

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
ПЕТРА ВЕЛИКОГО

ИНЖЕКЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ДИЭЛЕКТРИКАХ
СПЕЦИАЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

Учебное пособие

Санкт-Петербург
2026

УДК 537.226
ББК 22.379,
Б82

А в т о р ы:

М. Э. Борисова, В. Е. Крафт, А. А. Павлов

Борисова М.Э. **Инжекционные явления в диэлектриках. Специальные вопросы:** учеб. пособие / М. Э. Борисова, В. Е. Крафт, А. А. Павлов. – СПб., 2026. – 39 с.

Учебное пособие соответствует содержанию дисциплины «Физика диэлектриков» направления подготовки 13.03.02 «Электроэнергетика и электротехника». Пособие ориентировано на работу со студентами технических специальностей, прослушавших курсы высшей математики, включая теорию функций комплексного переменного, общей физики и теоретических основ электротехники. Рассмотрены процессы инъекции в диэлектрических материалах. Приведены математические модели инжекционных процессов в диэлектрике, примеры конкретных задач, описаны методы и приёмы их решения. Изложенные подходы могут быть использованы на практических занятиях, в курсовом проектировании, а также при подготовке выпускных квалификационных работ и в рамках инженерных расчётов.

Ил. 14. Библиогр.: 6 назв.

© Борисова М. Э., Крафт В. Е.,
Павлов А.А., 2026

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	4
1. Монополярная инжекция.....	5
1.1. Рассмотрение инжекции на основе зонной энергетической модели.	5
1.2. Объемные процессы в диэлектрике	9
1.3. Приэлектродные процессы, проявляющиеся при инжекции	10
1.4. Вольт-амперные характеристики	12
1.5. О природе ловушек в диэлектриках.....	14
1.6. Процессы накопления и релаксации заряда в полимерном диэлектрике с учетом инжекции носителей из электродов	17
Глава 2. Биполярная инжекция	31
2.1. Режимы двойной инжекции	33
Глава 3 Инжекция электронов и ионов.....	34
3.1. Инжекция электронов.....	34
3.2. Инжекция ионов	35
Список литературы	38

Введение

Инжекция носителей заряда – это процесс перехода свободных зарядов (электронов, дырок, ионов) из электрода в объём диэлектрика под действием электрического поля. Именно инжекция определяет нестационарную проводимость, формирование объёмного заряда, электрическую прочность и долговременную надёжность изоляции. Для правильного проектирования высоковольтных систем необходимо уметь рассчитывать токи инжекции, учитывать захват носителей на ловушки и различать монополярный и биполярный механизмы переноса.

За счет введения носителей заряда из контактов в кристаллах могут возникать избыточные электроны и дырки. Движение и перераспределение данных носителей заряда обуславливают явления, играющие существенную роль в полупроводниковой технике и физике диэлектриков. В диэлектрике энергия носителей расходуется на несовершенства кристаллической решетки и тепловые колебания, таким образом изменяется закон движения носителей заряда и зависимость проходящего тока от приложенного напряжения. При введении в кристалл одного типа носителей (случай монополярной инжекции) происходит нарушение нейтральности и ограничение тока объёмным зарядом. Зачастую часть инжектированных в кристалл зарядов захватываются на ловушки. Такие заряды уже не участвуют в электропереносе, но образуют объёмный заряд, что обуславливает изменение вольтамперных характеристик.

Более сложный вид инжекции – двойная, при которой потоки электронов и дырок внедряются в диэлектрик с противоположных электродов и движутся навстречу друг другу. Данное явление наблюдается в структуре, где имеют место два антизапорных контакта (для электронов и дырок соответственно).

Явления монополярной и двойной инжекции дают возможность насыщать диэлектрики носителями заряда из контактов, таким образом моделировать их проводимость и исследовать поведение электронов и дырок.

Условия, подходящие для возникновения токов монополярной инжекции, реализуются в кристаллах, в аморфных веществах органического и неорганического происхождения. Изучение стационарных и переходных процессов монополярной инжекции является эффективным методом исследования подвижности носителей заряда, а также позволяет определять концентрации, энергетическое положение и эффективные сечения захвата примесных центров в высокоомных полупроводниках и диэлектриках.

Прохождение этих токов является одним из основных механизмов переноса носителей заряда в тонких диэлектрических пленках и лежит в основе действия своеобразных твердотельных электронных приборов, составляющих активные элементы цепи в «диэлектрической электронике».

Круг материалов, в которых реализуется двойная инжекция, значительно уже, так как необходимы как большие времена жизни, так и высокие подвижности электронов и дырок. Двойная инжекция предоставляет интересные возможности изучения рекомбинационных процессов и является основой работы некоторых типов люминесцентных приборов и твердотельных генераторов электрических колебаний.

1. Монополярная инжекция

Под действием приложенного электрического поля в любом диэлектрике наблюдается весьма малый, вплоть до наступления электрического пробоя, ток. Таким образом, данные материалы исторически рассматривались только со своей пассивной функции: обеспечивать изоляцию токоведущих частей. Однако после появления квантовой теории Блох применил ее для изучения электронной структуры твердых тел. Представление об энергетических зонах впервые дало теоретическую основу для понимания процессов электропроводности неметаллических твердых тел. В 1940 г. Мотт и Генри пришли к заключению о возможности получения инжекции электронов в диэлектрик из соответствующего контакта способом, почти полностью аналогичным инжекции электронов из термокатода в вакуум.

1.1. Рассмотрение инжекции на основе зонной энергетической модели.

Здесь важно дать несколько определений. Энергетический барьер — это потенциальный барьер, который препятствует движению частицы в классической физике. Он определяется потенциальной энергией системы. В классической механике, если частица не обладает достаточной энергией, чтобы преодолеть барьер, она от него отражается. В квантовой механике из-за волновой природы частиц вероятность нахождения их за пределами барьера остаётся ненулевой.

Что формирует этот барьер?

1. Электростатическое отталкивание — например, положительный заряд ядра создаёт барьер для выхода протонов.

2. Кулоновский барьер — мешает альфа-частицам покинуть атомное ядро при радиоактивном распаде.

3. Энергетическая яма — частица может быть "заперта" в потенциальной яме, если у неё недостаточно энергии, чтобы её покинуть.

Туннелирование происходит, когда волновая функция частицы проходит сквозь барьер, давая ненулевую вероятность оказаться по другую сторону. Это нарушает интуитивные представления, но подтверждается экспериментальными данными (например, работа туннельных диодов и ядерный синтез в звёздах).

Уровень Ферми — это энергетический уровень, который отделяет заполненные электронные состояния от незаполненных в твёрдом теле при абсолютном нуле температуры. Назван так в честь итальянского физика Энрико Ферми.

Рассмотрим следующие механизмы инжекции электронов из катода:

Термоэмиссия (надбарьерный переход). Электроны приобретают энергию за счёт нагрева катода. Плотность тока описывается формулой Ричардсона–Дэшмана:

$$j_{therm} = A_R T^2 \exp\left(-\frac{\varphi}{kT}\right), \quad (1.1)$$

где A_R — постоянная Ричардсона. В сильных полях барьер понижается (эффект Шоттки), что даёт поправку в экспоненте:

$$\varphi \rightarrow \varphi - \sqrt{\frac{e^3 E}{4 \pi \epsilon \epsilon_0}}. \quad (1.2)$$

Автоэлектронная (туннельная) эмиссия. При низких температурах и высоких полях доминирует туннелирование сквозь треугольный барьер.

Формула Фаулера–Нордгейма

$$j(0, t) = A_{FN} E(0, t)^2 \exp\left(-\frac{B_{FN}}{E(0, t)}\right) \quad (1.3)$$

Коэффициенты:

$$A_{FN} = \frac{e^3 m}{8\pi \hbar m^* \phi} * \frac{1}{\phi}, \quad B_{FN} = \frac{4\sqrt{2} m^* \phi^{\frac{3}{2}}}{3\hbar e} \quad (1.4)$$

(здесь e – заряд электрона, m – масса свободного электрона, m^* – эффективная масса частицы в диэлектрике, ϕ – высота барьера (работа выхода), \hbar –

При ещё более высоких полях возможен переход к эмиссии в режиме насыщения (когда весь ток определяется скоростью электронов вблизи поверхности).

Также, важно вспомнить зонную теорию твердого тела. Зонная теория твердого тела – это совокупность зон, состоящих из отдельных энергетических уровней. Как отмечалось ранее, отдельные атомы имеют дискретный энергетический спектр, т.е. электроны могут занимать лишь вполне определенные энергетические уровни. Часть этих уровней заполнена при нормальном, невозбужденном состоянии атома, на других уровнях электроны могут находиться только тогда, когда атом подвергнется внешнему энергетическому воздействию, т. е. когда он возбужден. Стремясь к равновесному состоянию, атом излучает избыток энергии в момент перехода электронов с возбужденных уровней на более низкий энергетический уровень. Сказанное характеризуется энергетической диаграммой атома, приведенной на рис. 1.

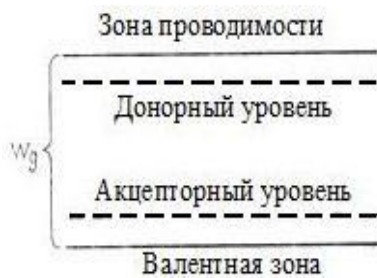


Рис. 1. Энергетическая диаграмма атома

Донорные уровни располагаются в запрещенной зоне непосредственно вблизи дна зоны проводимости. В исходном (невозбужденном) состоянии эти уровни заняты электронами. Атомы-примеси (например, фосфор в кремнии) отдают (донируют) лишний электрон в зону проводимости. Тип проводимости: электронная (n-тип). Физика процесса заключается в том, что электронам требуется очень маленькая энергия (0.01–0.05 эВ), чтобы покинуть донорный уровень и перейти в зону проводимости, где они могут свободно перемещаться (постоянная Планка).

Акцепторные уровни находятся в запрещенной зоне вблизи потолка валентной зоны. В исходном состоянии эти уровни свободны от электронов. Атомы-примеси (например, бор в кремнии) захватывают электрон из валентной зоны, оставляя там пустые места — дырки. Тип проводимости: дырочная (р-тип). Физика процесса заключается в том, что электрон из валентной зоны легко перепрыгивает на акцепторный уровень. В результате в валентной зоне образуется подвижная дырка, которая участвует в переносе заряда.

Схема инжекции электронов в диэлектрик очевидна из рассмотрения соответствующих энергетических диаграмм. На рис. 2, а представлена диаграмма контакта металл – вакуум, а на рис. 2, б – диаграмма инжектирующего контакта металл – диэлектрик. Оба контакта находятся в состоянии теплового равновесия, т.е. внешнее электрическое поле отсутствует.

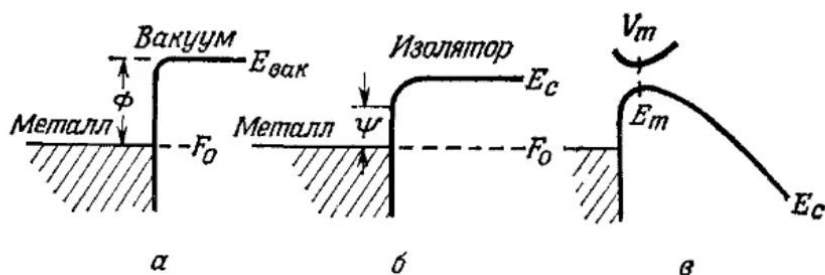


Рис. 2. Энергетические диаграммы контактов: а – контакт металл – вакуум; б – контакт металл – диэлектрик, в – контакт в условиях приложенного напряжения

Как в случае а), так и в случае б) при приложении напряжения у поверхности раздела появляется минимум потенциала (максимум энергии электрона).

В данном случае F_0 – это уровень Ферми, $E_{\text{вак}}$ – минимальная энергия электрона в вакууме, E_c – энергия, соответствующая дну зоны проводимости диэлектрика. Электроны внедряются из металла в зону проводимости диэлектрика точно так же, как они внедряются из нагретого катода в вакуум. При термоэлектронной эмиссии из металла способны участвовать те электроны, которые термически возбуждены до энергий, достаточных для преодоления энергетического барьера у поверхности, через которую происходит эмиссия.

Мотт и Генри отметили, что поверхностный энергетический барьер Ψ двойного слоя на контакте металла с диэлектриком может быть существенно ниже соответствующего барьера Φ , т.е. работы выхода электрона из металла в вакуум. В результате этого даже при температурах, не превышающих комнатную, контакт может поставлять достаточное количество электронов для поддержания тока, ограниченного объемным зарядом (ТООЗ) в диэлектрике. Данный эффект находит свое применение в технике. Характерным свойством такого режима является минимум V_m кривой потенциала вблизи эмиттирующей поверхности электрода (Рис. 2,в). Таким образом схематически изображается влияние приложенного напряжения надлежащей полярности (минус на контакте) на зависимость потенциала и энергии от координаты. Минимуму V_m соответствует максимум энергии E_m на рис 2.в, т.к. знак потенциала для электронов противоположен знаку энергии.

Конечно, на рис 2 изображена модель идеального диэлектрика. В реальных же материалах будут содержаться примеси и дефекты, что даст другие локальные электронные состояния диэлектрика.

1.2. Объемные процессы в диэлектрике

Наличие электронных ловушек, которым соответствуют в запрещенной зоне дискретные уровни (например E_{tn1} и E_{tn2} на рис. 3,а), может выступать в качестве препятствия прохождению инжекционных токов, особенно при низких температурах, когда захват инжектированных электронов становится более вероятным.

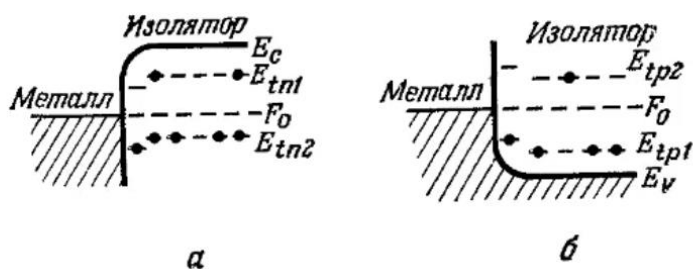


Рис. 3. Энергетические диаграммы резервуарных контактов металл – диэлектрик с ловушками: а – резервуар образуют электроны; б – резервуар образуют дырки

Это явление впоследствии получило развитие в работах Роуза, сумевшим дать описание того, в какой мере и каким образом уменьшается инжекционный ток вследствие локализации инжектированных носителей.

Разумеется, наряду с инжекцией электронов, возможна и инжекция дырок в валентную зону диэлектрика. На рис. 3,б изображен данный случай: иллюстрация «омического» контакта металл – диэлектрик. Здесь E_0 – верхний уровень валентной зоны. На диаграмме показаны также дырочные ловушки и E_{tr2} , аналогичные электронным ловушкам.

1.3. Приэлектродные процессы, проявляющиеся при инжекции

Явления на контактах электрод – диэлектрик могут играть весьма существенную роль в прохождении электрического тока через диэлектрик. В частности, прохождение стационарного электрического тока возможно только в случае, если соответствующие носители заряда поставляются со стороны одного из электродов. Например, в случае тлеющего газового разряда достаточное число электронов из катода поступает в результате вторичной ион-электронной эмиссии при бомбардировке его положительными ионами из газового разряда. Далее, в случае ионных кристаллов беспрепятственное прохождение ионного тока возможно, если один из электродов изготовлен из материала, поставляющего в кристалл необходимые ионы (анод из серебра в случае кристаллов AgBr, где основными носителями являются междоузельные ионы Ag^+). Такой контакт электрод – диэлектрик, который обеспечивает условия стационарного протекания тока за счет носителей, имеющих в объеме, может быть назван нейтральным. Из нейтрального контакта дополнительные носители, не характерные для данного диэлектрика, не внедряются, а вместе с тем не создаются обедненные носителями слои, препятствующие прохождению тока.

Другим типом контакта является инжектирующий, снабжающий диэлектрик избыточными носителями, не присущими самому диэлектрику. Инжектирующим контактом является раствор электролита (соли или кислоты), находящийся в контакте с полимерным диэлектриком. С помощью таких контактов целенаправленно изучают ионную проводимость в полимерах, обусловленную ионами, которые инжектируются (внедряются) из раствора электролита под действием приложенного к электродам напряжения. Инжектирующий (или омический) контакт можно наблюдать также в системе металл – диэлектрик при условии, что для электронов работа выхода из металла в вакуум ϕ_m меньше, чем из диэлектрика в вакуум ϕ_d . При этом

у
с
л
о
в
и
и

инжекционные токи в диэлектриках, обусловленные инжекционным контактом, могут возникать даже в тех случаях, когда сам диэлектрик практически идеален и концентрация собственных носителей заряда близка к нулю.

Наконец, еще одним типом контакта является блокирующий контакт, препятствующий прохождению носителей заряда через границу электрод – диэлектрик или разрядке носителей, подходящих из объема, на границе с электродом. Если со стороны электрода носители заряда, обеспечивающие прохождение электрического тока через диэлектрик, не поступают, то в прилегающей к нему области диэлектрика образуются обедненные носителями слои с повышенным удельным сопротивлением и ток, проходящий через диэлектрик, уменьшается с течением времени. Такой процесс иногда называют формовкой (образование запорных слоев). Он наблюдался, например, при изучении электропроводности кальцита. Если носители заряда, подходя к электродам, не разряжаются, то образуются объемные заряды (положительный – у катода, отрицательный – у анода), препятствующие прохождению электрического тока и вызывающие со временем его спад. Такой процесс в щелочно-галоидных кристаллах был экспериментально исследован А.Ф. Иоффе и назван им приэлектродной поляризацией. Теоретический анализ этого процесса содержится в работах Б. Яффе, Д. Макдональда.

При электронном механизме проводимости запорные свойства контакт

п
р
о
я
в
л
я
ю
т
с

В зависимости от контактных условий при решении системы уравнений меняются граничные условия, так, например при ограниченной монополярной инжекции, E у инжектирующего электрода равно нулю, а в случае блокирующего контакта ток проводимости равен нулю, а общий ток обусловлен током смещения. Ток смещения обусловлен прежде всего разными видами поляризации.

($f_M > f_D$). В этом случае в диэлектрике близ катода создается обедненный электронами слой, и эмиссия электронов из катода в диэлектрик возможна только в сильных электрических полях (автоэлектронная эмиссия). В

п
р

Если ток ограничен объемным зарядом, то плотность тока с инжектирующего электрода чаще всего определяется соотношением Фаулера-Нордгейма.

Изучение инжекционных токов дает возможность определять подвижность носителей инжектированных носителей заряда.

1.4. Вольт-амперные характеристики

Инжекционные токи полезны и для исследовательских целей, например, для получения сведений о локальных уровнях в запрещенной зоне. Локальные состояния определяют не только величину изменения тока (например, уменьшение инжекционного тока вследствие локализации носителей заряда на ловушки), но и форму вольтамперной характеристики. Так на рис.4 приведена в двойном логарифмическом масштабе теоретическая вольтамперная характеристика ТООЗ в диэлектрике с моноэнергетическими, преимущественно незаполненными уровнями прилипания. Такую характеристику можно получить в случае, изображенном на рис. 3, если в энергетическом спектре диэлектрика содержатся локальные уровни только одного типа E_{tn1} (рис 3,а) или E_{tp1} (рис 3,б). На рис. 5 приведена в двойном логарифмическом масштабе теоретическая вольтамперная характеристика тока двойной инжекции в диэлектрике с моноэнергетическими уровнями рекомбинации, расположенными в соответствующем месте запрещенной зоны и обладающими определенным соотношением сечений захвата электрона и дырки.

Локальные уровни изменяют вид вольт-амперной характеристики. Так напряжение $V_{пл}$, при котором ток на рис. 4 возрастает почти вертикально, позволяет определить концентрацию ловушек, а по смещению θ одного квадратичного участка кривой по отношению к другому можно определить положение соответствующих уровней в запрещенной зоне.

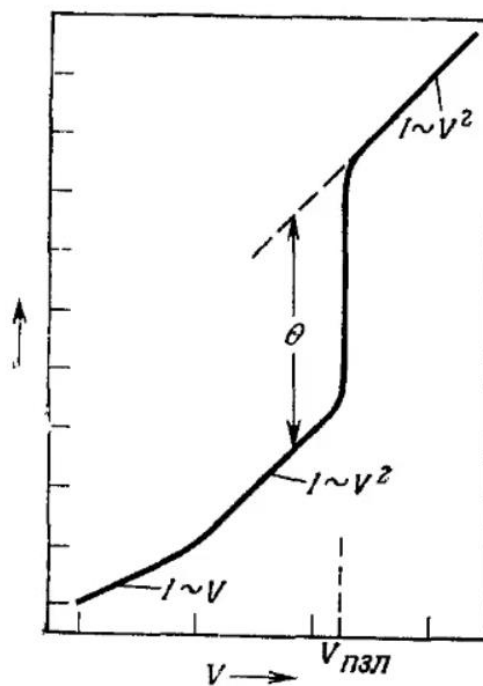


Рис. 4. Вольтамперная характеристика тока монополярной инжекции в двойном логарифмическом масштабе

Представленная на рис.4. ВАХ характерна для диэлектрика, содержащего одну группу моноэнергетических ловушек. Деления на осях соответствуют изменению напряжения V и тока I на один порядок величины.

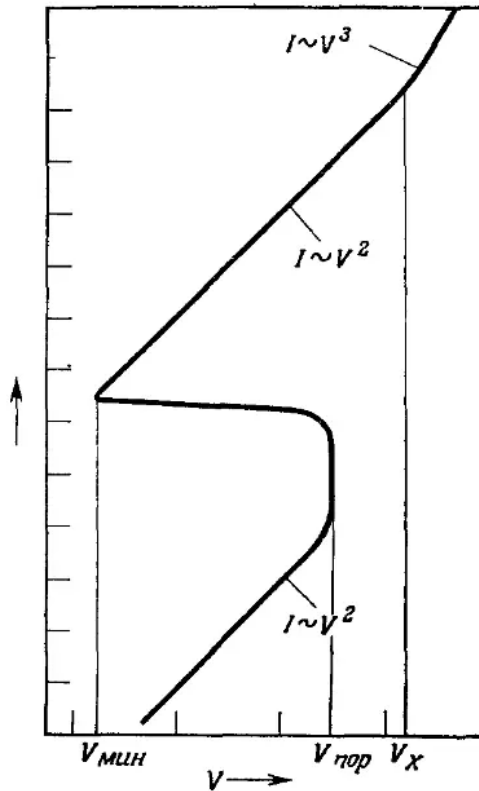


Рис. 5. Вольтамперная характеристика тока двойной инжекции в двойном логарифмическом масштабе

В представленной на рис. 5. ВАХ диэлектрик содержит одну группу моноэнергетических глубоких уровней рекомбинации (первоначально заполненных и характеризуемых соотношением $\sigma_p \gg \sigma_n$ или первоначально пустых и характеризуемых соотношением $\sigma_p \ll \sigma_n$, где σ_p и σ_n – сечения захвата дырки и электрона). Деления на осях соответствуют изменению напряжения V и тока I на один порядок величины.

1.5. О природе ловушек в диэлектриках

Мелкие ловушки

Если электронный уровень прилипания расположен выше уровня F , то будем ставить его в соответствие с мелкими ловушками. При этом E_t выше и Тогда будет справедливо следующее соотношение:

$$\frac{n}{n_t} = \frac{\rho}{\rho_t} = \frac{N}{gN_t} \exp\left(\frac{E_t - E_c}{kT}\right) = \theta, \quad (1.5)$$

где θ – постоянная, не зависящая от уровня инжекции до тех пор, пока ловушки остаются мелкими.

Мелкие ловушки с концентрацией N_t и энергией E_t будут значительно изменять ТООЗ, если $\theta \ll 1$. Тогда заряд на электроде примет следующий вид:

$$Q \approx \rho_t L = \frac{\rho L}{\theta} = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{U}{L} \quad (1.6)$$

Учитывая это и другие уравнения, получаем ВАХ для мелких ловушек:

$$j = \theta \mu \varepsilon \varepsilon_0 \frac{U^2}{L^3} \quad (1.7)$$

Здесь мы предполагаем, что на ток влияет только один дискретный уровень. Если имеется несколько групп мелких уровней прилипания, то группа с наименьшим значением θ наиболее сильно ограничивает ток.

При достаточно низких напряжениях выполняется закон Ома, поскольку в диэлектрике имеются равновесные свободные носители заряда с концентрацией n_0 . Покажем, чему равно напряжение U_x перехода от закона Ома к ловушечному квадратичному закону. Если концентрация электронов удваивается вследствие инжекции, то выражение для концентрации неравновесных электронов, захваченных на мелкие ловушки принимает вид n_t / θ , при этом

$$U_x \approx \frac{e_0 n_0 L^2}{\theta \varepsilon \varepsilon_0} \quad (1.8)$$

Введём понятие эффективной дрейфовой подвижности. Если концентрация свободных электронов отличается от равновесного значения, например, вследствие наличия инжекции, и принимает новое значение n , то в промежутке времени, достаточно большом по сравнению с временами захвата и освобождения, электроны с концентрацией n_t , заполняющие уровни прилипания, будут находиться в квазитепловом равновесии со свободными электронами. Тогда общее количество инжектированных электронов $n + n_t \approx n_t$ будет иметь эффективную дрейфовую подвижность.

$$\mu_{\text{эфф}} = \frac{n}{n_t} \mu = \theta \mu \quad (1.9)$$

Глубокие ловушки

Электронный уровень прилипания будем считать глубоким, если E_t расположен ниже уровня F , таким образом, выполняется $(F - E_t)/kT > 1$. Пусть есть одна группа уровней с концентрацией N_t , обладающих энергией E_t ,

меньшей чем F_0 (E_{t2}). Концентрацию центров прилипания можно определить при помощи выражения:

$$p_{t,0} = N_t - n_{t,0} = \frac{N_t}{1 + g \exp\left(\frac{F_0 - E_t}{kT}\right)} \approx \frac{N_t}{g} \exp\left(\frac{E_t - F_0}{kT}\right) \quad (1.10)$$

Как и в предыдущих случаях, закон Ома будет справедлив вплоть до того момента, при котором концентрация свободных инжектированных электронов станет сравнимой с равновесной концентрацией n_0 . В таком случае удвоение концентрации свободных электронов соответствует перемещению квазиуровня Ферми вверх на расстояние F_0 , равное $0,7kT$. Этого перемещения достаточно, чтобы почти полностью заполнить глубокие ловушки. Отсюда следует, что напряжение начала тока монополярной инжекции совпадает с напряжением $V_{ПЗЛ}$ (предельное заполнение ловушек), необходимым, чтобы практически полностью заполнить рассматриваемую группу уровней. Из уравнения (1.6) получаем

$$V_{ПЗЛ} \approx \frac{Q_{ПЗЛ}}{C_0} = \frac{e_0 p_{t,0} L}{C_0} \approx \frac{e_0 p_{t,0} L^2}{\varepsilon \varepsilon_0} \quad (1.11)$$

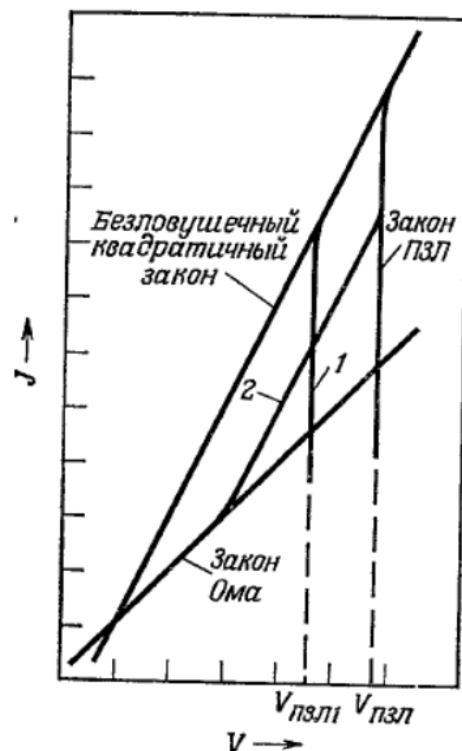


Рис. 6. Вольтамперные характеристики для ТООЗ при наличии одного типа ловушек

Семейство вольтамперных характеристик состоит по существу из двух подсемейств: 1 - соответствует условию $E_T < F_0$, и 2, соответствующего условию $E_T > F_0$. Чем глубже ловушки, т.е. чем больше величина $(F_0)/kT$, тем меньшие значения принимает напряжение $V_{пзл}$. В конце концов, когда ловушки становятся настолько глубокими, что справедливо $p_0 = n_0$, вертикальный участок совсем исчезает, т.е. ловушки больше не влияют на прохождение тока.

До тех пор пока выполняется $E_T > F_0$, уровни прилипания остаются мелкими, и ток подчиняется квадратичному закону с множителем θ , по формуле (1.7). Этому закону предшествует закон Ома, когда напряжение ниже переходного напряжения ВАХ. Когда же напряжение почти равно $V_{пзл}$, квазиуровень Ферми F_0 пересекает уровень E_T , и кривая $j(U)$ начинает подчиняться закону ПЗЛ. Отметим, что в случае незначительного отличия энергии E_T от энергии дна зоны проводимости, т.е. при $\theta = 1$, влияние ловушек становится пренебрежимо малым и наблюдается только квадратичный закон.

1.6. Процессы накопления и релаксации заряда в полимерном диэлектрике с учетом инжекции носителей из электродов

Важно проанализировать кинетику зарядки в электрическом поле, если эта зарядка осуществляется за счет инжекции носителей в диэлектрик и захвата их ловушками.

В простейшем случае монополярной инжекции носителей в идеальный диэлектрик (не содержащий собственных носителей) при омическом контакте, при отсутствии захвата на ловушки или при захвате на мелкие ловушки (в последнем случае нужно лишь заменить μ на $\mu_{эфф}$) задача сводится, как известно, к решению системы уравнений:

$$j = e\mu nE + \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} - eD \frac{\partial n}{\partial x}; \quad (1.12)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0} [n - n_0 + n_t - n_{t0}]; \quad (1.13)$$

$$\frac{\partial n_0}{\partial t} = C_n \left\{ n(N_t - n_t) - N_c \exp\left(-\frac{W_c - W_t}{kT}\right) n_t \right\} =$$

$$\frac{1}{\tau_n} (n - \theta_0 n_t) - \frac{\partial (n\mu E - D \frac{\partial n}{\partial x})}{\partial x} = \frac{\partial (n + n_t)}{\partial t}; \quad (1.14)$$

$$\mu \frac{\partial(nE)}{\partial x} = -\frac{\partial n}{\partial t}. \quad (1.15)$$

В эту систему входят, соответственно, уравнение полного тока, уравнение Пуассона, кинетическое уравнение и уравнение непрерывности, вытекающее из условия $dj/dx=0$. Время до захвата (среднее время пребывания носителей в свободном состоянии до захвата на ловушку)

$$\tau_n = [C_n(N_t - n_t)]^{-1}, \quad (1.16)$$

где C_n – коэффициент захвата носителей, N_t – плотность ловушек с дискретным уровнем энергии W_t . Величина θ_0 определяется формулой

$$\theta_0 = \frac{n}{n_{t_0}} = \frac{n_1}{N_t - n_{t_0}}, \quad (1.17)$$

где $n_t = N_c \exp[-(W_c - W_t)/kT]$, W_c – энергия подвижных носителей, N_c – концентрация уровней в зоне, где находятся подвижные носители.

Результаты выполненного Мэни и Ракави решения системы уравнений – 1.14) для случая ТООЗ при монополярной инжекции представлены на рис. 7. Видно, что ток инжекции растет до момента времени $t=0,8 h^2/\mu U$, когда фронт облака инжектированных зарядов достигает противоположного электрода. Затем по мере установления равновесного распределения носителей в безловушечном случае плотность тока несколько уменьшается, проходя минимум, и достигает стационарного значения, определяемого формулой

$$j = \frac{9}{8} \varepsilon \varepsilon_0 \mu U^2 h^{-3} \quad (1.18)$$

При наличии захвата на глубокие ловушки плотность тока после достижения максимума уменьшается, стремясь к значению $j=0$, а при малой величине $R=\tau_n/t_{t_0} = 0,5 \div 0,125$ величина j уменьшается с самого начала, так что даже максимум отсутствует.

При захвате на мелкие ловушки носители перемещаются с перезахватом, и в стационарном состоянии этот случай эквивалентен безловушечному, если заменить подвижность μ_c некоторой эффективной величиной

$$\mu_{эфф} = \mu_c \cdot \frac{n}{n + n_t} = \mu, \quad (1.19)$$

где n и n_t – стационарные концентрации свободных и захваченных носителей. В этом случае, как известно, стационарная задача в бездиффузионном приближении сводится к решению системы уравнений:

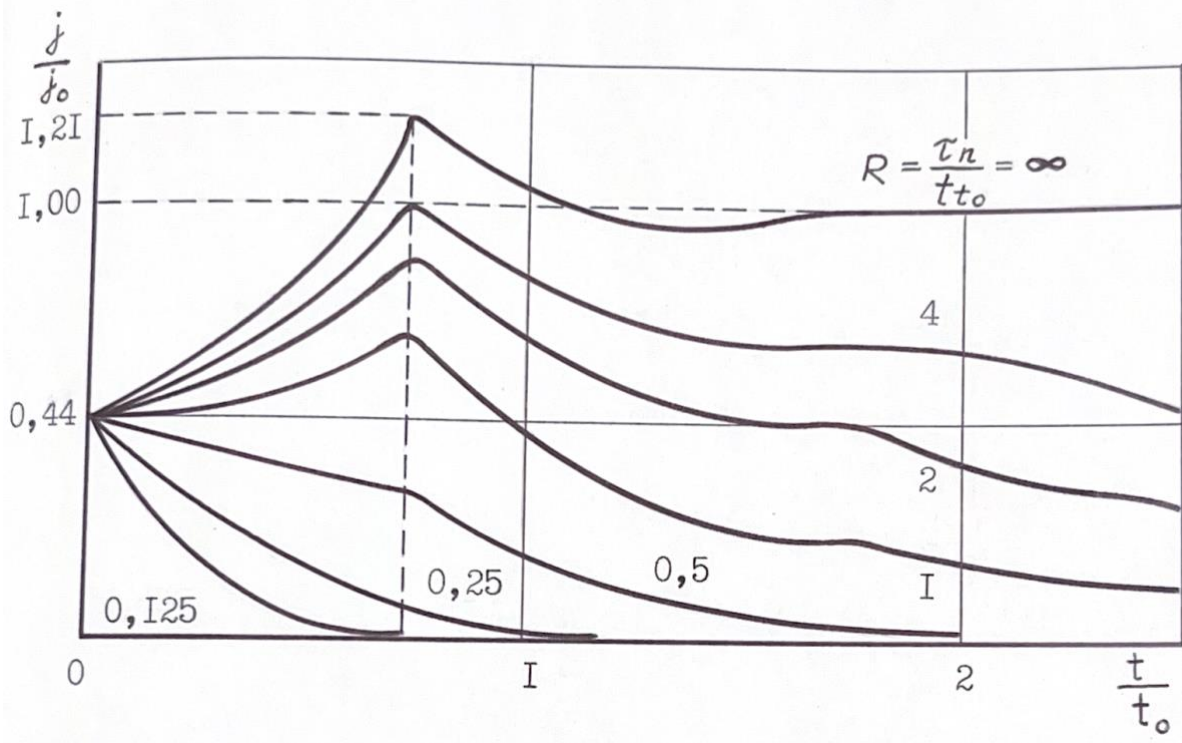


Рис. 7. Теоретические кривые переходных ТООЗ при наличии захвата на глубокие ловушки для различных значений $R = \tau_n/t_0$, где $t_0 = h^2/\mu U$, τ_n – время захвата на глубоких ловушках

$$\gamma = \mu n e E, \quad (1.20)$$

$$\frac{dE}{dx} = \frac{n e}{\epsilon \epsilon_0}, \quad (1.21)$$

$$\int_0^h E dx = -U, \quad E|_{x=0} = 0. \quad (1.22)$$

В результате аналитического решения этой системы получается выражение для стационарной плотности тока:

$$j = \frac{9}{8} \cdot \frac{\mu \epsilon \epsilon_0 U^2}{h^3}, \quad (1.23)$$

для плотности заряда:

$$\rho = n e = \epsilon \epsilon_0 \frac{dE}{dx} = \frac{3}{4} \epsilon \epsilon_0 U (x h^3)^{-\frac{1}{2}}, \quad (1.24)$$

для суммарного заряда в случае $0 \div x$

$$Q = \varepsilon\varepsilon_0 E = \frac{3}{2} \varepsilon\varepsilon_0 U \left(\frac{x}{h^3} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (1.25)$$

для суммарного заряда в диэлектрике

$$\sum Q_i = \frac{3}{2} \varepsilon\varepsilon_0 U. \quad (1.26)$$

Для электретной разности потенциалов U_3 относительно средней точки:

$$U_3 = -\frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0} \int_0^h \left(x - \frac{h}{2} \right) \rho dx = -\frac{3}{4} \frac{U}{\sqrt{h^3}} \int_0^h \sqrt{x} dx + \frac{3}{8} \frac{U}{\sqrt{h}} \int_0^h \frac{dx}{\sqrt{x}} = \frac{U}{4}. \quad (1.27)$$

К настоящему времени выполнены расчеты переходных токов инжекции для большого числа разных случаев, проведена серия экспериментальных исследований. В ходе сопоставления экспериментальных данных с расчетами можно делать заключения об особенностях процесса инжекции в тех или иных случаях.

Однако экспериментальные данные о распределении зарядов в полимерных пленках, заряженных в постоянном электрическом поле и в коронном разряде, не согласуются с распределением заряда в диэлектрике, рассчитанным для случая установления стационарного тока монополярной

и
н
ж
е
к
ц
и
и
.

$$j_0 = a \exp(-b/E_0), \quad (1.28)$$

где $E_0 = E(x=0)$, a и b – постоянные коэффициенты, определяющие интенсивность инжекции. Рассмотрен случай захвата на мелкие ловушки когда можно воспользоваться выражением эффективной подвижности носителей заряда $\mu_{\text{эфф}} = \mu$.

Исходные уравнения в бездиффузионном приближении имеет вид:

$$j = e\mu n E + \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial x}, \quad (1.29)$$

Т
В
И
Т
е
л
ь
н

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (1.30)$$

$$\int_0^h E dx = -U, \quad (1.31)$$

где $j(t)$ – плотность полного тока, $\rho(x,t)$ – плотность объемного заряда, $E(x,t)$ – напряженность электрического поля, μ – подвижность носителей заряда, U – приложенное напряжение.

Система уравнений (1.29-1.31) решалась приближенными методами. Предполагалось, что заряд инжектируется в диэлектрик в виде дискретных порций (облаков) с величиной заряда в расчете на единицу площади ΔQ . В пределах облака плотность заряда $\rho(x,t)$ постоянна. Тогда значения напряженности поля на границах облака связаны соотношением:

$$E_i - E_{i-1} = \frac{\Delta Q}{\varepsilon_0\varepsilon}. \quad (1.32)$$

Промежуток времени, за который облако заряда инжектируется в диэлектрик

$$\Delta t^0 = \frac{\Delta Q}{j_0} \quad (1.33)$$

Определяется плотностью тока у катода

$$j_0 = aE_0^2 \exp(-b/E_0). \quad (1.34)$$

При зарядке диэлектрика облако должно постепенно входить в него и, расширяясь, двигаться к противоположному электроду. При этом величина заряда ΔQ в облаке остается постоянной. В режиме стационарного тока (после достижения облаком противоположного электрода) следует учитывать возможность одновременного вхождения облаков с катода и вывода их в сторону противоположного электрода.

Интегрируя уравнение (1.29) по толщине диэлектрика с учетом уравнения Пуассона (1.30), получаем выражение для тока в момент времени t :

$$j = \frac{\mu\varepsilon\varepsilon_0}{2h} (E_h^2 - E_o^2) = \frac{\mu}{h} Q(t) \cdot \left(E_o + \frac{Q(t)}{2\varepsilon\varepsilon_0} \right), \quad (1.35)$$

где $E_h = E(x=h)$; $Q(t) = (k+v) \Delta Q$ – заряд, накопленный в диэлектрике к моменту времени t , k – число целых облаков ΔQ ; $v \Delta Q$ – заряд облака, ближайшего к электроду, где $0 < v < 1$. Параметр v определяет долю заряда в облаке, после того

как переднее облако достигает электрода $x=h$ и облака постепенно начинают выходить из диэлектрика.

Скорость движения границы i -го облака определяется уравнением

$$\frac{dx_i}{dt} = \mu E_i. \quad (1.36)$$

Уравнения (1.29 – 1.33) могут быть записаны в безразмерном виде:

$$j = Q(t) \left(E_0 + \frac{Q(t)}{2} \right), \quad \frac{dx_i}{dt} = E_i,$$

$$\int_0^1 E dx = 1, \quad E_i - E_{i-1} = \Delta Q, \quad (1.37)$$

где переход к безразмерным переменным выполнен с помощью следующих правил:

$$x^* \rightarrow \frac{x}{h}, \quad t^* \rightarrow \frac{t}{t_0}, \quad t_0 = \frac{h^2}{\mu U}, \quad (1.38)$$

$$\Delta Q^* = \frac{\Delta Q h}{\epsilon \epsilon_0 U}, \quad \rho^* = \frac{\rho h^2}{\epsilon \epsilon_0 U}, \quad E^* = E \frac{h}{U}, \quad (1.39)$$

$$U^* = 1, \quad A = \frac{ah}{\mu \epsilon \epsilon_0}, \quad B = \frac{bh}{U}, \quad j^* = j \frac{h^3}{\mu \epsilon \epsilon_0 U^2}. \quad (1.40)$$

(звездочки (*)) при безразмерных параметрах в выражениях (1.38-1.40) опущены).

Р
а
с
ч
е
т
и
т
д
е
j₀=AE²exp(-B/E₀).

$$\Delta t^0 = \frac{\Delta Q}{j_0}, \quad (1.41)$$

$$x_i(t + \Delta t^0) = x_i(t) + \Delta x_i = x_i(t) + \Delta t^0 E_i. \quad (1.42)$$

Рассчитываются новые значения напряженностей электрического поля

$$E_i = E_0 + i\Delta Q, \quad E_0 = 1 - k\Delta Q + \Delta Q \left(x_1 + x_2 + \dots + x_{k-1} + \frac{x_k}{2} \right), \quad (1.43)$$

где k – число облаков в диэлектрике; x_i – координаты фронтов облаков.

4) Определяется ток во внешней цепи

$$j = k\Delta Q \left(E_0 + \frac{k}{2}\Delta Q \right). \quad (1.44)$$

Затем повторяются пункты 1-4.

П

р

и

t

≥

Е необходимо рассчитать время выхода k -го облака (ближайшего к электроду

с

л

и

$$v\Delta Q = \Delta Q \left(1 - \frac{\Delta t^0}{\Delta t^1} \right). \quad (1.46)$$

$t_0 < \Delta t^1$, то к моменту $t = t + \Delta t^0$ из диэлектрика успеет выйти только часть k -го облака. Предположим, что за промежуток времени Δt^0 плотность заряда в облаке не изменится, можно рассчитать заряд оставшейся части k -го облака

ы

В результате проведенных расчетов установлено, что в случае однородного диэлектрика при ограниченной монополярной инжекции наблюдаются зависимости $j(t)$ подобные тем, которые были получены для «виртуального катода», когда плотность заряда у инжектирующего электрода бесконечно велика ($E_{x=0} = 0$) (рис. 7). Ток заряда достигает максимального

значения в момент касания передним фронтом носителей электрода ($x = 1$), после чего уменьшается со временем, а затем выходит на стационарный

о

уровень. Однако в случае ограниченной инжекции ток достигает

л

максимального значения при больших временах, нежели в случае

н

неограниченной инжекции, а величина максимума и стационарного значения

о

тока возрастают с увеличением тока инжекции j_0 , т.е. с увеличением

с

коэффициентов a и b в соотношении Фаулера-Нордгейма (рис. 8). Полный

т

заряд $Q(t)$ изменяется с течением времени аналогично току зарядки и в

б

стационарном состоянии составляет 0,88 от заряда геометрической емкости.

ю

Распределение поля $E(x)$ и объемной плотности заряда $\rho(x)$, соответствующее

к

установлению стационарного тока, представлены на рис.8. Зависимость $\rho(x)$ в

о

е

о

б

этом случае хорошо аппроксимируется кривой $\rho(x) = \rho_0 x^{-\frac{1}{2}}$. Такое распределение заряда в диэлектрике, как указывалось выше, не соответствует экспериментальным данным, согласно которым заряд накапливается в тонком приповерхностном слое, другими словами, эффективная глубина залегания заряда должна составлять x

\approx В связи с этим нами были проанализированы переходные и стационарные токи ограниченной инжекции в неоднородных по величине подвижности диэлектриках и получены решения для многослойных МКМ.

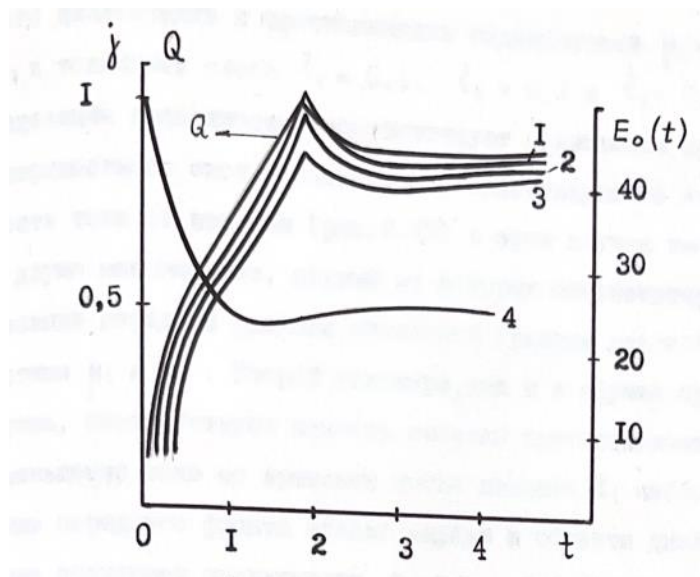


Рис 8. Зависимости тока зарядки $j(t)$ (1-3) для разных значений параметра A полного заряда $Q(t)$ и напряженности поля у катода $E_0(t)$ (4) диэлектриков с различными значениями подвижности носителей заряда в слоях. Наиболее интересные результаты были получены для модели трехслойного диэлектрика с соотношениями подвижностей $\mu_1 > \mu_2, \mu_2 < \mu_3, \mu_1$ подвижностей соответствует повышенной проводимости приповерхностного слоя диэлектрика у инжектирующего электрода. Зависимость тока от времени (рис.8) в этом случае имеет вид кривой с двумя максимумами, первый из которых соответствует моменту t_1 касания передним фронтом носителей границы раздела слоев с подвижностями μ_1 и μ_2 . Второй максимум, как и в случае однородного диэлектрика, соответствует моменту касания противоположного электрода. Уменьшение тока со временем после момента диэлектрика с пониженным значением подвижности $\mu_2 < \mu_1$, что физически

обусловлено захватом носителей заряда в области 2 на более глубокие ловушки, нежели в области 1.

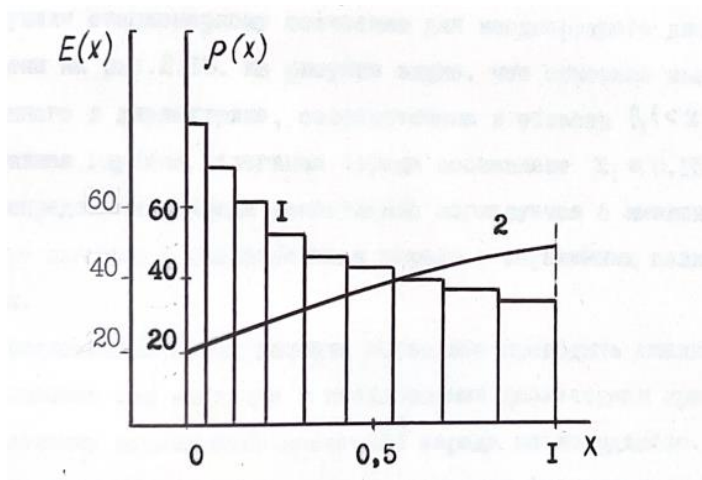


Рис. 9. Распределение облаков заряда $\rho(x)$ (1) и напряженности поля (2) по толщине диэлектрика при установлении стационарного тока. Значения параметров: $A = 3,45$; $B = 0,1$

Распределение заряда $\rho(x)$ и напряженности поля $E(x)$, соответствующие стационарному состоянию для неоднородного диэлектрика, приведены на рис. . Из рисунка видно, что основная часть заряда, запасенного в диэлектрике, сосредоточена в области $0,1 < x < 0,2$, а эффективная глубина залегания заряда составляет $x_i \approx 0,15$. Полученное распределение заряда качественно согласуется с имеющимися в литературе данными о распределении заряда в заряженных полимерных пленках.

Предложенный метод расчета позволяет проводить анализ переходных процессов при инжекции в неоднородные диэлектрики при любом распределении подвижности носителей заряда по координате.

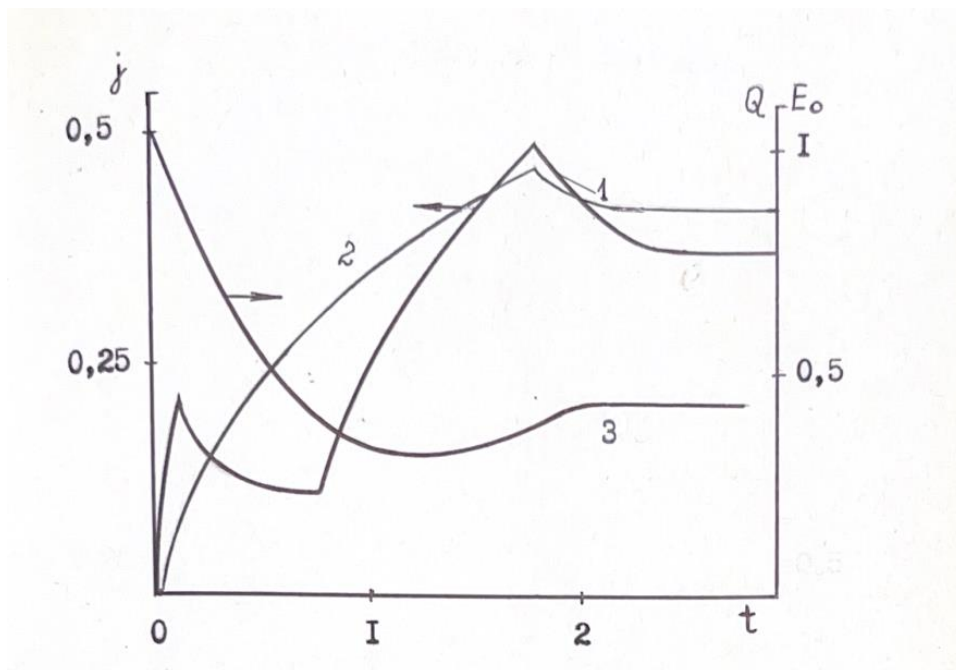


Рис. 10. Зависимости тока зарядки $j(t)$ (1), накопленного заряда $Q(t)$ (2) и напряженности поля у катода $E_0(t)$ (3) для трехслойного диэлектрика.
Значения параметров: $A = 3$, $B = 0,1$

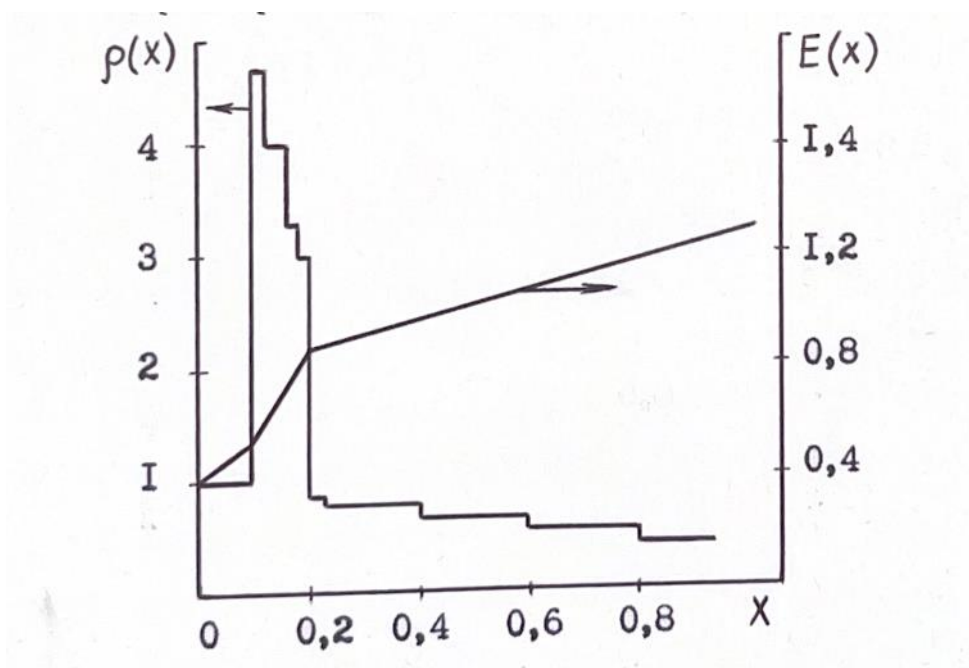


Рис. 11. Распределение облаков заряда $\rho(x)$ и напряженности поля $E(x)$ по толщине трехслойного диэлектрика на стационарном участке тока

Стационарное значение тока и распределение заряда в неоднородных диэлектриках с эффективной подвижностью μ , зависящей от координаты, могут быть рассчитаны с помощью системы уравнения (1.20-1.22), если
и
з
в
е

$\mu_0 e^{\pm ax}$ зависимости $E(x)$, $\rho(x)$ при установившемся значении тока и величины стационарного тока определяются соотношениями:

a) При $\mu = \mu_0 e^{-ax}$:

$$\left\{ \begin{array}{l} E = \frac{2j}{a\mu_0\epsilon\epsilon_0} \sqrt{e^{ax} - 1} \\ \rho = \sqrt{\frac{aj\epsilon\epsilon_0}{2\mu}} \cdot \frac{e^{ax}}{\sqrt{e^{ax} - 1}} \\ j = \frac{a^3\mu_0\epsilon\epsilon_0 U^2}{8 \left[\sqrt{e^{ah} - 1} - \arccos e^{-\frac{ah}{2}} \right]} \end{array} \right. \quad (1.47)$$

b) При $\mu = \mu_0 e^{ax}$

$$\left\{ \begin{array}{l} E = \sqrt{\frac{2j}{a\mu_0\epsilon\epsilon_0}} \cdot \sqrt{1 - e^{-ax}} \\ \rho = \sqrt{\frac{ja\epsilon\epsilon_0}{2\mu_0}} \cdot \frac{e^{-ax}}{\sqrt{1 - e^{-ax}}} \\ j = \frac{a^3\mu_0\epsilon\epsilon_0 U^2}{8 \left[\sqrt{1 - e^{-ah}} + \frac{1}{2} \ln \frac{1 - \sqrt{1 - e^{-ah}}}{1 + \sqrt{1 - e^{-ah}}} \right]} \end{array} \right. \quad (1.48)$$

Зависимости $\rho(x)$ для различных параметров a представлены на рис.12. Из рисунков видно, что при некоторых значениях a значительная часть заряда накапливается вблизи инжектирующего электрода, однако зависимость $\rho(x)$ описывается спадающей кривой, что не соответствует экспериментальным данным (заряд накапливается в тонких приповерхностных слоях).

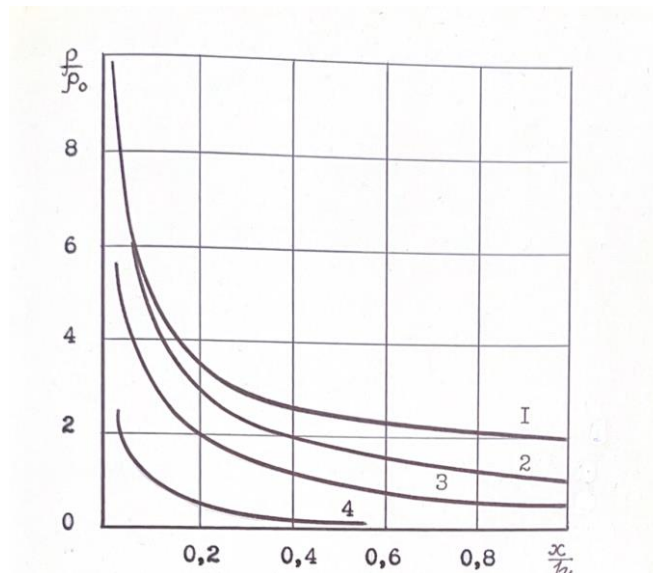


Рис. 12. Распределение заряда по толщине диэлектрика при разных значения параметра α : 1 - $\alpha = 0,5$; 2- $\alpha = -0,5$; 3 - $\alpha = 1$; 4 - $\alpha = 5$

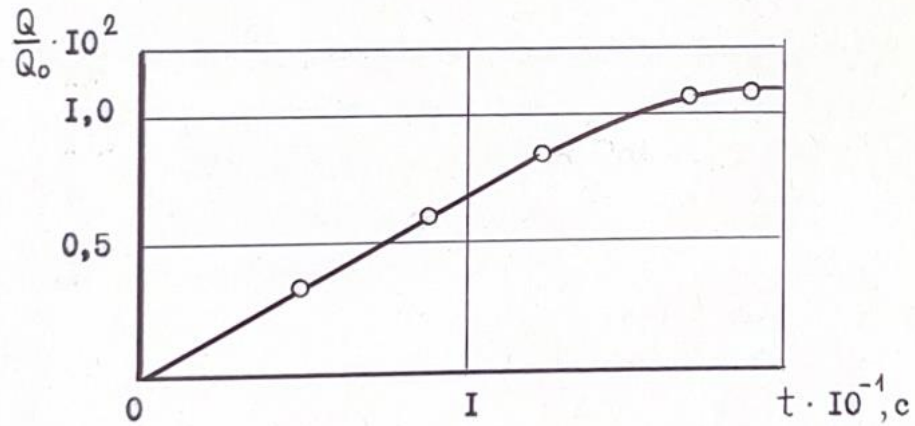


Рис. 13. Зависимость заряда, прошедшего через внешнюю цепь, от времени при короткозамкнутых электродах

Приближенный метод может быть использован и для расчета токов разрядки закороченного диэлектрика. В этом случае делим весь заряд Q на n равных частей (облаков). Координаты правых границ этих облаков можно найти из уравнений

$$\frac{\rho_0 + \rho_1}{2} x_1 = \frac{\rho_{x_1} + \rho_{x_2}}{2} (x_2 - x_1) = \dots = -\frac{\rho_{x_{n-1}} - \rho_{x_n}}{2} (h - x_{n-1}) = \frac{Q}{h}. \quad (1.49)$$

Выражение для напряженности поля и для скорости движения границ облаков тогда имеет вид:

$$E_0 h + \frac{Qh}{2\epsilon\epsilon_0 n} (\delta_{10} + 3\delta_{20} + 5\delta_{30} + \dots + (2n - 1) \cdot \delta_{n0}) = 0, \quad (1.50)$$

$$\delta_1 = \frac{x_1 - 0}{h}, \quad \dots, \quad \delta_n = \frac{1 - x_{n-1}}{h}. \quad (1.51)$$

Из (1.51) следует

$$E_0 = -\frac{Q}{2\varepsilon\varepsilon_0 n} (\delta_{10} + 3\delta_{20} + 5\delta_{30} + \dots + (2n - 1)\delta_{n0}). \quad (1.52)$$

Напряженность поля на правой границе i -го облака:

$$E_i = E_0 + \sum_{j=1}^i \frac{Q_j}{\varepsilon\varepsilon_0 n} = E_0 + \frac{iQ}{\varepsilon\varepsilon_0 n}. \quad (1.53)$$

Скорость движения этой границы:

$$\frac{dx_i}{dt} = \mu E_i. \quad (1.54)$$

Из (1.54) следует, что скорость расширения каждого облака заряда $\frac{Q}{n}$

$$h \frac{d\delta_i}{dt} = \mu(E_i - E_{i-1}) = \frac{\mu Q}{\varepsilon\varepsilon_0 n}. \quad (1.55)$$

Выражение для плотности тока, с учетом (1.55), будет иметь вид:

$$j = \frac{mQ(t)}{h} \left[E(0) + \frac{Q(t)}{2\varepsilon\varepsilon_0} \right]$$

где $Q(t)$ – заряд, оставшийся в диэлектрике к моменту времени t , поскольку

$$E^2(h) - E^2(0) = \frac{Q(t)}{\varepsilon\varepsilon_0} \left[2E(0) + \frac{Q(t)}{\varepsilon\varepsilon_0} \right]. \quad (1.56)$$

Теперь вычислим время, необходимое для вывода i -го или n -го облака:

$$\Delta t^1 = \frac{h\delta_1}{\mu E_1} = \frac{h\delta_1}{\mu \left(E_0 + \frac{Q}{\varepsilon\varepsilon_0 n} \right)}; \quad (1.57)$$

$$\Delta t_n = \frac{h\delta_n}{\mu E_{n-1}} = \frac{h\delta_n}{\mu \left(E_0 + \frac{Q_{n-1}}{\varepsilon\varepsilon_0 n} \right)}. \quad (1.58)$$

$t_1 < \Delta t_n$, то за время Δt_1 , облако δ_1 , выводится полностью, а от облака δ_n остается часть

$$\Delta\delta_n = \frac{\delta_n(\Delta t^n - \Delta t^1)}{\Delta t^n}. \quad (1.59)$$

Е

с

л

и

$$\Delta\delta_1 = \frac{\delta_1(\Delta t^1 - \Delta t^n)}{\Delta t^1}. \quad (1.60)$$

$t_1 > \Delta t_n$, то за время Δt_n , облако δ_n , выводится полностью, а от облака δ_1 остается часть. После вывода облака δ_1 новое распределение поля определяется выражением:

$$E_{01} = -\frac{Q}{2\varepsilon\varepsilon_0 n} \left(\delta_{21} + 3\delta_{31} + \dots + (2n-4)\Delta\delta_n + \frac{(\Delta\delta_n)^2}{\delta_{n,1}} \right). \quad (1.61)$$

$$\text{Каждое значение } \delta_{i1} = \delta_i + \Delta\delta_i = \delta_i + \frac{\mu Q \Delta t^1}{\varepsilon\varepsilon_0 n h}$$

Затем вычисляем время, необходимое для вывода из диэлектрика остатка n -го облака и 2-го облака

$$\Delta t^{\Delta n} = \frac{h\Delta\delta_1}{\mu E_{n-1}} = \frac{h \cdot \Delta\delta_n}{\mu \left(E_{0,1} + \frac{Q(n-2)}{\varepsilon\varepsilon_0 n} \right)}; \quad (1.62)$$

$$\Delta t^2 = \frac{h\delta_{21}}{\mu E_2} = \frac{h\delta_{21}}{M \left(E_{01} + \frac{Q}{\varepsilon\varepsilon_0 n} \right)}. \quad (1.63)$$

Такой процесс расчета продолжаем и далее, причем каждый раз учитывается число полных облаков и одно неполное облако.

Исходные формулы в безразмерном виде записываются в следующем виде:

$$E_0 = \frac{1}{2} [\delta_1 + 3\delta_2 + 5\delta_3 + \dots + (2k-3)\delta_{k-1} + (2k-2+v)\delta_k]; \quad (1.64)$$

$$\frac{d\delta}{dt} = 1; \quad (1.65)$$

$$E_i = E_0 + i; \quad E_k = E_0 + k - 1 + v; \quad (1.66)$$

$$j = \frac{1}{2} [E_k^2 - E_0^2] = (k-1+v) \left(E_0 + \frac{k-1+v}{2} \right), \quad (1.67)$$

где условия перехода к безразмерным переменным:

$$\frac{t}{t_0} = t^*, \quad t_0 = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 hn}{\mu Q} \quad (1.67)$$

$$\frac{E\varepsilon\varepsilon_0 n}{Q} \rightarrow E^*; \quad \frac{x}{h} \rightarrow x^*, \quad j^* = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 hn^2 j}{\mu Q^2}; \quad (1.68)$$

З
Д
Е
С
Ь

$\delta i = x_i - x_{i-1} - 1h$ ширина облаков, с зарядом Qn , кроме последнего k -го облака, Точность рассчитанной зависимости $j_{раз}=f(t)$ для заданного непрерывного распределения заряда определяется числом облаков n , а составляющих суммарный заряд, накопленный в диэлектрике. С увеличением дискретная зависимость $\rho(x)$ приближается к непрерывной.

Д С целью выбора оптимальной величины n : от $n = 5$, до $n = 50$. Значения токов для $n = 10$, до $n = 50$ различались всего лишь на 1%. Зависимость относительной величины заряда $Q_0/Q=f(t)$, полученная путем интегрирования кривой $j_{раз}=f(t)$ (рис13), показывает, что во внешней цепи при разрядке

И Предложенная методика расчета позволяет с хорошим приближением и достаточно просто проанализировать процессы разрядки диэлектрика с замкнутыми накоротко электродами при любом профиле распределения заряда.

$Q_0 n \nu < 1$. Для вычисления доли заряда облака, частично вышедшего из диэлектрика, осталась в диэлектрике. Очевидно, При биполярной инжекции оба электрода инжектируют носители: катод – электроны, анод – дырки (или положительные ионы). В результате в объеме диэлектрика возникают встречные потоки зарядов, которые могут рекомбинировать.

Токи монополярной инжекции обусловлены инжекцией зарядов одного типа: электронами или дырками, при этом в диэлектрике накапливается объемный заряд. При наличии двух электродов с первого будут инжектироваться электроны, а со второго – дырки, при условии приложенного напряжения необходимой полярности произойдет явление, называемое

е
г
о

биполярной (двойной) инжекцией. Таким образом, в диэлектрик одновременно будут внедряться электроны и дырки.

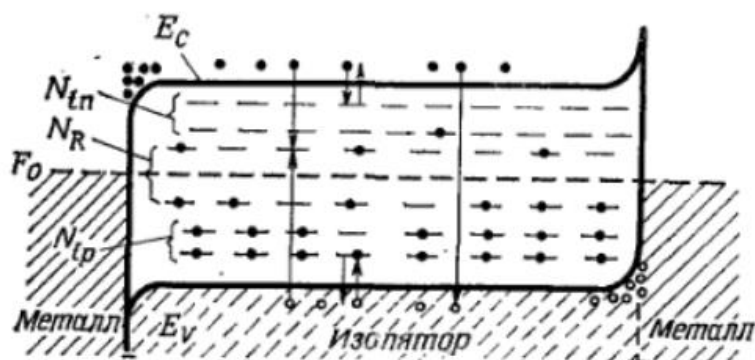


Рис. 14. Энергетическая диаграмма для случая двойной инжекции в диэлектрик с металлическими инжектирующими контактами

На рис. 14. N_{tn} – центры прилипания электронов, N_{tr} – центры прилипания дырок, N_R – центры рекомбинации

Ток, протекающий при двойной инжекции сильно превосходит любой ток монополярной инжекции, протекающий в том же кристалле. Это связано с тем, что инжектируемые электроны и дырки могут в значительной мере нейтрализовать друг друга. Таким образом, ток ограничивается уже не объёмным зарядом, а процессом рекомбинации носителей (даже еще до того, как они завершат пролет между анодом и катодом). Рекомбинация – это двухступенчатый процесс, который идет через локальные центры рекомбинации (N_R на рис. 14). Центр рекомбинации захватывает электрон, затем дырку (или наоборот). Абсолютные скорости захвата электронов и дырок каждой группой центров рекомбинации должны быть равны в стационарном случае. «Вследствие этого необходимого условия динамического равновесия заполнение центров рекомбинации обычно не связано с квазиравновесными условиями обмена ни с зоной проводимости, ни с валентной зоной, т.е. оно обычно не определяется положением квазиуровня Ферми» (Ламперт, Марк). В дополнение к двухступенчатому механизму рекомбинации может идти и одноступенчатая зона (рис. 14).

В случае вакуумного аналога двойной инжекции в диэлектрик (эмиссия электронов из накаливаемого катода и положительных ионов с анода) полный ток I не существенно больше монополярного электронного ТООЗ I_e ,

определяемого законом Чайлда. По Ленгмюру, максимальное возможное I/I_e для плоского диода равно 3,7. Это связано с тем, что в вакуумном диоде скорость движения носителя зависит от пройденной им разности потенциалов.

Как электроны, так и дырки движутся медленно в областях диэлектрика с низкой напряженностью электрического поля, где имеется максимальная возможность взаимной нейтрализации. Соответственно может быть достигнуто весьма большое увеличение тока при наличии носителей обоих знаков.

Для токов монополярной инжекции характерна следующая особенность: примесные уровни обмениваются носителями только с одной зоной. Ток двойной инжекции сопровождается большим количеством процессов, чем ток монополярной инжекции.

Основные уравнения

Для описания двойной инжекции необходимо решать систему, включающую уравнения непрерывности для электронов и дырок, а также уравнение Пуассона. В одномерном приближении:

Здесь n, p – концентрации свободных электронов и дырок, Nt^+, Nt^- – концентрации заряженных ловушек, G и R – темпы генерации и рекомбинации.

2.1. Режимы двойной инжекции

а) Без ловушек (или с мелкими ловушками)

Когда ловушки отсутствуют, система упрощается. В стационарном состоянии можно ввести уровень рекомбинации F . Если уровни инжекции достаточно высоки, в центре образца формируется квазинейтральная область ($n \approx p$), поле там почти нулевое, а основное падение напряжения приходится на приэлектродные слои, ВАХ в таком случае:

при малых токах (монополярное ограничение) $j \sim U^2$.

при высоких токах (двойная инжекция с рекомбинацией) $j \sim U^3$, если время жизни носителей постоянно.

Для случая, когда рекомбинация происходит через центры, расположенные в середине запрещённой зоны, и время жизни носителей τ постоянно, плотность тока:

(при условии $\mu_p \tau \ll L^2/U$ и т.д.).

) С глубокими ловушками

Если в запрещённой зоне есть глубокие ловушки, они могут накапливать заряд и существенно влиять на ВАХ. В зависимости от того, являются ли ловушки донорными или акцепторными, они могут смещать соотношение n и p . Тогда ВАХ приобретает вид, близкий к монополярному ТООЗ на низких уровнях инжекции, а при высоких уровнях происходит «переключение» в режим двойной инжекции с резким увеличением тока (S-образная ВАХ).

Таким образом переходный процесс можно описать следующим образом: в момент включения напряжения сначала начинается инжекция электронов (и дырок) с соответствующих электродов. Фронты зарядов движутся навстречу друг другу. При их встрече возникает область рекомбинации. Время установления стационарного режима определяется временем пролёта носителей и временем жизни. В изоляционных материалах (например, полиэтилене) переходные процессы могут длиться от миллисекунд до часов из-за низкой подвижности и наличия глубоких ловушек.

Глава 3 Инжекция электронов и ионов

3.1. Инжекция электронов

Инжекция электронов – наиболее изученный случай, так как электроны являются основными носителями в большинстве изоляционных материалов (полимеры, оксиды).

Барьер на границе металл–диэлектрик

На практике барьер может быть снижен за счёт:

- наличия поверхностных состояний;

- адсорбции молекул воды или других полярных групп;
- приложения сильного поля.

Модели эмиссии

аулера–Нордгейма (туннелирование сквозь барьер) – доминирует при полях $E > 10^7$ В/м и низких температурах.

оттки (термоэмиссия с понижением барьера) – доминирует при повышенных температурах и умеренных полях.

одедь Мерфи–Гуда – универсальное описание, объединяющее туннелирование и термоэмиссию.

Влияние ловушек на электронный транспорт

Присутствие ловушек приводит к:

- уменьшению эффективной подвижности ($\mu_{\text{eff}} = \mu \cdot \theta$, где θ – доля свободных носителей);
- увеличению времени пролёта;
- появлению ТООЗ с характерным наклоном ВАХ в двойных логарифмических координатах.

Для инженерных расчётов часто используют приближение равновесного захвата: предполагается, что концентрация захваченных носителей определяется квазиуровнем Ферми и распределением ловушек.

3.2. Инжекция ионов

В отличие от электронной инжекции, ионная инжекция связана с массопереносом, химическими реакциями и может приводить к необратимому старению диэлектрика. Изучение ионной инжекции особенно актуально для полимерных кабелей постоянного тока и высоковольтных конденсаторов.

Источники ионов

лектроды: электрохимические реакции на границе металл–диэлектрик. Например, алюминий на аноде может окисляться: $\text{Al} \rightarrow \text{Al}^{3+} + 3\text{e}^-$; ионы

алюминия внедряются в диэлектрик. На катоде может происходить восстановление примесей.

примеси в объёме: остатки катализаторов, пластификаторы, вода, продукты деструкции полимера, которые диссоциируют под действием поля.

ударная ионизация: при очень высоких полях возможна ударная ионизация молекул диэлектрика, этот процесс обычно предшествует пробое.

Уравнения переноса ионов

Для ионной проводимости обычно используют **уравнение Нернста–Планка** (диффузия + миграция) с учётом электронейтральности или с решением уравнения Пуассона. Для одного сорта ионов с зарядом q и подвижностью μ_i :

$$j_i = q\mu_i n_i E - qD_i \frac{\partial n_i}{\partial x}$$

Особенности ВАХ и переходных процессов

- **Блокирующие электроды:** если ионы не могут разряжаться на противоположном электроде, они накапливаются у границы, создавая встречное поле, что приводит к ограничению тока (режим, аналогичный ТООЗ, но с ионами).
- **Электрохимические реакции:** могут приводить к выделению газа, росту дендритов металла, образованию «водных триингов» – основных дефектов в кабелях с полиэтиленовой изоляцией.
- **Времена релаксации:** ионные процессы крайне медленны (секунды, минуты, часы), что проявляется в виде длительной поляризации и медленного спада токов абсорбции.

Методы подавления ионной инжекции

- Использование электродов с инертным покрытием (например, Pt, Au).
- Введение в диэлектрик ловушек для ионов (например, наполнителей, связывающих подвижные ионы).
- Сушка изоляции и очистка от электролитов.

Если электронная инжекция определяет быстрые электрические процессы, то ионная инжекция тесно связана с химическими изменениями в материале. В отличие от электронов, ионы обладают значительной массой, что обуславливает их низкую подвижность и способность изменять структуру диэлектрической решетки или полимерной цепи.

Основные отличия ионной инъекции можно свести к трем факторам:

- **Массоперенос:** Инжекция ионов всегда сопровождается переносом вещества. Это приводит к изменению химического состава около электродных областей.
- **Энергия активации:** Из-за больших размеров ионов их движение требует преодоления значительных энергетических барьеров. Поэтому ионные токи крайне чувствительны к температуре (закон Аррениуса).
- **Отсутствие туннелирования:** В отличие от электронов, ионы практически не способны к туннелированию через барьеры из-за своей массы. В этом случае имеет место прыжковый механизм переноса.

Электрохимическая инъекция ионов из электролитов или плазмы

В практических условиях ионы могут попадать в диэлектрик из нескольких источников:

- **Контакт с жидким диэлектриком:** в жидких углеводородах на границе с электродом протекают электрохимические реакции. Образующиеся ионы под действием поля инжектируются в объем жидкости, а оттуда - в твердую полимерную изоляцию.
- **Коронный разряд (Плазма):** При зарядке пленок-электретов методом коронного разряда поверхность диэлектрика бомбардируется ионами из воздуха (O_2^- , NO_3^- и др.). Эти ионы не просто оседают на поверхности, но под действием сильного локального поля могут внедряться (инжектироваться) в приповерхностный слой, создавая стабильный гомозаряд.

Примеси и влага: Наличие следов воды в полимерах (ПЭТФ, полиэтилен) способствует диссоциации молекул и инъекции ионов водорода (H^+) или гидроксила (OH^-) из микропор.

Внедрение ионов как метод изменения свойств диэлектрика

Ионная инъекция часто используется технологически для модификации свойств пленок:

- **создание электретов:** Инжекция ионов с последующим их «замораживанием» на глубоких ловушках позволяет создавать материалы, длительно сохраняющие неравновесное распределение зарядов.
- **повышение проводимости:** Дозированное внедрение определенных ионов позволяет создавать градиентную проводимость, что

используется для выравнивания электрических полей в высоковольтных муфтах.

- изменение гидрофобности: Бомбардировка ионами плазмы меняет энергию поверхности пленки, что важно для последующего нанесения металлизации.

Диффузия и дрейф ионов во внешних электрических полях

Движение инжектированных ионов описывается фундаментальным уравнением Нернста-Планка. Плотность ионного тока складывается из двух составляющих:

$$j_i = -qD\nabla n + qn\mu E, \quad (3.2)$$

где: $-qD\nabla n$ - диффузионная составляющая (движение из области высокой концентрации в низкую); $qn\mu E$ - дрейфовая составляющая (движение под действием поля).

Особенность ионов в том, что их коэффициент диффузии D и подвижность μ жестко связаны соотношением Эйнштейна:

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{q} \quad (3.3)$$

В сильных полях ионы могут внедряться в структурные полости полимера, создавая так называемый «ионный пространственный заряд». Накопление такого заряда в пленках приводит к локальному усилению поля, что в итоге вызывает микрозаряды и ускоренное старение материала (образование «водных триингов» в изоляции кабелей).

Список литературы

- амперт М. Инжекционные токи в твердых телах / М. Ламперт, П. Марк. — М. : Мир, 1973. — 416 с.
- ао К. Перенос электронов в твердых телах / К. Као, В. Хуанг. — М. : Мир, 1984. — 352 с.
- лектрические свойства полимеров / Б. И. Сажин, А. М. Лобанов, О. С. Романовская [и др.] ; под ред. Б. И. Сажина. — 3-е изд., перераб. — Л. : Химия, 1986. — 224 с.
4. Galyukov O. V. Non-steady ion injection currents in a bilayer film of polyethylene terephthalate with polyvinylidene fluoride / O. V. Galyukov, M.

E. Borisova, B. I. Sazhin // Polymer Science U.S.S.R. — 1989. — Vol. 31, № 4. — P. 809–813

ударь Н. Т. Эффекты сильного поля в полимерных диэлектриках : учеб. пособие / Н. Т. Сударь. – СПб. : ПОЛИТЕХ-ПРЕСС, 2022. – 153 с.

ороховатский, Ю. А. Термоактивационная спектроскопия (феноменологическая теория, экспериментальная методика, примеры применения) : монография / Ю. А. Гороховатский. — Санкт-Петербург : РГПУ им. А. И. Герцена, 2023. — 160 с.