

5. A. D. Pearson and B. G. Bagley. The mechanism of hologram formation in arsenic-sulfur glass.—“J. Non-Cryst. Solids”, 1972, vol. 8—10, p. 899.
6. В. В. Корсаков, В. И. Наливайко, В. Г. Ремесник, В. Г. Цукерман. Реверсивная запись оптической информации лазерным и электронным лучами в халькогенидных стеклообразных полупроводниках.—«Автоматрия», 1974, № 6, с. 24—31.
7. J. P. De Neufville, S. C. Moss, S. R. Ovshinsky. Photostructural transformation in amorphous As_2Se_3 and As_2S_3 films.—“J. Non-Cryst. Solids”, 1973/74, vol. 13, № 2, p. 191—223.
8. S. Tsuchihashi and Y. Kawamoto. Properties and structure of glasses in the system As—S.—“J. Non-Cryst. Solids”, 1971, vol. 5, № 5, p. 286—305.
9. M. Kastner. Bonding bands, lone pair bands and impurity state in chalcogenide semiconductors.—“Phys. Rev. Lett.”, 1972, vol. 28, № 6, p. 355—357.
10. M. Kastner. Compositional trends in the optical properties of amorphous lone-pair semiconductors.—“Phys. Rev. B”, 1973, vol. 7, № 12, p. 5237—5252.

Поступила в редакцию 2 февраля 1976 г.

УДК 539.216.2 : 537.525.92

Э. Г. КОЦОВ

(Новосибирск)

ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СЛОЯХ

(Область сильных полей)

1. Диэлектрический слой — один из основных компонентов элементов современной микроэлектроники. В элементах оптической оперативной памяти и оптических логических элементах также предполагается наличие достаточно тонкого диэлектрического слоя ($10^{-7} \text{ м} < d < 10^{-5} \text{ м}$), находящегося в нестационарном электрическом поле и выполняющего функции модулятора света, накопителя и преобразователя энергии [1]. В этой связи исследования переходных электрофизических процессов в указанных слоях представляют практический интерес, кроме того, они несут значительно больше информации по сравнению со стационарными методами исследований относительно эффектов, имеющих место в твердом теле. Количество работ, посвященных изучению нестационарных явлений в слоях изолятора, относительно невелико. Наиболее общий подход к изучению вопроса описан в работе [2], в которой рассматривается система уравнений, состоящая из уравнений непрерывности, Пуассона и уравнения, описывающего кинетику захвата электронов на моноэлектрические уровни прилипания, а также выражения для полного тока через токи проводимости и смещения. Отмечая исключительную сложность поставленной задачи, авторы [2] прибегают к ряду упрощающих предположений: а) предполагается наличие виртуального катода, удаленного от электродов на расстояние порядка дебаевской длины экранирования; б) пренебрегается вкладом диффузии в ток проводимости; в) заполнение ловушек незначительно; г) рассматриваются два предельных случая — «быстрого» захвата электронов и без захвата.

Предположения а — г характерны и для большинства работ, посвященных исследованию стационарных процессов в диэлектрике. Последние два допущения, однако, существенно ограничивают круг физических явлений, подлежащих изучению. Можно отметить также, что п. а является искусственным математическим приемом, а возможное расположение виртуального катода в глубине диэлектрика часто превышает толщину исследуемого слоя. Граничные условия, при которых значения приконтактных концентраций электронов определяются из разности тока термоэмиссии из металла в диэлектрик и тока тепловых электронов в противоположном направлении [3], более соответствуют реальной фи-

зической ситуации. Кроме того, практически во всех случаях имеет место понижение электрическим полем потенциального барьера на контакте исток — диэлектрик (эффект Шоттки), что приводит к увеличению концентрации электронов на границе [4]. Эффект Шоттки предполагает рассмотрение поля сил зеркального отображения, однако воздействие этого поля учитывается только при определении точки минимума потенциальной энергии вблизи границы и не принимается во внимание действие указанного поля внутри диэлектрика, несмотря на то что указанное поле является достаточно далекодействующим, проникая на глубину в несколько длин свободного пробега носителей тока. Зигзагообразность пути электрона, как справедливо отмечает С. И. Пекар [3], впервые рассмотревший влияние сил зеркального отображения на электроны проводимости, приводит к тому, что, проходя область действия этих сил, носитель тока совершает сотни актов рассеяния. Этот момент дает основание рассматривать указанную силу как «объемную» и учитывать ее в соответствующих уравнениях.

Пренебрежение диффузионной составляющей тока при исследовании тонких слоев неоправданно, так как размеры приконтактных областей, где существенно влияние диффузии, соизмеримы с толщиной слоя.

Экспоненциальная зависимость от температуры степени заполнения электронами локальных уровней, а также концентрации электронов на границе свидетельствует об исключительной важности температуры как параметра при изучении особенностей протекания электрофизических процессов в диэлектрике. В нестационарных условиях, когда температура изменяется даже незначительно, влияние этого фактора еще более существенно и можно утверждать, что трудно получить полную информацию о физических процессах в диэлектрическом слое без одновременного рассмотрения теплофизических эффектов.

Аналогичные соображения можно высказать относительно необходимости одновременного рассмотрения наряду с другими эффектами эффекта изменения энергетического спектра локальных уровней в электрическом поле E . Обычно предполагается, что подобные изменения, в частности эффект Пуля — Френкеля, доминирующие и определяют характер прохождения тока в слое изолятора [5].

В настоящей работе описаны некоторые особенности переходных процессов, рассмотренные с учетом вышесделанных замечаний, а также свойственного диэлектрическим слоям локального характера прохождения тока [6].

2. Соответствующая система дифференциальных уравнений выглядит следующим образом:

$$\left. \frac{\partial n}{\partial t} = \mu \frac{\partial}{\partial x} \left(nE + \frac{kT}{e} \frac{\partial n}{\partial x} \right) + \sigma \vartheta \left[N_c n_t \exp \left(\frac{-E_t + \alpha \sqrt{E}}{kT} \right) - n (\beta N_t - n_t) \right]; \right\} (1)$$

$$\left. \frac{\partial n_t}{\partial t} = \sigma \vartheta \left[n (\beta N_t - n_t) - N_c n_t \exp \left(\frac{\alpha \sqrt{E} - E_t}{kT} \right) \right]; \right\} (2)$$

$$\left. \frac{\partial E}{\partial x} = - \frac{e}{\epsilon \epsilon_0} \left[n_t + n - N_t + \frac{1}{8\pi} \left(\frac{1}{x^3} + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2m^3 d^3 + 6x^2 m d}{[(md)^2 - x^2]^3} \right) \right]; \right\} (3)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{2H(T - T_0)}{\rho c r} + \frac{\mu e \left(nE + \frac{kT}{e} \frac{\partial n}{\partial x} \right)^2}{\rho c n}, \right\} (4)$$

где n — концентрация электронов в зоне проводимости, n_t — на центрах захвата, t — время, x — координата, μ — подвижность электронов, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, ϵ , ϵ_0 — диэлектрические проницаемости материала и вакуума, e — абсолютный заряд электрона, ϑ — тепловая скорость электрона, σ — сечение его захвата

локальными центрами, βN_t — концентрация последних, β — постоянная, характеризующая отношение концентраций нейтральных центров захвата и донорных, κ — температуропроводность, ρ и c — плотность и теплоемкость диэлектрика, r — радиус канала повышенной проводимости, H — коэффициент теплоотдачи, d — толщина слоя, N_c — эффективная плотность квантовых состояний в зоне проводимости,

$$T(x, 0) = T_0 = 300 \text{ K}; T(0, t) = T_0; \quad \frac{\partial T(d, t)}{\partial x} + \frac{H_1(T - T_0)}{(a_0 + a_1 t)^{1/2}} = 0$$

(H_1 — коэффициент поверхностной теплоотдачи; a_0, a_1 — постоянные);

$$E = -E_0(1 - e^{-\xi t}) + \frac{e}{\varepsilon \varepsilon_0} \left[\int_0^x \rho dx - C + \frac{1}{16\pi} \left(\frac{1}{x^2} - 2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2xmd}{[(md)^2 - x^2]^3} \right) \right];$$

($\rho = -n_t - n + N_t$; ξ — постоянная, $E_0 = V/d$; C — постоянная интегрирования, зависящая в общем случае от прикладываемой к системе разности потенциалов V , величины тока и параметров внешней цепи);

$$n(x, 0) = \frac{1}{2} \left[4N_t N_c \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right) + N_t^2 (\beta - 1)^2 \right]^{1/2} - \frac{1}{2} N_t (\beta - 1);$$

$$n(0, t) = N_c \exp\left(\frac{\frac{1}{2} \alpha \sqrt{E} - \varphi}{kT}\right);$$

$\alpha = (e^3/\pi \varepsilon \varepsilon_0)^{1/2}$; $n(d, t) = N_c \exp\left(-\frac{\varphi}{kT}\right)$ или $\frac{\partial n(d, t)}{\partial x} = 0$; φ — высота потенциального барьера на границе металл — диэлектрик;

$$n_t(x, 0) = N_t(x) - n(x, 0).$$

Система уравнений (1) — (4) не поддается аналитическому решению, поэтому использовался численный метод анализа (на ЭВМ БЭСМ-6).

Из особенностей процесса решения можно отметить применение переменного шага при разбиении на отрезки межэлектродного расстояния, причем вблизи границ этот шаг составлял 0,1 нм ввиду больших градиентов в этой области концентраций частиц и величины электрического поля. Шаг по времени выбирался на несколько порядков меньше времен релаксации наиболее «быстрых» из рассматриваемых физических процессов.

Использовалась система «ключей» — коэффициентов $\{k_i\}$, принимающих значение 0 или 1 в зависимости от необходимости изучения влияния конкретного эффекта. Можно отметить также следующую особенность, свойственную именно нестационарным задачам. При включении внешнего воздействия — импульса напряжения — происходит одновременно два процесса: реакция системы на воздействие и установление соответствия граничных и начальных условий, поскольку практически невозможно определить это соответствие априорно. Для исключения указанного момента проводилось предварительное, до включения импульса напряжения, приведение системы в состояние, близкое к стационарному.

С учетом вышесказанного рассмотрим некоторые особенности переходных процессов в относительно сильном электрическом поле ($5 \cdot 10^7 \text{ В/м} \leq E \leq 4 \cdot 10^8 \text{ В/м}$), оставив для наглядности размерную форму представления параметров.

3. Первоначально опишем поведение тока в бездефектном диэлектрике, выбрав при этом длительность фронта нарастания импульса

напряжения значительно меньше времени пролета электронного облака от катода к аноду. Последнее оценивается величиной $t_0 = d/\mu E_0$, поэтому для значений $d = 10^{-6}$ м, $\mu = 10^{-6}$ м²/В·с параметр ξ был равен $5 \cdot 10^{+10}$ с⁻¹, величина $\phi = 0,35$ эВ. Рассмотрим поведение тока в первые моменты времени вслед за установлением напряжения и проведем сравнение полученных результатов с выводами работ [2, 7], относящихся к бездефектному изолятору. На рис. 1 представлены кривые, характеризующие изменение тока проводимости $I_{пр}$ (сплошные линии), тока смещения $I_{см}$ (пунктирные) и полного тока $I(t)$ (штрихпунктирные) при различных значениях напряженности электрического поля, равно- го для кривых 1—3, $5 \cdot 10^7$, 10^8 , $2 \cdot 10^8$ В/м соответственно. Значения каждого из токов нормированы относительно стационарного значения тока проводимости $I_{пр}^{ст}$. Анализ указанных кривых, а также особенностей распределения во времени концентрации свободных электронов и величины поля в диэлектрике дает возможность отметить следующее:

а) В момент времени $t=0$ ток $I(t)$ немного меньше половины $I_{пр}^{ст}$ — $I(t) = 0,49 I_{пр}^{ст}$, что соответствует результатам работ [2, 7]. Указанное значение тока (по существу, тока смещения) остается постоянным вплоть до прихода переднего фронта облака электронов к аноду. В этот момент величина $I_{пр}$ уже не равна нулю. Отличие от работ [2, 7], где установлено монотонное возрастание тока в этом интервале времени, обусловлено тем, что в данном случае ограничение тока объемным зарядом не происходит и, следовательно, электрическое поле практически однородно по всей толщине слоя. В режиме же тока, ограниченного пространственным зарядом (ТОПЗ), поле у переднего фронта движущегося заряда непрерывно возрастает, что приводит к увеличению скорости электронов и, следовательно, скорости изменения заряда в образце, т. е. тока смещения, при этом предполагается практически неограниченный резервуар электронов на катоде.

б) Согласно [2, 7], наиболее характерная особенность переходного тока — наличие излома кривой в момент t_1 прихода электронов в область анода; ток в этой точке превышает стационарное значение на 21%. В рассматриваемом случае также наблюдается максимум тока, однако отсутствует разрыв производной по времени, поскольку учитывается диффузия электронов, при этом превышение величины тока над стационарным значением различно и зависит от E . Это обусловлено не тем фактом, что общий инжектированный заряд в вышеуказанный момент превышает свое равновесное значение, как в случае ТОПЗ, а тем, что в этот момент на скорость накопления заряда начинает сказываться наличие второй границы диэлектрика. Заряд продолжает возрастать и

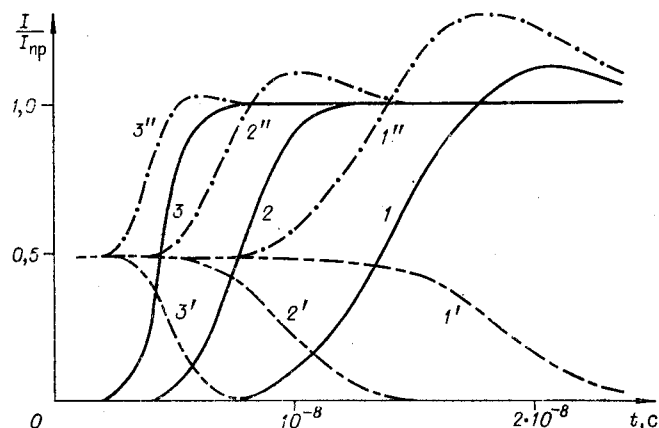


Рис. 1.

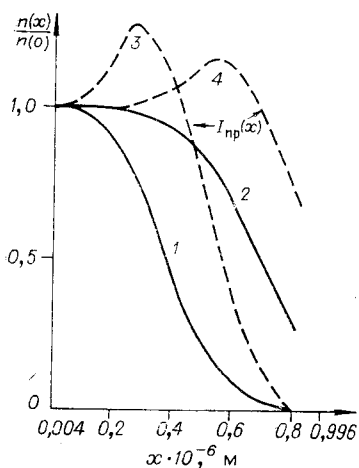


Рис. 2.

далее, но с меньшей скоростью, при этом ее изменение несколько отстает от возрастания $I_{пр}$.

в) Характерным моментом при меньших значениях E является и наличие максимума $I_{пр}$, что вызвано вкладом диффузионной составляющей тока. Рис. 2 иллюстрирует этот момент [кривые 1, 2 описывают распределение концентрации электронов, 3, 4— $I_{пр}(x)$]. Всплеску тока соответствует приход к аноду перемещающегося в диэлектрике максимума тока проводимости $I_{пр}(x)$. Этот эффект сильнее выражен в более тонких слоях, когда градиент концентрации электронов в момент t_1 их прихода к аноду более высок. Значение t_1 меньше, чем t_0 , поскольку направление диффузионной составляющей тока совпадает с дрейфовой.

Длительность времени установления стационарного значения $I_{пр}$ с момента t_1 равна приблизительно t_0 : в этот период диффузия менее существенна.

4. Изучение вольт-амперной характеристики показывает, что имеет место эффект резкого возрастания тока по достижении некоторого значения $E_{кр}$ (рис. 3). Кривая 1 построена в момент времени $(4,5 \cdot 10^{-8} \text{ с})$, когда $I_{пр}$ практически достигает стационарного значения. Объяснение эффекта можно найти из рассмотрения распределения концентрации электронов в области катода, где на электрон действуют внешнее поле и поле сил зеркального отображения, противоположно направленные, а также «диффузионная компонента». Поскольку непосредственно вблизи электрода поле сил зеркального отображения значительно превосходит величину внешнего поля, то только диффузия обуславливает переход электронов в диэлектрик. Эффект может быть описан с использованием уравнения (4) и первых двух членов правой части уравнения (1). Суть его заключается в том, что первоначально, когда концентрация электронов $n(x_1)$ в точке минимума потенциальной энергии x_1 (на границе) невысока, только незначительное количество их поступает в диэлектрик. Однако, начиная с некоторого $E_{кр}$, когда градиент концентрации $n(x)$ становится настолько высоким, что силы зеркального отображения могут задержать у катода только часть электронов, происходит возрастание тока. При этом возрастает температура в точке x_1 , следовательно, и ток диффузии, вызывающий, в свою очередь, возрастание T . Таким образом, после достижения значения $E_{кр}$ и соответствующего ему $T_{кр}$ происходит своеобразный тепловой пробой в локальном объеме образца вблизи по-

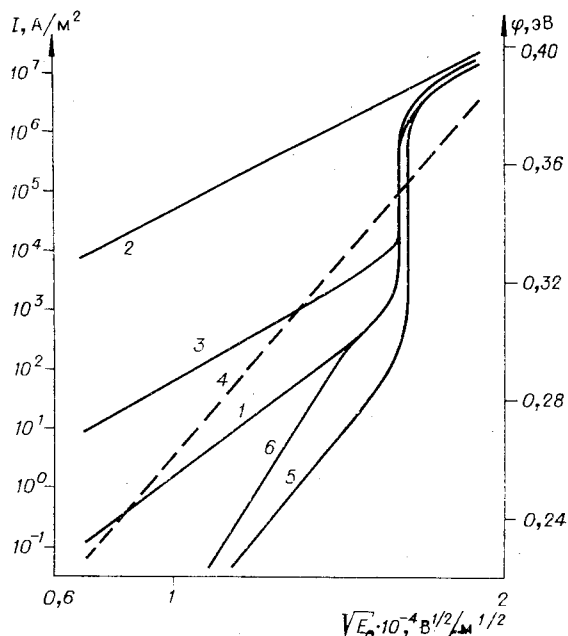


Рис. 3.

верхности катода, дальнейшее развитие которого прекращается, в смысле увеличения тока, поскольку концентрация электронов ограничена величиной $n(x_1)$. По мере удаления от катода температура убывает в соответствии с уменьшением $n(x)$. Кривыми 2, 3 описывается поведение тока $I = e\mu n E_0$, для первой из них n равно концентрации электронов в точке x_1 , для второй — в точке, находящейся на расстоянии от нее в 0,3 нм. Таким образом, изменение концентрации электронов вблизи электрода — основная причина возрастания тока. Экспоненциальная зависимость значения $n(x_1)$ от E , высокий градиент поля сил зеркального отображения обуславливают резкий рост тока. Время переключения в состояние с более высоким значением $I_{пр}$, когда $E > E_{кр}$, зависит от величины E . Рис. 4 характеризует такую зависимость (сплошными кривыми 1—3 описывается поведение $I_{пр}$, пунктирными — $I_{см}$ соответственно для напряженностей полей 3,1; 3,06; 3,045·10⁸ В/м). Максимуму тока смещения, т. е. максимуму скорости изменения заряда в диэлектрике, соответствует наибольшая скорость процесса переключения.

Основные параметры, определяющие величину $E_{кр}$, — φ и ϵ . На рис. 3, 4 показана в первом приближении зависимость $E_{кр}$ от φ , из которой следует, что наблюдение участка резкого возрастания тока в толстых слоях диэлектрика, когда E пробоя относительно невелико, возможно только при малых значениях φ . Однако наличие на поверхности электрода микровыступов, вблизи вершин которых происходит высокая концентрация поля [6], значительно облегчает наблюдение описанного эффекта. Этому же способствует ухудшение теплоотвода от поверхности катода. Можно отметить также, что эффект может приводить к пробоям диэлектрика, поскольку время нарастания тока невелико 10^{-10} — 10^{-8} с, а изменение амплитуды достигает 1—4 порядка.

В литературе широко известен экспериментальный факт резкого нарастания тока в диэлектрических кристаллах. Он трактуется как следствие предельного заполнения ловушек при некотором $V_{пзл}$, однако концентрация последних, определяемая исходя из величины $V_{пзл}$, практически всегда отличается на несколько порядков от экспериментальных данных, полученных другими, более достоверными способами (см., например, [7]). Кроме того, трудно предположить наличие энергетического спектра ловушек, который соответствовал бы столь крутому росту тока.

Оценки показывают, что указанные экспериментальные факты могут быть истолкованы и в рамках рассматриваемой модели. Отметим, однако, что эта модель имеет только качественный характер. Дальнейшее ее развитие должно быть связано с детальным квантовомеханическим рассмотрением сил зеркального отображения вблизи металла с учетом проникновения поля вглубь последнего, а также с изучением специфики диффузионного процесса в малой окрестности электрода.

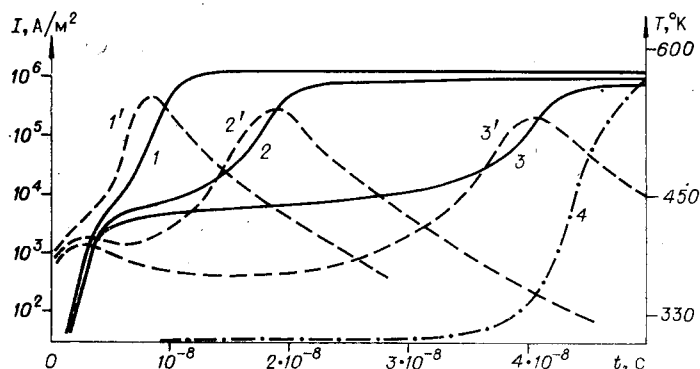


Рис. 4.

5. В работе [8] получено соотношение между параметрами φ , ϵ , d и T , при которых возможен ток термоэлектронной эмиссии из металла в диэлектрик, ограниченный объемным зарядом. Одновременное рассмотрение рассеиваемой в диэлектрике мощности накладывает дополнительные ограничения на область проявления ТОПЗ. На рис. 4 пунктирной кривой показано изменение температуры во времени в точке, отстоящей от катода на расстоянии 100 нм, соответствующее изменению тока, описываемого кривой 1. Как видно, заметное увеличение T происходит начиная с плотности тока 10^4 А/м², т. е. при мощности рассеяния $\sim 10^6$ Вт/м². Для стационарного случая эта оценка должна быть на 1,5—2 порядка меньше, поскольку коэффициенты теплоотдачи H и H_1 , имеющие значения в данном случае 10^6 и $8,25 \cdot 10^5$ Вт/м²·град. при $r=10^{-8}$ м, в статике будут значительно меньше. Кроме того, постоянство температуры поверхности катода, используемое при решении рассматриваемой задачи, в стационарных условиях труднодостижимо, что приводит к дальнейшему возрастанию тока термоэмиссии. В режиме ТОПЗ заряд свободных электронов соизмерим с величиной $\epsilon\epsilon_0 E_A$ (E_A — напряженность поля у анода) [7].

При выбранных выше условиях отношение накопленного в диэлектрике заряда к указанной величине для $E=3,045$ и $3,95 \cdot 10^8$ В/м составляет $3,35 \cdot 10^{-2}$ и $6,05 \cdot 10^{-2}$ в момент времени $4,5 \cdot 10^{-8}$ с. Иными словами, до области ТОПЗ еще далеко, а температура уже высока: для последнего случая она составляет 1400 К. Возможность наблюдения ТОПЗ при заданной плотности тока возрастает с увеличением толщины диэлектрика, а также с уменьшением φ , поскольку уменьшается величина E_0 и растет роль объемного заряда. На рис. 5 представлена кривая, полученная грубыми аппроксимациями, которая в первом приближении характеризует область возможного наблюдения режима ТОПЗ в моменты времени $5 \cdot 10^{-8}$ с и менее (она лежит ниже кривой) при вариации параметров φ и d . В стационарных условиях эта область уменьшается. Из сказанного следует, что наблюдение ТОПЗ в тонких слоях бездефектных диэлектриков из-за ограничений, накладываемых рассеиваемой мощностью, практически невозможно.

6. Влияние центров захвата электронов на переходный процесс в диэлектрическом слое рассмотрим, выбрав $\beta N_i=10^{24}$ м⁻³, $E_i=0,5$ эВ. На рис. 3—5 показана вольт-амперная характеристика, построенная также в момент времени $4,5 \cdot 10^{-8}$ с. Меньшая величина тока по сравнению с током в бездефектном диэлектрике обусловлена захватом электронов ловушками, что приводит к уменьшению величины n и, следовательно, тока.

Влияние же объемного заряда, сосредоточенного на неподвижных центрах, в указанный момент времени еще незначительно.

Вслед за достижением величины напряженности поля $E_{кр}$ также наблюдается резкий рост тока — следствие вышеописанного эффекта, но изменение $I_{кр}$ более значительно, так как происходит одновременное заполнение ловушек, приближающееся к предельному. Некоторое возрастание $E_{кр}$ — следствие

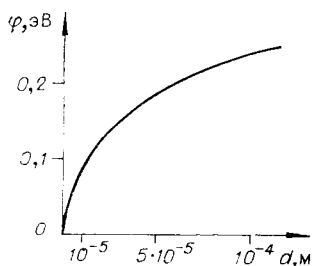


Рис. 5.

значительного уменьшения эффективности дрейфовой подвижности, вызванное захватом электронов, и фронт носителей тока при меньших E не успевает за время $4,5 \times 10^{-8}$ с подойти к аноду.

Наличие нейтральных центров, способных захватывать электроны, оказывает существенное влияние на характер переходного тока (рис. 6), где кривые 1, 1' описывают поведение $I_{кр}$ и $I_{см}$ при $\beta N_i=10^{24}$ м⁻³, 2, 2' — при $\beta N_i=10^{23}$ м⁻³, $E_0=3 \cdot 10^8$ В/м. Характерными особенностями являются уменьшение тока во

времени вследствие возникновения объемного заряда на неподвижных центрах, а также определяющая роль тока смещения при больших βN_t в течение достаточно длительного времени, возрастающего пропорционально d . В связи с этим возникает экспериментальная задача определения в нестационарных условиях $I_{пр}$ при установлении механизма прохождения тока. Решение ее может быть получено только путем экспериментального изучения кинетики накопления заряда в диэлектрике, а также особенностей распределения поля внутри диэлектрика. На рис. 7

представлены кривые, описывающие такое распределение, наряду с распределением n , n_t , $I_{пр}(x)$, для моментов времени (кривые 1—7) $2,4 \cdot 10^{-9}$, $2,75 \cdot 10^{-7}$, $6 \cdot 10^{-6}$, $3,85 \cdot 10^{-5}$, $1,75 \cdot 10^{-4}$, $5 \cdot 10^{-4}$, $5 \cdot 10^{-3}$ с, $E = 3 \cdot 10^8$ В/м. Как видно, уменьшение поля

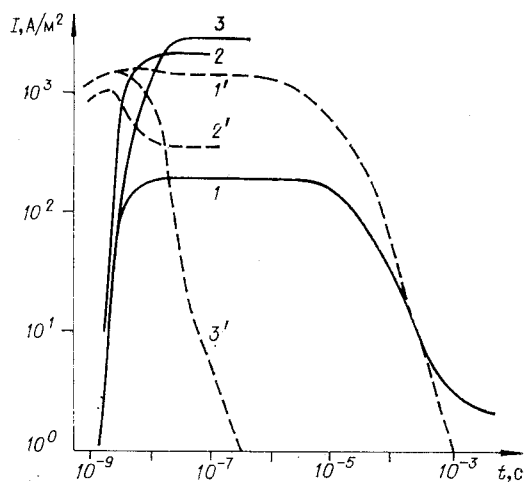


Рис. 6.

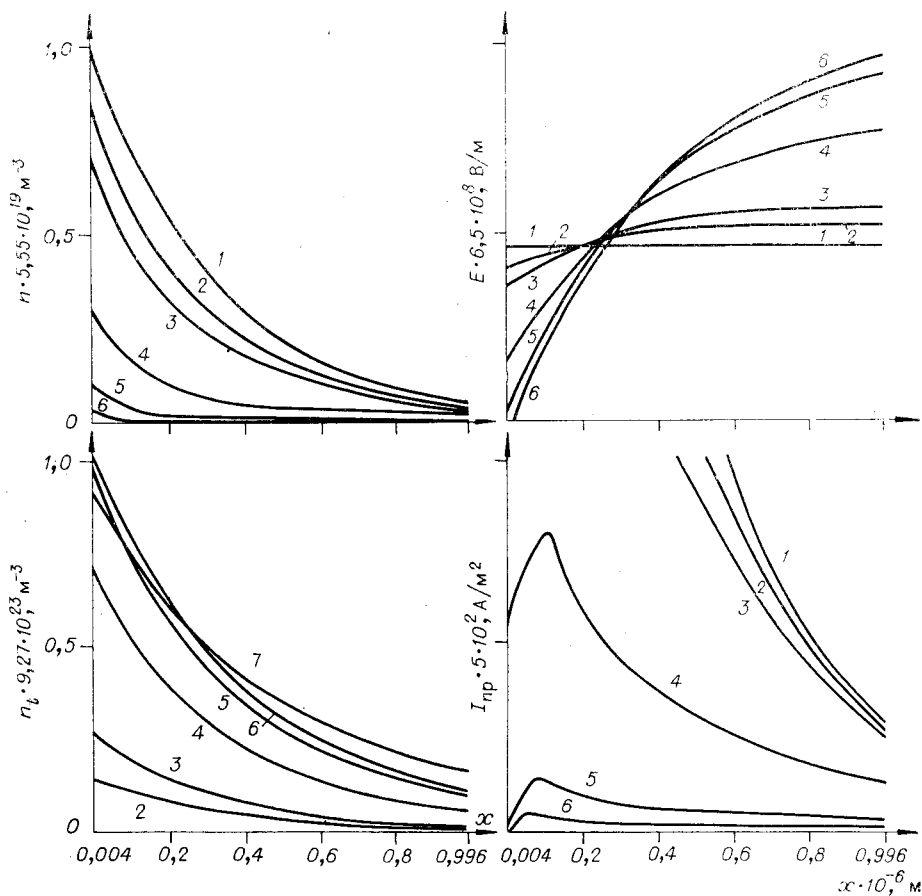


Рис. 7.

у катода вследствие образования объемного заряда значительно; оно и приводит к спаду тока во времени. Можно отметить факт смены знака суммарного поля у катода, а следовательно, и тока в этой области в течение некоторого промежутка времени.

Причиной является неравновесность образовавшегося к данному моменту времени внутреннего заряда, который «выталкивает» часть электронов к катоду, частично опустошая ловушки в прикатодной области (см. кривую 7). Указанный механизм может привести к колебанию величины тока.

Неоднородное по толщине слоя распределение захваченных на ловушки электронов приводит к возможности возникновения разности потенциалов $\Delta V(t)$ между противоположными поверхностями диэлектрического слоя вслед за выключением внешнего напряжения. Изменение во времени указанной разности потенциалов определяется величиной E_t и сопротивлением нагрузки.

Качественное воздействие поля на энергетические уровни ловушек заключается в ускорении переходного процесса (см. рис. 6, кривая 3), а также увеличении крутизны вольт-амперной характеристики (см. рис. 3, кривая 6). Тангенс угла наклона в координатах $\lg I, (E_0)^{1/2}$, традиционно используемый для установления проявления эффекта Пуля — Френкеля, как видно, может принимать произвольное значение в зависимости от величин параметров N_t, E_t, φ .

Автор выражает благодарность Г. И. Гладышевой и О. А. Махоткину за помощь в проведении численного эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. G. Kostsov, V. K. Malinovski, Yu. E. Nesterichin and A. N. Potapov. Some peculiarities of physical realization of operation optical memory.—Opt. Inform. Proc. N. Y., Plenum Publishing Corporation, 1976, p. 195—202.
2. O. Many, G. Rakavy. Theory of transient space-charge-limited "currens" in solids in the presence of trapping.—"Phys. Rev.", 1962, vol. 126, p. 1980.
3. С. И. Пекар. Электропроводность тонких пластинок полупроводника и эффект Пуля.—«ЖЭТФ», 1941, т. 11, с. 708.
4. Э. И. Адирович. Эмиссия Шоттки и токи в диэлектриках.—«ДАН. Сер. физика», 1967, т. 173, № 5, с. 1032.
5. C. A. Mead. Mechanism of electron transport in thin dielectric films.—"Phys. Rev.", 1962, vol. 122, № 5, p. 2088.
6. А. Е. Гершинский, Э. Г. Косцов. О механизме прохождения тока в тонкопленочных структурах металл-диэлектрик-металл.—«ФТТ», 1967, т. 9, с. 1695.
7. М. Ламперт, П. Марк. Инжекционные токи в твердых телах. М., «Мир», 1973.
8. Э. И. Адирович. Электрические поля и токи в диэлектриках.—«ФТТ», 1960, т. 11, с. 1410.

Поступила в редакцию 27 февраля 1976 г.