование носителей заряда в зону проводимости из валентной зоны и с локальных энергетических уровней в запрещенной зоне.....	64
9.3 Ударная ионизация.....	68
§10 Пробой диэлектриков.....	71

10.1 Электрический пробой.....	71
10.2 Тепловой пробой	75
10.3 Электрохимическое старение диэлектрика	79
Список тем, рекомендованных для самостоятельного изучения	80
Вопросы для самопроверки	81
Рекомендуемая литература.....	88

П.Б. Парчинский

ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА ЗАРЯДА В ДИЭЛЕКТРИКАХ

Методическое пособие

Редактор: Г.У.Бердалиева

Разрешено к печати 29.06.2024г. Размер 60x84 1/16.

Печатная пластина 13,37. Обычная печатная форма 13,37. Тираж
50 экземпляров. Цена договорная.

Издательство «Fidokor Yosh Avlod». Село Сурхандарьинское
Шерабадского района. Золотой Оазис MFY. 74-й дом
Напечатано в типографии Национального университета Узбекистана.
Ташкент, ул. Университетская, 4-дом, НУУз