

©1995 г.

ТРАНСФОРМАЦИЯ СПЕКТРА ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННОГО ТОКА В $n^+ - \pi - p$ -ПЕРЕХОДЕ ПРИ УЧЕТЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В НЕЙТРАЛЬНОМ СЛОЕ π -ОБЛАСТИ

Н.А. Урманов

Физико-технический институт им. С.В. Стародубцева
Академии наук Узбекистана,
700084, Ташкент, Узбекистан
(Получена 23 января 1995 г. Принята к печати 27 февраля 1995 г.)

Теоретически рассмотрен термостимулированный ток в $n^+ - \pi - p$ -переходе с учетом электрического поля в нейтральном слое π -области. Этот слой возникает на той стадии релаксации, связанной с термическим опустошением глубокого уровня, когда граница области пространственного заряда перемещается в процессе релаксации внутри π -области. В слое имеется электрическое поле, обусловленное протеканием тока релаксации. Задача о термостимулированном токе сведена к дифференциальному уравнению. Выполнены расчеты спектров термостимулированного тока поля и падения напряжения на указанном слое при наличии одного типа глубоких центров. В случае слабого равновесного заполнения глубокого уровня при учете поля имеют место существенные изменения спектра и, в частности, появление двух пиков вместо одного. При изменении приложенного напряжения пики смещаются в противоположном направлении. Получено соотношение между положением низкотемпературного пика и параметрами модели. Высокотемпературный пик может быть сильно смещен к высоким температурам по отношению к наибольшей температуре максимума термостимулированного тока в $p - n$ -переходе.

В работах [1-3] мы рассматривали релаксацию тока и емкости в $n - \pi - p$ -структуре. Стимулом для этого рассмотрения послужило аномальное поведение релаксации, обнаруженное в $p - n$ -структурах на основе GaAs. Аномалии имеют место при наличии одного сорта состояний глубоких центров. Среди аномалий — спектры термостимулированного тока (ТСТ) с двумя пиками [2], немонотонные зависимости от времени емкости $C(t)$ [1] и тока $I(t)$ [3], которым соответствуют сложные спектры, полученные по методу DLTS (deep level transient spectroscopy) [4] в его емкостном и токовом вариантах.

Ключевое значение для появления аномалий по механизму, предложенному в работах [1-3], имеет движение границы области пространственного заряда (ОПЗ) $p - n$ -перехода в процессе термической ионизации глубокого уровня (ГУ): граница x_p , расположенная на первой

стадии релаксации в p -области, перемещается на второй стадии внутри π -области [1]. Моменту времени, когда $x_p = L$ (L — толщина π -области), соответствует какая-либо особенность. Это может быть максимум пика ТСТ, излом или максимум кривых изотермической релаксации емкости и термостимулированной емкости (ТСЕ). Совпадение по температуре максимумов ТСТ и ТСЕ является характерным признаком указанного механизма и имеет важное диагностическое значение при интерпретации экспериментальных данных. На второй стадии релаксации образуется нейтральный π -слой, в котором имеется электрическое поле E_π , связанное с протекающим током релаксации. В работе [1] были выведены критерии для параметров материала и структуры перехода, при удовлетворении которых этим полем можно пренебречь. Расчеты тока в работах [2,3], были выполнены в приближении $E_\pi = 0$.

В настоящей работе мы рассмотрим релаксацию тока с учетом E_π и представим результаты расчетов спектров ТСТ в модельной $n^+-\pi-p$ -структуре. Чтобы проследить влияние E_π в чистом виде, выбрана простая модель, которая описывается небольшим числом параметров. Считается, что в π - и p -областях присутствуют глубокие акцепторные центры, которые характеризуются скоростью термической эмиссии дырок $e_p = e_0 \exp(-E_t/kT)$. В материале π -области глубокий уровень частично заполнен дырками, электропроводность этого материала зависит от температуры как $\sigma = \sigma_0 \exp(-E_\sigma/kT)$.

Примем условия, что левая граница ОПЗ располагается в n -области при $x = -x_n$, правая — при $x = x_p$, а границы π -области — при $x = 0$ и $x = L$. Ток релаксации дается формулой $I = qN_d(-x_n)dx_n/dt$ [5]. В работах [2,3] ток вычисляется по этой формуле на основе значений x_n и x_p , найденных из решения численными методами системы уравнений [1]

$$\int_{-x_n}^{x_p} x\rho(x,t)dx = -\varepsilon\varepsilon_0V, \quad (1)$$

$$\int_{-x_n}^{x_p} \rho(x,t)dx = 0. \quad (2)$$

Здесь $\varepsilon\varepsilon_0$ — диэлектрическая постоянная, ρ — объемный заряд, $V = V_R + V_c$, V_R — обратное смещение, V_c — контактная разность потенциалов. Формула (1) — решение уравнения Пуассона при граничных условиях для поля $E(-x_n) = E(x_p) = 0$. Уравнение (2) вытекает при этих же условиях из теоремы Остроградского–Гаусса.

При $E_\pi \neq 0$ в p -области сохраняется небольшая ОПЗ, так как E_π индуцирует в ней заряд $-\varepsilon\varepsilon_0 E_\pi$. Пусть наружная граница этой ОПЗ лежит при $x = L + \delta x_p$, а обозначение x_p сохраним за границей ОПЗ в π -области. Вычленим из интеграла в (1) интеграл $\int_L^{L+\delta x_p} x\rho(x,t)dx$, сделаем в нем замену переменной $y = x - L$. В результате получаем его величину $-\varepsilon\varepsilon_0(\delta V_p + E_\pi L)$, где $\delta V_p = -(1/\varepsilon\varepsilon_0) \int_0^{\delta x_p} y\rho dy$ — набег потенциала в p -области, $-\varepsilon\varepsilon_0 E_\pi = \int_0^{\delta x_p} \rho dy$ (по теореме Остроградского–Гаусса). Это же нужно проделать с интегралом (2). Для второй стадии

получаем

$$\int_{-x_n}^{x_p} x\rho(x, t)dx = -\varepsilon\varepsilon_0(V - E_\pi L - \delta V_p), \quad (3)$$

$$\int_{-x_n}^{x_p} \rho(x, t)dx - \varepsilon\varepsilon_0 E_\pi = 0. \quad (4)$$

Найдем ток релаксации. В нейтральной части π -области

$$I = \sigma E_\pi + \varepsilon\varepsilon_0 \left(\frac{\partial E_\pi}{\partial t} \right), \quad (5)$$

где первый член справа — ток проводимости, второй — ток смещения. Согласно [5], в случае эмиссии дырок имеем:

$$I = \varepsilon\varepsilon_0 \left(\frac{\partial E}{\partial t} \right) \Big|_{x=-x_n} = \rho(-x_n)(dx_n/dt).$$

Найдем этот ток путем дифференцирования (4) по времени и приравняем его току в (5)

$$\sigma E_\pi = - \left[\int_{-x_n}^{x_p} \frac{\partial \rho}{\partial t} dx + \rho(x_p) \frac{dx_p}{dt} \right]. \quad (6)$$

Мы получили дифференциальное уравнение вида $dx_p/dt = g(x_p, x_n, E_\pi, t)$. Связь x_p с x_n и E_π дается формулами (3), (4).

Рассмотрим задачу о токе для $n^+ - \pi - p$ -структуры с однородными концентрационными профилями. Будем предполагать, что имеет место кинетика Шокли-Рида и повторный захват отсутствует: $dp_t/dt = -p_t e_p$ (p_t — концентрация дырок на ГУ). Введем следующие обозначения: p_{t0} — равновесная концентрация дырок на ГУ в π -области, N_{tp} — концентрация глубоких центров в p -области, N_d , N_a — концентрации мелких доноров и акцепторов в n - и p -областях соответственно. Распределение объемного заряда на второй стадии таково: $\rho/q = N_d$ (n -область); $\rho/q = -p_{t0}(1-f)$ при $L_0 < x < x_p$; $\rho/q = 0$ при $0 < x < L_0$ (π -область). Считается, что в слое $0 < x < L_0$ концентрация $p_{t0} = 0$ из-за присутствия более глубокого уровня, заполнение которого не изменяется при рассматриваемой релаксации. Этот случай реализуется в структурах из GaAs, полученных жидкофазной эпитаксией [1]. Для указанной выше кинетики величина

$$f = \exp \left[(-1/\beta) \int_{T_0}^T e_p dT' \right]$$

при термостированной релаксации с линейной зависимостью температуры от времени $T = T_0 + \beta t$ (β — скорость нагрева, T_0 — начальная температура) и $f = \exp(-e_p t)$ при $T = \text{const}(t)$.падением потенциала на n^+ -области можно пренебречь, положив нижний предел в (3) равным нулю. Из (3) и (6) получаем

$$V_j + E_\pi L = V, \quad (7)$$

$$\sigma E_\pi = qp_{t0} \left[f e_p (x_p - L_0) + (1 - f) \frac{dx_p}{dt} \right], \quad (8)$$

где $V_j = qp_{t0}(1 - f)(x_p^2 - L_0^2)/2\varepsilon\varepsilon_0$. Член δV_p в (3) мал по сравнению с $E_\pi L$, и мы его опустили. Из решения уравнения Пуассона следует, что падение напряжения на слое $-x_n \leq x \leq x_p$ есть $V_j + E_\pi x_p$. Поэтому (7) отражает тот факт, что эта величина в сумме с падением напряжения на нейтральной части π -области $V_\pi = E_\pi(L - x_p)$ дает приложенное напряжение. Из (7), (8) находим

$$\frac{dx_p}{dT} \beta = \frac{dx_p}{dt} = \frac{\sigma(V - V_j)}{qp_{t0}(1 - f)L} - \frac{(x_p - L_0)f e_p}{1 - f}. \quad (9)$$

В качестве начального условия нужно взять $x_p = L$ при $T = T_L$, где T_L — температура, соответствующая моменту вхождения x_p в π -область. Из (1) при $x_n = 0$ следует, что $f|_{T=T_L} = 1 - 2\varepsilon\varepsilon_0 V / qp_{t0}(L^2 - L_0^2)$. Заменив интеграл в выражении для f приближенным значением $kT_L^2 e_p(T_L)/E_t(1 + 2kT_L/E_t)$ [6], получаем трансцендентное уравнение относительно T_L

$$e_0 \exp\left(-\frac{E_t}{kT_L}\right) = \frac{\beta^* E_t}{kT_L^2}, \quad (10)$$

где

$$\beta^* = -\beta(1 + 2kT_L/E_t) \ln \left[1 - \frac{2\varepsilon\varepsilon_0 V}{qp_{t0}(L^2 - L_0^2)} \right]. \quad (11)$$

Решение задачи о токе на второй стадии с учетом E_π сводится к следующей последовательности: из (9) находится x_p , затем из (7) — E_π и вычисляется ток по формуле (5). На первой стадии имеем распределение заряда: $\rho/q = -p_{t0}(1 - f)$ при $L_0 < x < L$ и $\rho/q = -N_{tt}$ при $L < x < x_p$, где $N_{tt} = N_a + N_{tp}(1 - f)$. Для него по формуле (7a) работы [5] находим

$$I = \frac{qf e_p}{2x_p} \left[p_{t0}(L - L_0)(2x_p - L - L_0) + N_{tp}(x_p - L)^2 \right], \quad (12)$$

где в соответствии с (1)

$$x_p = \left[L^2 - \frac{p_{t0}(1 - f)}{N_{tt}}(L^2 - L_0^2) + \frac{2\varepsilon\varepsilon_0 V}{qN_{tt}} \right]^{1/2}. \quad (13)$$

При выводе (10)–(12) мы положили $x_n = 0$. Таким же путем получаются формулы для тока на второй стадии в приближении $E_\pi = 0$.

Расчеты тока были выполнены на ЭВМ. Уравнение (9) решалось методом Рунге-Кутты, уравнение (10) — методом итераций (см. [5]). Результаты, полученные при вариации параметров σ_0 , L , L_0 , V показаны на рис. 1-4. Значения постоянных параметров: $E_\sigma = 0.41$ эВ; $p_{t0} = 10^{14}$ см $^{-3}$, $N_a = 10^{13}$ см $^{-3}$, $N_{tp} = 10^{15}$ см $^{-3}$; $e_0 = 7.69 \cdot 10^{12}$ с $^{-1}$, $E_t = 0.42$ эВ, $\beta = 0.39$ К/с, площадь перехода равна 1 см 2 , $\epsilon\epsilon_0 = 1.17 \times 10^{-12}$ Ф/см.

Основная особенность спектров ГСТ, которая появляется в результате учета E_π , заключается в том, что одиночный пик T_m расщепляется на два: низкотемпературный с максимумом при T_{m1} и высокотемпературный с максимумом при T_{m2} (рис. 1, а и 2, а). При этом T_{m2} может значительно превышать максимальное значение температуры максимума в p - n -переходе при данных e_p и β в отсутствие повторного захвата (обозначим его T_M). Оно соответствует случаю $L, L_0 = 0$, $N_{tp}/N_a \ll 1$, т.е. простому переходу с большой концентрацией глубоких центров, и удовлетворяет уравнению

$$e_p(T_M) = \beta E_t / kT_M^2.$$

В нашем случае $T_M = 151.5$ К (это значение обозначено стрелкой на рисунках около оси T). На кривой 3 (рис. 1, а) $T_{m2} = 156$ К. Следует отметить, что распространенный способ количественного анализа спектров основан на приведенном выше уравнении для T_M . Для пика 156 К он дает величину e_p , которая в несколько раз меньше, чем заданная.

Сопоставляя зависимости $I(T)$ и $x_p(T)$ на рис. 1, а и 1, б, видим, что для кривых 2 и 3 $x_p(T_{m1}) = L = 100$ мкм, т.е. $T_{m1} = T_L$. Максимум пика ГСТ в момент входа x_p в π -область был обнаружен нами ранее в приближении $E_\pi = 0$ в работе [2]. Согласно анализу этой работы, этот максимум появляется при определенных условиях, которые поясняются на рис. 3. Здесь показаны результаты для трех значений толщины π -области $L_1 > L_2 > L_3$ (номер индекса соответствует номеру кривой на рис. 3) при прочих одинаковых условиях. Для толщины L_1 и L_3 значение T_L не является температурой максимума. Из сопоставления кривых 1, 3 для $I(T)$ и кривых 1', 3' для $x_p(T)$ понятно, что это может иметь место только при $53 \text{ мкм} < L < 80 \text{ мкм}$. Верхний предел в этом неравенстве — значение $x_p(T_m)$ в случае наибольшей толщины L_3 , нижний — значение $x_p(T_m)$ в случае наименьшей толщины L_1 . (Штриховые линии на рис. 3 иллюстрируют построения, необходимые для получения этого неравенства). При учете E_π и достаточно низкой проводимости π -области $T_{m1} = T_L$, даже если без учета E_π температуре T_L не соответствует максимум (рис. 1 и 2). Для пика T_{m1} , следовательно, справедливы формулы (10), (11). Из них следует: низкотемпературный пик с ростом приложенного напряжения смещается в сторону высоких температур (это показано на рис. 4); наклон зависимости $\ln(T_{m1}^2/\beta)$ от $1/T_{m1}$ дает E_t ; при наличии сведений о p_{t0} , L , L_0 можно найти e_p .

Поле E_π можно не учитывать [1], если $\gamma_1 = V_\pi/V \ll 1$ и $\gamma_2 = \epsilon\epsilon_0 E_\pi / qp_{t0}(1-f)(x_p - L_0) \ll 1$. Последнее неравенство требует, чтобы заряд в p -области был значительно меньше заряда в π -области. Для случая 1 на рис. 1 ($\sigma_0 = 1000$ Ом $^{-1}$ · см $^{-1}$) наибольшие значения γ_1 и γ_2 составляют 0.07. Кривая тока в этом примере совпала с кривой

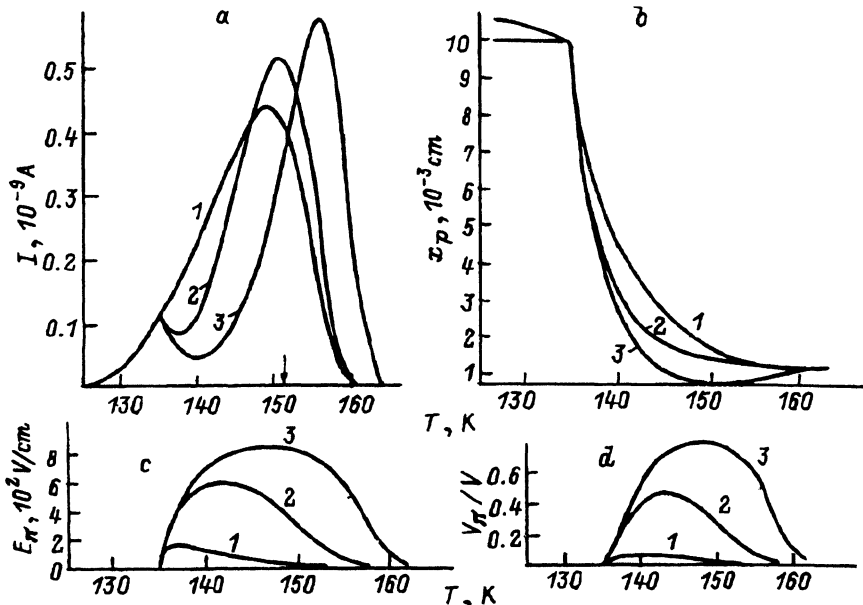


Рис. 1. Спектры термостимулированного тока (а) и положение границы области пространственного заряда x_p (b), электрическое поле в нейтральном слое π -области (с) и падение напряжения на этом слое V_{π}/V (d) в $n^+ - \pi - p$ -переходе. Расчет с учетом E_{π} ; $L = 100$ мкм, $L_0 = 0$; $\sigma_0, \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$: 1 — 1000, 2 — 100, 3 — 20; $V = 10$ В. Расчет в приближении $E_{\pi} = 0$ дает кривую тока, которая практически не отличается от кривой 1 на рис. 1, а. Стрелкой обозначено значение T_M . Значения остальных параметров приведены в тексте.

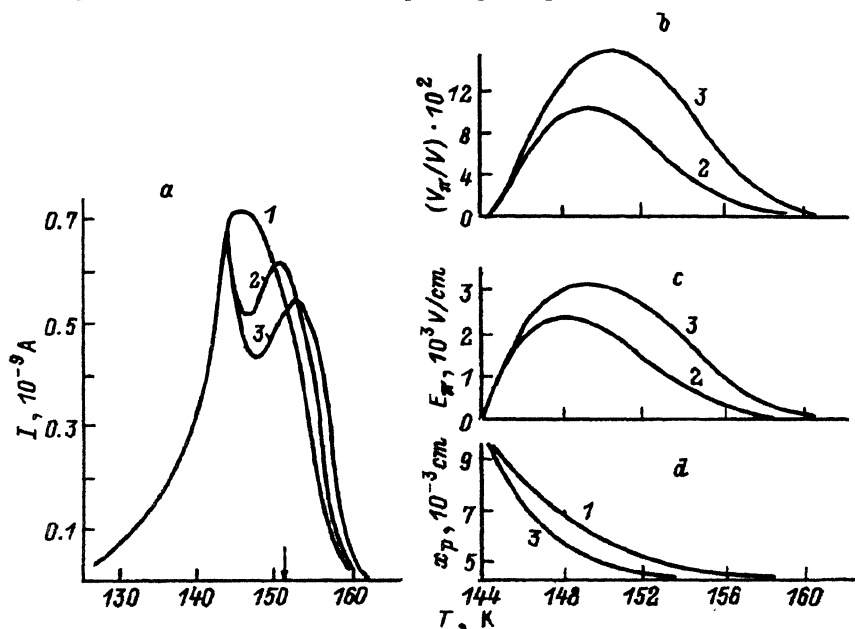


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но $L_0 = 20$ мкм, $V = 100$ В; 1 — расчет при $E_{\pi} = 0$; $\sigma_0, \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$: 2 — 20, 3 — 10. Остальные параметры — в тексте.

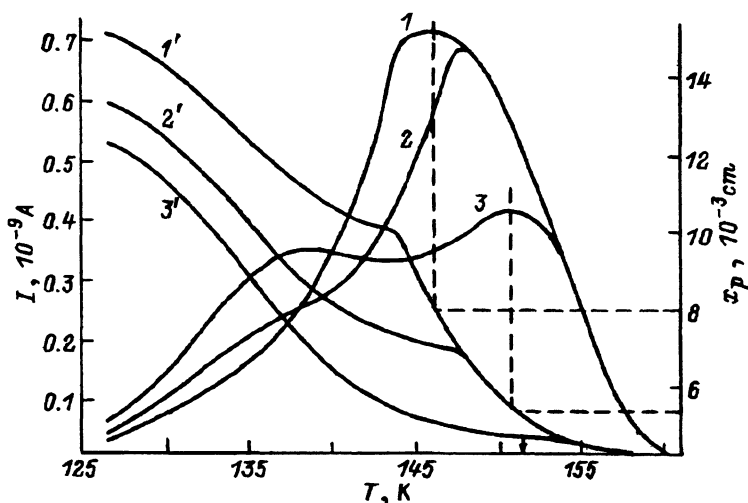


Рис. 3. Спектры термостимулированного тока ($1-3$) и положение границы области пространственного заряда x_p ($1'-3'$) в $n^+-\pi-p$ -переходе. Расчет в приближении $E_\pi = 0$ при различных значениях толщины π -области, мкм: $1, 1'$ — 120, $2, 2'$ — 70, $3, 3'$ — 47. Штриховые прямые и остальные параметры объяснены в тексте.

тока в приближении $E_\pi = 0$. Представление о степени трансформации спектра в зависимости от γ_1 дают другие примеры на рис. 1 и 2. Укажем, что для случая 3 на рис. 1 $\gamma_2(147\text{K}) = 0.23$. Расчеты показывают, что заметное влияние поля для структур на этих рисунках начинается при $\sigma_0 \approx 200 \div 300 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$.

Величину σ_0 удобно связать с равновесной степенью заполнения ГУ в π -области $f_{eq} = p_{t0}/N_{t\pi}$ ($N_{t\pi}$ — концентрация ГУ в π -области). Из равенства $\sigma = q p_{t0} e_p \tau \mu$, где τ — время захвата, μ — подвижность,

$$e_p \tau = N_v \exp(-E_t/kT)/(N_{t\pi} - p_{t0}),$$

N_v — плотность состояний в валентной зоне, имеем при $E_\pi = E_\sigma$

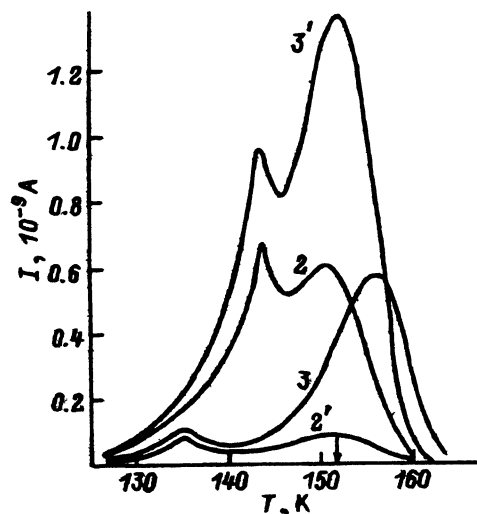


Рис. 4. Влияние напряжения смещения на термостимулированный ток в $n^+-\pi-p$ -переходе. Расчет с учетом E_π при различных значениях L_0 , мкм: $2, 2'$ — 20; $3, 3'$ — 100. В: $2', 3$ — 10; $2, 3'$ — 100. $\sigma_0 = 20 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Остальные параметры — в тексте.

$$f_{eq} = \frac{1}{1 + qN_v(\mu/\sigma_0)}. \quad (14)$$

Пусть $qN_v = 1 \text{ Кл} \cdot \text{см}^{-3}$, $\mu = 1000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Из (14) получается, что значению $\sigma_0 = 1000 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ соответствует $f_{eq} = 1/2$. Следовательно, значительная трансформация спектров на рисунках имеет место при $f_{eq} < 0.1$, т.е. в том случае, когда ГУ слабо заполнен.

Рассмотрим подробней свойства пика T_{m2} . Этот пик с ростом V сдвигается к низким температурам, тогда как пик T_{m1} — к высоким (рис. 4). Особый интерес представляет ситуация, когда T_{m2} заметно превышает T_M . Для нее, если $x_p(T_{m2}) \ll L$, $L_0 = 0$, система уравнений (7), (8) не отличается от системы (2), (3) в работе [7] для n^+ - p -перехода с последовательным сопротивлением L/σ . Хотя начальные условия в [7] существенно иные ($x_p(T_0) = 0$), релаксация в области пика T_{m2} протекает одинаковым образом. Об этом говорят следующие факты.

1. Имеет место рост x_p при $T > 150 \text{ К}$ (рис. 1, случай 3), при этом $x_p(T_{m2})/x_p(\infty) = 0.71$, а по теории [7] это отношение составляет 0.647.

2. Соотношение из работы [7]

$$\frac{\sigma(T_{m2})x_p(T_{m2})}{L\epsilon\epsilon_0} = \frac{\beta E_\sigma}{kT_{m2}^2}, \quad (15)$$

неплохо выполняется для этого случая. При $V = 4 \text{ В}$ мы получили практически точное совпадение значений T_{m2} в расчете по (15) и по спектру. Следовательно, для этой ситуации из (15) следует, что зависимость $T_{m2}(\beta)$ дает величину E_σ , а не E_t . Если $E_t \neq E_\sigma$, то при стандартном анализе спектра с двумя пиками рассматриваемой природы можно сделать неверное заключение о наличии двух уровней с разной энергией ионизации.

Следует отметить также, что измерения на очень низких частотах в случае 3 на рис. 1 должны дать немонотонную (аномальную) кривую релаксации емкости $\epsilon\epsilon_0/x_p$.

Работа выполнена при поддержке Узбекского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] Н.А. Урманов. ФТП, **26**, 1635 (1992).
- [2] Н.А. Урманов, М.В. Гафурова. ФТП, **27**, 1535 (1993).
- [3] Н.А. Урманов. ФТП, **26**, 1671 (1992).
- [4] D.V. Lang. J. Appl. Phys., **45**, 3023 (1974).
- [5] Н.А. Урманов, М.Н. Степанова. ФТП, **27**, 1495 (1993).
- [6] R. Chen. J. Appl. Phys., **40**, 570 (1970).
- [7] Н.А. Урманов, М.В. Гафурова. ФТП, **29**, (1993).

Редактор Т.А. Полянская

Transformation of thermally stimulated current spectrum in a $n^+-\pi-p$ -transition with regard to electric field of a neutral part of π -region

N.A. Urmanov

S.V. Starodubtsey Physicotechnical Institute, Uzbekistan Academy of Sciences, 700084 Tashkent, Uzbekistan

A theoretical investigation of thermally stimulated current (TSC) in a $n^+-\pi-p$ -transition with regard to the electric field of a neutral part of π -region has been made. This neutral layer appears at a transient stage when thermal of the deep level takes place and the space-charge boundary displaces in the π -region interior. The electric field of the layer is induced by the transient current flow. The TSC problem was reduced to a differential equation. Calculations of TSC spectra, the field and the voltage drop have been made for the layer on condition that there is only one type of deep centers. In the case of a weak equilibrium filling of the deep level, significant changes of the spectrum take place with regard to the field; two peaks, in particular, appear instead of one. Variation of the voltage applied results in displacing the peaks in the opposite direction. A relation has been obtained between the position of the low-temperature peak and the model parameters. The high-temperature peak can be strongly displaced towards high temperatures with respect to the highest temperature peculiar to the TSC maximum of $p-n$ junction.
