

го из соотношения (2).

Выполненные исследования позволяют заключить:

1. Поле рассеянного излучения, прошедшего сквозь рассеивающий слой (при условии $\sin \xi > n_3/n_2$, $n_3 < n_2$), содержит поляризованную компоненту, обусловленную актами полного отражения света на рассеивающих включениях, внедренных в однородную диэлектрическую среду.

2. Форма поверхности раздела рассеивающего слоя с внешней средой оказывает существенное влияние на поляризационные характеристики поля рассеянного излучения, проявляющееся как в различном «ходе» индикатрис матричных элементов, так и в их относительной величине.

3. Описанная методика может быть полезна в задачах, связанных с вопросами голографирования различных рассеивающих объектов и сред.

ЛИТЕРАТУРА

1. Stetson K. A. Holographic for Penetration.—J. Opt. Soc. Am., 1967, vol. 57, p. 1060—1062.
2. Spitz E. Reconstruction Holographique des Objects a Travers un Milieu Diffusant en Movement.—Compt. Rend. B., 1967, vol. 264, p. 1449—1452.
3. Гальперн А. Д. Об улучшении качества изображения при наблюдении через рассеивающую среду.—Опт. и спектр., 1973, т. 35, № 1.
4. Гальперн А. Д., Сударушкин Д. С. Эксперименты по наблюдению объектов через рассеивающие среды с помощью метода накопления голограмм.—Опт. и спектр., 1976, т. 40, № 2.
5. Ван де Хюлет Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: ИЛ, 1961.
6. Полянский В. К., Ковальский Л. В. К вопросу о полном измерении в голографии.—Опт. и спектр., 1971, т. 31, № 5.
7. Полянский В. К., Рвачев В. П. К вопросу об отражении света шероховатыми поверхностями.—Опт. и спектр., 1966, т. 20, № 4.
8. Войшвилло Н. А. Матрицы рассеяния плоского рассеивающего слоя при различной кратности рассеяния.—Опт. и спектр., 1977, т. 42, № 3.
9. Полянский В. К., Танащук М. П. Влияние трещиноватого слоя на поляризационные свойства шлифованной поверхности стекла.—Опт. и спектр., 1978, т. 45, № 3.

Поступила в редакцию 24 апреля 1980 г.

УДК 539.216.2 : 537.525.92

Э. Г. КОСЦОВ, З. В. ШАПОЧАНСКАЯ

(Новосибирск)

ИМПУЛЬСНЫЙ ФОТООТКЛИК ПРИ МОНОПОЛЯРНОЙ ИНЖЕКЦИИ В ДИЭЛЕКТРИК

1. В [1] рассмотрен переходный ток в диэлектрике с ловушками, вызванный импульсным освещением, при этом образец снабжен инжектирующими контактами, время пролета электронами межэлектродного расстояния $t_0 = d/\mu E_0$ значительно меньше, чем время их захвата $\tau_{зах} = 1/\sigma v N_t$, а напряжение V приложено к нему задолго до светового воздействия (d — толщина диэлектрического слоя, N_t — концентрация центров захвата, μ , v , σ — подвижность, тепловая скорость электронов, сечение их захвата центром). Освобожденный в тонком слое импульсом света заряд Q незначителен: $Q \ll \epsilon \epsilon_0 V$, $\epsilon \epsilon_0$ — диэлектрическая проницаемость. В работах [2, 3] описано изменение полного тока $I(t)$ при генерации светом носи-

телей заряда вблизи контакта по механизму зона — зона при величине объемного заряда, равномерно распределенного по толщине образца, соизмеримой с $\epsilon\epsilon_0 E_0$.

В настоящей работе рассматривается изменение $I(t)$ при освещении всего образца «примесным» светом, когда предварительное распределение заряда в диэлектрике соответствует особенностям протекания стационарного инжекционного тока, ограниченного объемным зарядом (ТООЗ), в условиях слабой инжекции $n_k/N_t \equiv C < 1$ (n_k — концентрация электронов на катоде); при этом напряженность электрического поля на катоде E_k не фиксируется в отличие от традиционного для теории ТООЗ идеализированного условия ($E_k = 0$, $n_k \rightarrow \infty$), а изменяется в соответствии с изменением $Q(t)$.

Рассматриваются также особенности определения основных параметров диэлектрика при зондировании его световым потоком, исходя из анализа кривых $I(t)$, $Q(t)$.

2. В качестве модели образца принят диэлектрический слой, заключенный между электродами ($x = 0$ — катод — инжектирующий контакт, $x = d$ — анод), в котором однородно распределены моноэнергетические ловушки. При анализе использовалась следующая система уравнений:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \mu \frac{\partial}{\partial x} (nE) + \frac{\partial n_t}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_t}{\partial t} = \sigma v [n(N_t - n_t) - \Theta n_t] - \sigma_{\text{опт}} f(t) n_t, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon\epsilon_0} (n + n_t), \quad (3)$$

$$\int_0^d E(x, t) dx = V, \quad (4)$$

где x — координата, t — время, e — абсолютный заряд, n — концентрация электронов в зоне проводимости диэлектрика, $\sigma_{\text{опт}}$ — полное сечение захвата фотона в процессе фотоионизации, n_t — концентрация захваченных электронов, N_t — эффективная плотность квантовых состояний в зоне проводимости, T — абсолютная температура, k — постоянная Больцмана, E_t — глубина энергетического уровня центров захвата,

$$n(0, t) = n_k, \quad \Theta = N_c \exp(-E_t/kT), \quad \Theta/n_k \equiv A_0 \ll 1.$$

Напряженность электрического поля $E_0 = V/d < E_{\text{пзл}} \equiv edN_t/2\epsilon\epsilon_0$. Система уравнений (1)–(4) не поддается точному аналитическому решению, поэтому использовался численный метод анализа с использованием ЭВМ.

3. Предполагается, что образец находится под постоянным напряжением в течение времени $\tau_T = t_0 N_t / \Theta = 3t_0 / A_0 C$, когда практически в диэлектрике устанавливается стационарное распределение объемного заряда [4], а затем в момент времени $t_1 \geq \tau_T$ он освещается световым потоком с плотностью фотонов f , воздействующим только на центры захвата.

До освещения в образце, как нетрудно показать решая (1)–(4) для $t \rightarrow \infty$, при $A_0 < 1$, $E_0 \ll E_{\text{пзл}}$ (наиболее часто практически встречающийся случай) устанавливается следующее распределение напряженности поля:

$$E(x) = B[\sqrt{4E_{\text{пзл}}x/Bd + (1+A)^2} - 1], \quad (5)$$

при этом

$$E_k = AB, \quad (6)$$

$$Q = \epsilon\epsilon_0 B[\sqrt{4E_{\text{пзл}}/B + (1+A)^2} - (1+A)], \quad (7)$$

$$\bar{x} = d(8E_{\text{пзл}} - 9E_0)/(24E_{\text{пзл}} - 9E_0(1+A)), \quad (8)$$

где $B = \frac{9}{16} \frac{E_0^2}{E_{\text{пзл}}}$, \bar{x} — центроид заряда.

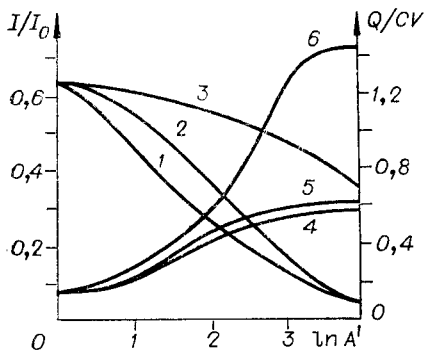


Рис. 1. Изменение величины тока I (кривые 4—6) и заряда Q (кривые 1—3), накопленного в диэлектрике, в зависимости от A' (уровня освещенности): 1, 4 — стационар; 2, 5 — $(t - t_1)/t_0 = 2,5$; 3, 6 — $(t - t_1)/t_0 = 0,75$; $A_0 = 0,22$.

Однородное освещение, как следует из (2), соответствует изменению A' :

$$A' = A_0 + \sigma_{\text{opt}} f / \sigma v n_k = A_0 + \tau_{\text{зах}} / C \tau_2, \quad (9)$$

и поэтому, когда $A' \ll 1$, возрастание тока при освещении пропорционально f , а изменения $Q \approx (3/2) \epsilon \epsilon_0 E_0$ и $\bar{x} = d/3$ незначительны и трудно поддаются экспериментальному определению. Большой интерес представляет задача, рассматриваемая в настоящей работе, для высокого уровня освещенности, точнее, для $A' > 0,1$, когда воздействие света уже приводит к уменьшению накопленного в диэлектрике заряда (рис. 1).

Можно подчеркнуть, что одному и тому же уровню освещенности соответствует, как следует из (9), разный характер изменения тока, в зависимости от условий на контакте: чем меньше n_k (или больше E_t), тем при меньших f происходит относительно одинаковое увеличение тока с пропорционально большей постоянной времени релаксации. В то же время использование в теории ТООЗ идеализированного условия $n_k \rightarrow \infty$ ($E_k \equiv 0$), что равносильно $A \rightarrow 0$, исключает возможность изменения заряда в диэлектрике при освещении его «примесным» светом [1] и, следовательно, возможность наблюдения соответствующего фототклика, связанного с уменьшением заряда.

4. Пространственно-неоднородное в отличие от случая примесной проводимости распределение электронов на локальных центрах, обусловленное особенностями протекания инжекционного тока, определяет характер последующего перераспределения объемного заряда. Наибольшее воздействие поток фотонов оказывает на прикатодную область, вызывая смещение заряда в глубь диэлектрика, с соответствующим увеличением его центра (рис. 2, 3, б), что, в свою очередь, приводит к увеличению E_k и в конечном итоге стационарного тока. В начальные же моменты времени после освещения, когда величина f превышает пороговый уровень освещенности $f_n = \Theta \sigma v / \sigma_{\text{opt}}$, происходят экспоненциальное уменьшение n_t в каждой точке образца с постоянной времени $\tau_2 = 1 / \sigma_{\text{opt}} f$ и соответствующее увеличение $n(x, t) \equiv n_t(x, 0) (1 - e^{-t/\tau_2}) + n(x, 0)$ и, следовательно, полного тока $I(t)$:

$$I(t) = e \mu n(x, t) E(x, t) + \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} = \frac{e \mu}{d} \int_0^d n(x, t) E(x, t) dx. \quad (10)$$

Дальнейший характер изменения $I(t)$ зависит от величины $\tau_{\text{зах}}$.

5. В случае слабого захвата, когда $\tau_{\text{зах}} > t_0$ или $2 \epsilon \epsilon_0 \sigma v / e \mu < E_0 / E_{\text{плд}}$, и при высокой интенсивности освещения ($A' \gg 1$), когда практически все связанные на ловушках электроны переводятся светом в зону проводимости, $I(t)$ достигает максимального значения, равного

$$I_t^{\text{max}} \approx e \mu \bar{n}_t(t_1) E_0 = e \mu E_0 \frac{3}{2} \frac{\epsilon \epsilon_0 E_0}{e d} = \frac{3}{2} \frac{V^2}{d^3} \mu \epsilon \epsilon_0 \quad (11)$$

— току, ограниченному объемным зарядом свободных электронов $I_{\text{тоозс}}$. Если, кроме того, $n_k \ll 2 \epsilon \epsilon_0 E_0 / e d$ (практическое выполнение противоположного условия для диэлектриков затруднительно и требует столь вы-

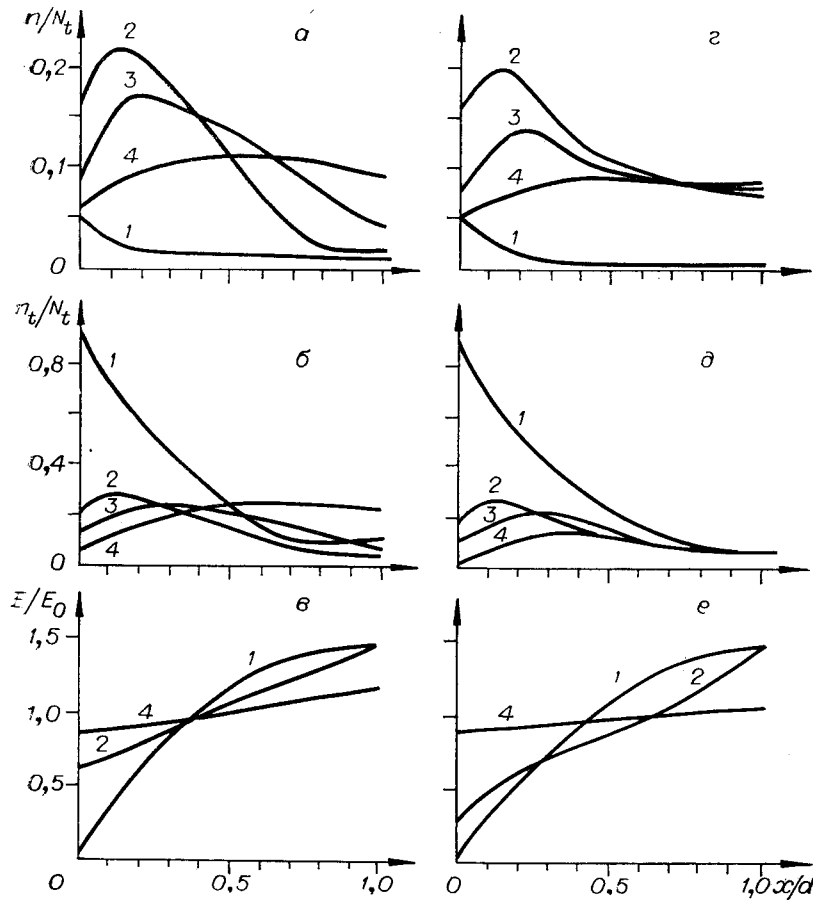


Рис. 2. Распределение концентраций n , n_t и поля E по толщине диэлектрика:

$a-v - \tau_{зах}/t_0 = 3,28 \cdot 10^{-2}$, $z-e - \tau_{зах}/t_0 = 3,28$. Кривые 1-4 — стационар до освещения при $(t-t_1)/t_0=0,2$; $(t-t_1)/t_0=0,5$; $(t-t_1)/t_0=1$ соответственно; $E_0 = 0,3 E_{пл}$.

сокого уровня освещенности, при которой уже происходит разогрев образца), то электроны, оказавшись в зоне проводимости, покидают диэлектрик практически без перезахватов, а поступление электронов с катода не может компенсировать эти потери, и поэтому происходит уменьшение $I(t)$ до значения $I_{ст}^C = e\mu n_K E_0$. Это значение тока $I_{ст}^C = I_{нас}$ при увеличении f , начиная с $f = f_{нас}$, не возрастает (см. рис. 1). Время разряда образца при этом $t_3 = t_0$, а $I(t)$ изменяется по закону

$$I(t) = \frac{3}{2} \frac{\mu \epsilon \epsilon_0 E_0^2}{d} - \frac{\mu^2 \epsilon \epsilon_0 E_0^3(t)}{d^2} = I_{тоозсэ} \left(1 - \frac{2}{3} \frac{t}{t_0} \right). \quad (12)$$

Реально максимальная величина тока не достигает значения $I_{тоозсэ}$ из-за ограниченной скорости генерации электронов с ловушек в зону проводимости. Эта величина и соответствующее время t_4 появления максимума тока легко находятся при совместном решении уравнения (12) и уравнения, описывающего увеличение числа свободных электронов в зоне проводимости. В частности, t_4 может быть найдено из следующего выражения:

$$\exp(t_4/\tau_2) \approx (3/2)(t_0/t_4). \quad (13)$$

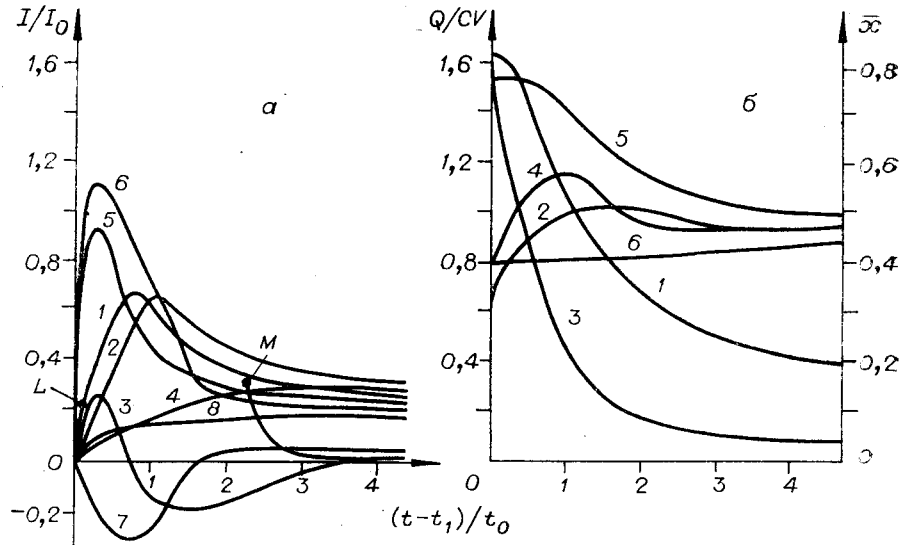


Рис. 3. Поведение тока I , заряда Q и его центроида \bar{x} во времени:
 a — кривые 1–3 — $\tau_{\text{зах}}/t_0 = 3,28 \cdot 10^{-2}$; 5–7 — $\tau_{\text{зах}}/t_0 = 3,28$ соответственно для $I(t)$, $I_{\text{пр}}(d, t)$, $I_{\text{см}}(d, t)$; 4 — $I_{\text{пр}}(0, t)$; 8 — $I(t)$, $\tau_{\text{зах}}/t_0 = 3,28$; б — 1, 2 — $\tau_{\text{зах}}/t_0 = 3,28 \cdot 10^{-2}$; 3, 4 — $\tau_{\text{зах}}/t_0 = 3,28$ для Q , \bar{x} соответственно; 5 — Q при $\tau_{\text{зах}}/t_0 = 3,28$; $A' = 20$, $E_0 = 0,3 E_{\text{пэл}}$.

Когда $A' \approx 0,5-5$, в образце остается значительная часть заряда, но $I^{\text{max}}(t)$ также пропорционален E_0^2 (признак инжекционного характера тока вне зависимости от величины σ), первоначальный спад $I(t) \approx -\alpha E_0^3$, и кривая $I(t)$ чувствительна в отличие от вышеописанного случая к увеличению f . Если $\tau_2 < t_0$, то наблюдаются две постоянные времени изменения $I(t)$. Одна из них — t_0 (время основного разряда образца, сопровождаемое увеличением \bar{x}), вторая, равная $\tau_{\text{зах}}/C$, характеризует установление новой, соответствующей данному уровню освещенности конфигурации заряда (при этом \bar{x} уменьшается по сравнению с предыдущим периодом времени, но превосходит \bar{x} исходного состояния). При $\tau_2 > t_0$ пик тока выражен слабо.

При незначительном уровне освещенности, когда величина A' увеличивается не более чем на 0,1, изменение Q , как и в случае неограниченного уровня инжекции, несущественно и кривая $I(t)$ отличается отсутствием пика (рис. 3, а, кривая 8 и рис. 3 б, кривая 5, для которых f в 100 раз меньше по сравнению с другими кривыми), а величина $I_{\text{ст}}^C$ достигает так же, как и в предшествующем случае, значения $I_{\text{тоозса}}CA'$.

6. Сильный захват $2\sigma v \epsilon_0 / e \mu > E_0 / E_{\text{пэл}}$. Поскольку после освещения образца стационарное состояние устанавливается только после достижения равновесного распределения заряда во всем объеме диэлектрика, то время $t_5 = \tau_{\text{ст}}^C$ этого установления определяется не микроскопическими эффектами в каждой точке образца (одного уравнения (2) недостаточно для описания этого процесса), а числом n актов захвата и освобождения электрона при его перемещении на расстояние d . Если \bar{l} — средняя длина пробега носителя заряда,

$$\bar{l} = \mu / d \sigma v \left(\int_0^d E(x, t) \frac{dx}{N_t - n_t(x)} \right) \approx l_0 (1 + BE_0), \quad l_0 = \mu E \tau_{\text{зах}},$$

то $n \approx d/\bar{l}$ и для $f > 10f_n$

$$\tau_{ст}^c \approx n(\tau_{зах} + \tau_2) = t_0(1 + \tau_2/\tau_{зах}) \approx t_0/A'C. \quad (14)$$

Практически экспоненциальное увеличение $I(t)(n(t))$ будет продолжаться до того момента времени t_0 , когда интенсивность захвата электронов, описываемая первым членом правой части уравнения (2), станет соизмеримой с интенсивностью опустошения ловушек под действием света $t_0 = \tau_{зах}$. В этот момент на кривой $I(t)$ будет наблюдаться характерный перегиб (см. рис. 3, точка L), и устанавливается квазистационарное равновесие между распределением электронов на ловушках и в зоне проводимости. Однако перемещение центроида свободных электронов в поле остающегося на ловушках заряда обуславливает появление пика полного тока, после которого $I(t)$ уменьшается из-за продолжающегося уменьшения общего числа свободных электронов так же, как и в предыдущем случае. Можно отметить, что при этом характер изменения $I(t)$ определяется поведением тока проводимости, вклад тока смещения незначителен (см. рис. 3, a , на кривых 2, 3 показано изменение $I_{пр}(d, t)$ и $I_{см}(d, t)$).

Отметим также, что можно осуществить переход от слабого захвата к сильному соответствующим уменьшением прикладываемого к образцу напряжения. Наиболее характерным моментом, отражающим этот факт, будет появление отсутствующего при больших E_0 участка резкого спада тока после выключения света.

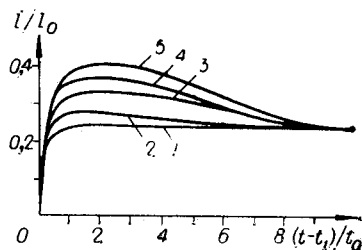
7. Поведение тока проводимости вблизи поверхности катода $I_{пр} = \epsilon \mu_k E_0$ отличается монотонным характером (см. рис. 2, $a - 4$) вне зависимости от f и σ . Таким образом, экспериментальное исследование полного тока на предмет наличия пика в первые после начала интенсивного освещения, приводящего к уменьшению заряда в образце, моменты времени может дать ответ на вопрос о выборе значения тока смещения вблизи катода $I_{см}(0, t)$: если $I(t) = I_{пр}(0, t)$, то $I_{см}(0, t) = 0$ [4].

8. После выключения освещения изменение $I(t)$ в случае сильного захвата определяется двумя процессами: уменьшением числа свободных электронов за счет захвата их на центры прилипания с постоянной времени $t_1 = \tau_{зах}$ и накоплением с последующим перераспределением заряда в диэлектрике с постоянной времени установления тока в темноте τ_T . Таким образом, наряду с резким уменьшением $I(t)$ имеет место и длинновременная составляющая спада тока (см. рис. 3, a , кривая 1 от точки M).

При слабом захвате формирование объемного заряда в диэлектрике после прекращения освещения происходит путем захвата электронов по всему объему образца в отличие от предыдущего случая, когда это формирование начинается со стороны инжектирующего контакта, и поэтому резкий скачок тока отсутствует, а уменьшение характеризуется постоянной времени $\tau_{зах}/C$.

9. Анализ изменения величины максимального фототока $I^{max}(t)$ в зависимости от времени t_0 , прошедшего после приложения к образцу напряжения, дает возможность определить характер проводимости. В случае примесной фотопроводимости (при наличии омического контакта), обусловленной присутствием донорных центров, величина $I^{max}(t)$ должна быть постоянной вне зависимости от t_0 . Формирование же запорного контакта в этом случае может быть обнаружено по уменьшению $I^{max}(t)$ (из-за уменьшения числа оптически активных центров) с увеличением t_0 ; этот момент более заметен, когда ширина обедненного слоя соизмерима с толщиной образца.

Рис. 4. Изменение полного тока во времени:
кривые 1 - 5 - $t_0/\tau_T = 0,05; 0,25; 0,5; 0,75,$
1 соответственно; $E_0 = 0,3E_{цзл}$.



Инжекция электронов с контакта и последующий их захват локальными центрами характеризуются ростом $I^{\max}(t)$ по мере увеличения t_s (см. рис. 4), а насыщение величины свидетельствует о достижении стационарного состояния процесса накопления заряда в диэлектрике.

10. Использование интенсивного светового потока как фактора внешнего воздействия представляет возможность определения основных параметров, характеризующих инжекционный ток в диэлектрике, исходя из совокупности характерных времен релаксации $\{t_i\}$ и экспериментально измеряемых величин f , f_n , $f_{\text{нас}}$ (величина E_i определяется из спектральной зависимости фототока). В частности, $\sigma_{\text{опт}} = 1/\tau_2 f$, $\sigma v = f_n \sigma_{\text{опт}} / \Theta = f_n / f \Theta \tau_2$. Факт уменьшения величины заряда в образце, начиная с некоторого значения $f_{\text{кр}}$ (при этом $A' \approx 1$), может быть применен для определения $n_k = \sigma_{\text{опт}} f_{\text{кр}} / \sigma v = f_{\text{кр}} \Theta / f_n$. Факт же достижения насыщения фототока дает возможность оценить $\mu = I^{\text{нас}} f_n / e E_0 \Theta f_{\text{кр}}$. В случае слабого захвата величина μ определяется с использованием t_0 : $\mu = t_0 E_0 / d$. Значение N_i получается исходя из значения $\tau_{\text{зах}}$: $N_i = 1 / \sigma v \tau_{\text{зах}} = f \tau_2 \Theta / f_n \tau_{\text{зах}}$. Дополнительно к этому могут быть использованы и значения $\tau_{\text{ст}}$ и $\tau_{\text{т}}$, в описание которых входят σ , N_i , $\sigma_{\text{опт}}$, t_0 . Применение приведенных выше оценок к соответствующим кривым $I(t)$, полученным путем численного решения системы уравнений (1)–(4), показывает, что точность определения указанных параметров лежит в пределах 10–100%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. М.: Мир, 1973, с. 143–146, 163.
2. Batra I. P., Seki H. Photocurrents Due to Pulse Illumination in the Presence of Trapping.— J. Appl. Phys., 1970, vol. 41, p. 3409.
3. Sonnonstine T. J., Pereman M. M. Transient Injection Currents in Insulators with Pre-Existing Trapped Space Charge.— Phys. Rev., 1975, vol. B12, N 10.
4. Baginski J. L., Kostsov E. G. Transient Single-Injection Currents in Dielectrics at Fast Trapping.— Phys. Stat. Sol. (a), 1981, vol. 63, N 9, p. 1.

Поступила в редакцию 11 марта 1981 г.

УДК 539.216.2 : 537.525.92

И. Л. БАГИНСКИЙ

(Новосибирск)

ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИЭЛЕКТРИКОВ С ЛОВУШКАМИ ПРИ НЕОДНОРОДНОМ ОСВЕЩЕНИИ

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) диэлектриков с неоднородным пространственным распределением центров захвата носителей тока анализировались в [1–7]. Было показано, что форма ВАХ существенно зависит от асимметрии распределения ловушек по толщине. В частности, определялась асимметрия ВАХ и участка резкого роста тока (УРРТ), связанного с предельным заполнением ловушек (ПЗЛ) в зависимости от полярности прикладываемого напряжения в условиях преимущественного расположения ловушек у одного из электродов.

Однако ВАХ диэлектриков с неоднородным, но пространственно-симметричным (ПС) распределением ловушек практически совпадают с ВАХ для случая однородного распределения центров захвата [1]. (Под