

©1995 г.

## ВЛИЯНИЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ НА ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫЙ ТОК В $p$ - $n$ -ПЕРЕХОДЕ

*Н.А.Урманов, М.В.Гафурова*

Физико-технический институт им. С.В. Стародубцева

Академии наук Узбекистана,

700084, Ташкент, Узбекистан

(Получена 2 ноября 1994 г. Принята к печати 16 января 1995 г.)

Теоретически рассмотрен термостимулированный ток в  $n^+$ - $p$ -переходе с большим последовательным сопротивлением. При наличии сопротивления спектр термостимулированного тока может изменяться существенным образом. В случае, когда сопротивление экспоненциально растет при понижении температуры, в спектре появляется «ложный» пик в отсутствие глубоких центров. Получено соотношение между положением «ложного» пика и параметров модели. Выполнены расчеты спектров. При наличии одного типа глубоких центров получены спектры с двумя пиками, либо с одним пиком, но сильно смещенным к высоким температурам.

Метод термостимулированного тока (ТСТ) в  $p$ - $n$ -переходе является одним из самых простых среди обзорных методов спектроскопии глубоких уровней. В одностороннем переходе (для определенности в переходе  $n^+$ - $p$ ) с соотношением концентраций глубоких и мелких акцепторов  $N_t/N_a \ll 1$  температура  $T_m$ , при которой ТСТ имеет максимум, связана со скоростью термической эмиссии дырок с глубокого уровня соотношением

$$e_p(T_m) = \frac{\beta E}{kT_m^2}, \quad (1)$$

где  $e_p(T_m)$  — величина скорости эмиссии  $e_p = e_0 \exp(-E/kT)$  при  $T = T_m$ ,  $E$  — энергия активации,  $\beta$  — скорость нагрева,  $k$  — постоянная Больцмана. Формула (1) позволяет найти зависимость  $e_p(T)$  на основе экспериментальных значений  $T_m$  и  $\beta$  (см. [1]). Для более сложных моделей  $p$ - $n$ -перехода удается получить аналогичное соотношение с эффективной скоростью нагрева  $\beta^*$ , которая зависит от уровней легирования  $n$ - и  $p$ -областей перехода, концентрации глубоких центров  $N_t$  и начальной поляризации. При учете этих факторов пик смещается к низким температурам [1–3].

В данной работе рассматривается вопрос о том, как влияет на спектр ТСТ  $p-n$ -перехода наличие в структуре перехода или в схеме для измерений тока элемента, который имеет большое сопротивление и включен последовательно с переходом. Подобный элемент может представлять собой: слой перекомпенсированного материала (например,  $\pi$ -слой в  $n-p-\pi-p$ -структуре); высокоомный контакт; резистор, используемый для измерений малых токов с помощью электрометра. Строгое рассмотрение этого вопроса в литературе, по нашим данным, отсутствует. С точки зрения практической спектроскопии важно знать условия, при которых влияние указанного элемента на спектр ТСТ становится существенным, и знать характер изменений спектра. Мы изложим метод решения задачи о ТСТ при наличии подобного элемента и представим результаты расчетов спектров ТСТ и температурных зависимостей характеристических величин.

Рассмотрим следующую модель эксперимента. Пусть  $n^+-p$ -переход единичной площади соединен последовательно с элементом, имеющим сопротивление  $R(T) = R_0 \exp(E_R/kT)$ . Эта система охлаждена при нулевом приложенном напряжении до температуры  $T_0$ . Затем включается нагрев с постоянной скоростью ( $T = T_0 + \beta t$ ,  $t$  — время), прикладывается напряжение обратной полярности  $V$  и измеряется ток  $I$ . Эти условия являются типичными при измерениях ТСТ. Будем предполагать, что  $p$ -область перехода содержит один тип глубоких акцепторных центров, на отношение  $N_a/N_t$  не накладываемся никакие ограничения. Считается, что на обеих границах области пространственного заряда (ОПЗ) перехода электрическое поле равно нулю, а контактная разность потенциалов перехода  $V_c \ll V$  и можно положить  $V_c = 0$ . Поведение тока в этой модели описывается системой уравнений

$$V_j + IR = V, \quad (2)$$

$$I = qx_p \dot{N}_{tt} + qN_{tt} \dot{x}_p, \quad (3)$$

где  $V_j = qN_{tt}x_p^2/2\epsilon\epsilon_0$  — напряжение на переходе,  $x_p$  — граница ОПЗ в  $p$ -области,  $N_{tt} = N_a + N_t(1-f)$  — концентрация заряженных центров внутри ОПЗ,  $f = p_t/N_t = \exp(-1/\beta \int_{T_0}^T e_p dT')$  — степень заполнения глубокого уровня дырками,  $p_t$  — концентрация дырок на уровне,  $q$  — заряд электрона,  $\epsilon\epsilon_0$  — абсолютная диэлектрическая проницаемость, точка сверху означает производную по времени. Из (2) следует, что в общем случае  $V_j \neq \text{const}(t)$ . Поэтому здесь нельзя использовать известное выражение для тока  $I = qp_t e_p x_p / 2$  [4], которое справедливо только при  $V_j = \text{const}$ . В уравнении (3) полный ток представлен как сумма дрейфового тока  $I_c$  и тока смещения  $I_d$  при  $x = x_p$  [1,4]. Дрейфовый ток  $I_c(x_p) = qp_t e_p x_p \equiv q \dot{N}_{tt} x_p$  связан с термической генерацией дырок с глубокого уровня внутри ОПЗ при  $0 < x < x_p$ . Ток смещения (второй член в правой части (3)) найден с помощью уравнения Пуассона (см. также [1]),  $dF/dx = qN_{tt}/\epsilon\epsilon_0$ , где  $F$  — электрическое поле,

$$I_d(x_p) = \epsilon\epsilon_0 \left( \frac{dF}{dx_p} \right) \Big|_{x=x_p} \frac{dx_p}{dt} \equiv qN_{tt} \dot{x}_p.$$

Из системы (2), (3) с учетом того, что  $dT = \beta dt$ , имеем дифференциальное уравнение

$$\frac{dx_p}{dT} \beta = \frac{V}{qN_{tt}R} - \frac{x_p^2}{2\varepsilon\varepsilon_0 R} - \frac{x_p N_t f e_p}{N_{tt}}. \quad (4)$$

В качестве начального условия при его решении следует взять  $x_p|_{t=0} \equiv x_p(T_0) = 0$ , поскольку мы считаем  $V_c = 0$ . Определив зависимость  $x_p(T)$  из решения (4), с помощью любого из уравнений (2), (3) можно затем найти зависимость  $I(T)$ .

Рассмотрим случай  $N_t = 0$ . Особенность этого случая состоит в том, что при наличии  $R(T)$  спектр ТСТ может содержать пик в отсутствие глубоких центров. Ток при этом связан с формированием ОПЗ перехода — расширением этой области от начальной толщины  $x_p(T_0)$  до конечной  $x_p(\infty) = (2\varepsilon\varepsilon_0 V / qN_a)^{1/2}$  за счет ухода свободных дырок из ОПЗ. Таким образом, ТСТ является током зарядки барьерной емкости перехода  $\varepsilon\varepsilon_0/x_p$  до напряжения  $V$  через сопротивление  $R(T)$ . При температуре максимума этого пика  $T_{mf}$  (символ  $f$  в индексе означает «ложный»)

$$\frac{1}{R(T_{mf})C(T_{mf})} = \frac{\beta E_R}{kT_{mf}^2}, \quad (5)$$

где  $C(T_{mf}) = \varepsilon\varepsilon_0/x_p(T_{mf})$ . Величина  $y = x_p(T_{mf})/x_p(\infty)$  является решением уравнения

$$y = \frac{1 - \exp(-1/y)}{1 + \exp(-1/y)} \quad (6)$$

и составляет  $y = 0.647$ .

При получении (5) и (6) использован следующий прием. Рассмотрим термостимулированный заряд постоянного конденсатора  $C$  через сопротивление  $R(T)$ . Продифференцируем уравнение (2) по времени и приравняем производную тока нулю. Учитывая, что  $I = C\dot{V}_j$ , а  $\dot{R}|_{T=T_{mf}} = -R(T_{mf})\beta E_R/kT_{mf}^2$ , приходим к уравнению (5), в котором вместо  $C(T_{mf})$  стоит  $C$ . Сделаем теперь предположение, что в случае нелинейной емкости перехода справедливо (5), и попробуем отыскать  $x_p(T_{mf})$ . Для этого запишем (4) при  $N_t = 0$  в виде

$$\frac{dx_p}{x_p^2(\infty) - x_p^2} = \frac{dT}{2\varepsilon\varepsilon_0\beta R}. \quad (7)$$

Интегрирование (7) дает [5]

$$\ln \frac{1 - x_p/x_p(\infty)}{1 + x_p/x_p(\infty)} = -\frac{1}{\beta} \int_{T_c}^T \frac{dT'}{R(T)C_\infty}, \quad (8)$$

где  $C_\infty = \varepsilon\varepsilon_0/x_p(\infty)$ . Подставим известное приближение для интеграла  $\int_{T_0}^T \exp(-A/kT) dT' = (kT^2/A) \exp(-A/kT)$  [6] в формулу (8) при  $T = T_{mf}$ .

При этом появляется множитель  $\beta E_R/kT_{mf}^2$ , который заменим на левую часть уравнения (5). В результате приходим к уравнению (6), которое записано в форме, удобной для решения методом итераций. Расчеты зависимостей  $I(T)$  и  $x_p(T)$  на ЭВМ дали значения  $T_{mf}$  и  $y$ , которые с хорошей точностью совпадают со значениями, найденными из решения уравнений (5) и (6) соответственно. Следовательно, (5) правильно описывает положение пика в случае  $N_t = 0$ . Как будет установлено далее, формула (5) дает правильный результат и при  $N_t \neq 0$ , если выполнены определенные условия. Отметим, что способ численного решения уравнений типа (1) и (5) описан в работе [1].

На рис. 1-3 представлены результаты модельных расчетов на ЭВМ по схеме, указанной выше. Уравнение (4) решалось методом Рунге-Кутты. На рисунках показаны спектры ТСТ, а также зависимости  $V_j(T)$  и  $x_p(T)$  для различных комбинаций параметров  $R_0$ ,  $E_R$ ,  $N_t$ ,  $N_a$ . Зависимость  $e_p(T)$  ( $\epsilon_0 = 7.69 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ ,  $E = 0.42 \text{ эВ}$ ) близка к зависимости скорости эмиссии дырок для А-центров в GaAs и уже использовалась нами в работах [3,7]. Обозначение  $T_m$  используется для пика при  $R = 0$ .

Сначала рассмотрим влияние постоянного сопротивления ( $E_R = 0$ ) на положение и форму пика, связанного с глубокими центрами (рис. 1). При  $R_0 = 0$  зависимость  $x_p(T)$  имеет ступеньку, связанную с ионизацией глубоких акцепторов,  $T_m = 151 \text{ К}$ . При  $R_0 \neq 0$  напряжение на переходе сначала растет по мере зарядки емкости перехода, но, не достигнув значения  $V$ , начинает уменьшаться, затем снова растет. Эта часть  $V_j(T)$  обусловлена термическим опустошением глубокого уровня. Влияние  $R_0$  на ТСТ таково: пик смещается в сторону высоких температур, величина пика уменьшается. (При  $R_0 > 5 \cdot 10^{10} \text{ Ом}$ , по-видимому, не будет наблюдаться выраженного максимума). Эти искажения связаны с зависимостью  $V_j(T)$ . Расчет показывает, что смещение пиков на 4 К на рис. 1, а соответствует в случае  $R_0 = 0$  уменьшению  $\epsilon_0$  в 2.5 раза. Приемлемые искажения были получены при  $R_0 = 10^{10} \text{ Ом}$ . Следовательно, измерительный резистор не должен иметь сопротивление более этой величины (площадь перехода —  $1 \text{ см}^2$ ). При этом значении  $R_0$  постоянная времени  $R_0\epsilon\epsilon_0/x_p(T_m)$  составляет 1/3 от  $1/e_p(T_m)$ .

В случае  $E_R \neq 0$  (рис. 2 и 3) имеют место следующие особенности:

- 1) наличие пика в отсутствие глубоких уровней, положение этого пика подчиняется уравнению (5);
- 2) два пика в спектре при наличии одного сорта глубоких центров, низкотемпературный пик является ложным;
- 3) спектр содержит один ложный пик, сильно смещенный в сторону высоких температур относительно  $T_m$ , на амплитуду и положение пика концентрации  $N_a$  и  $N_t$  влияют одинаковым образом, положение пика подчиняется уравнению (5).

Пик 139 К на рис. 2 (сплошная кривая 1) соответствует  $N_t = 0$ . Из уравнения (5) для этого пика получается  $T_{mf} = 138.98 \text{ К}$ . При  $N_t/N_a = 1$  этот пик остается в спектре, и появляется основной пик  $T_m = 151 \text{ К}$ , связанный с глубокими центрами (сплошная кривая 2). В области пика 139 К глубокие центры ионизованы слабо: степень заполнения  $0.94 < f < 1$ . Этот пик поэтому почти совпадает с рассчитанным при  $N_t = 0$ . Основной пик 151 К не искажен, так как в области этого пи-

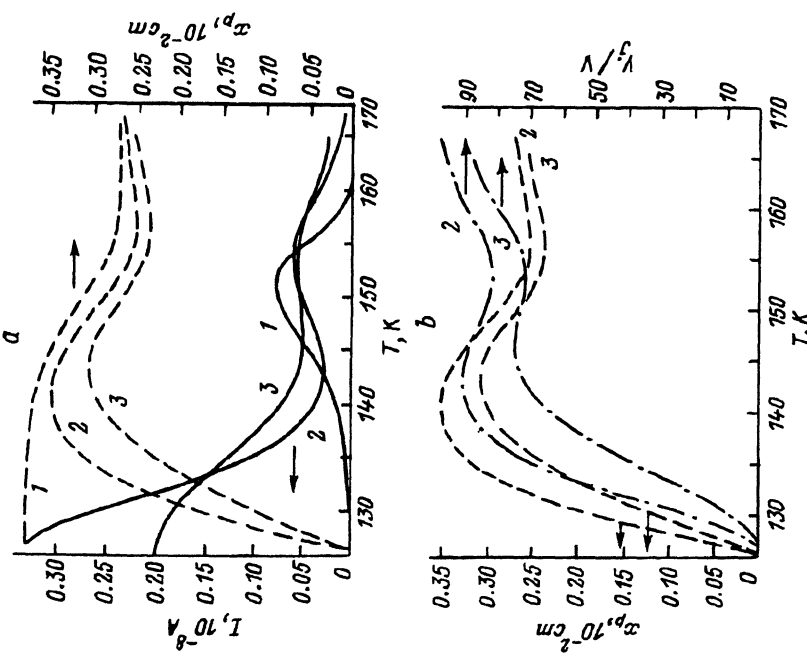


Рис. 1. Спектры термостимулированного тока в  $n^+ - p$ -переходе (сплошные линии), температурные зависимости положения границы ОПЗ  $x_p$  (штриховые) и напряжения на переходе  $V_i$  (штрихпунктирные). Расчет для следующая постоянная последовательного сопротивления  $R_0$ ,  $10^{10}$  Ом: 1 — 0, 2 — 3, 3 — 5.  $N_a = N_t = 10^{14}$  см $^{-3}$ ,  $\epsilon\epsilon_0 = 1.17 \cdot 10^{-12}$  Ф/см.  $\epsilon_0 = 7.69 \cdot 10^{12}$  с $^{-1}$ ,  $E = 0.42$  эВ,  $\beta = 0.39$  К/с,  $V = 100$  В, площадь перехода  $1$  см $^2$ . Для удобства сравнения зависимости  $x_p(T)$  приведены на (а) и (б).

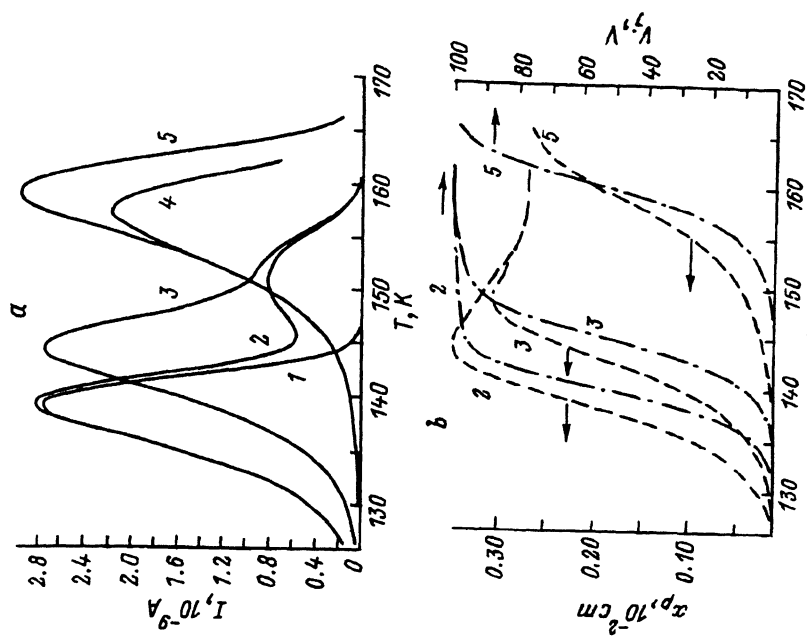


Рис. 2. То же, что на рис. 1. Расчет для случая последовательного сопротивления  $R(T) = R_0 \exp(E_R/kT)$ .  $R_0$ , Ом: 1, 2 —  $3 \cdot 10^{-5}$ ; 3 —  $1 \cdot 10^{-4}$ ; 4, 5 —  $2 \cdot 10^{-3}$ .  $E_R = 0.41$  эВ,  $N_a = 10^{14}$  см $^{-3}$ ;  $N_t$ , см $^{-3}$ : 1, 4 — 0; 2, 3, 5 —  $10^{14}$ . Остальные параметры те же, что на рис. 1.

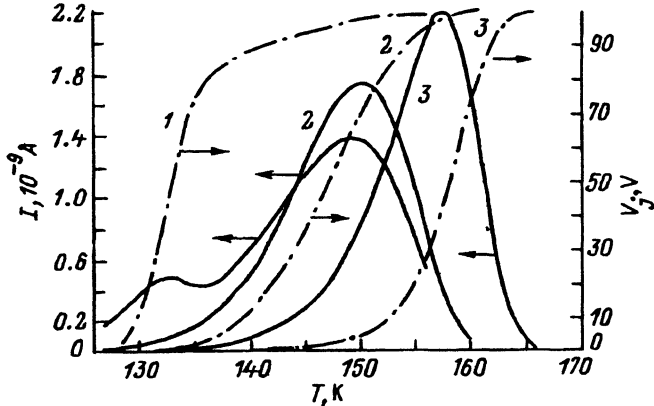


Рис. 3. То же, что на рис. 1. Расчет для последовательного сопротивления  $R(T) = R_0 \exp(E_R/kT)$  при  $N_t/N_a \gg 1$ .  $R_0$ , Ом: 1 —  $3 \cdot 10^{-5}$ , 2 —  $3 \cdot 10^{-4}$ , 3 —  $2 \cdot 10^{-3}$ .  $E_R = 0.41$  эВ.  $N_a = 10^{12}$  см $^{-3}$ ,  $N_t = 10^{14}$  см $^{-3}$ . Остальные параметры те же, что на рис. 1.

ка  $V_j \simeq V$ . Это видно из зависимости  $V_j(T)$  (рис. 2, штрихпунктирная кривая 2). Чтобы в спектре ГСТ присутствовали два пика, которые значительно разнесены по температуре, необходимо выполнение неравенства  $RCe_p \ll 1$ . Кроме того, естественно, нужно выбрать  $T_0 < T_{mf}$ . Для рассматриваемого спектра  $RCe_p = 5 \cdot 10^{-2}$  при 139 К. Отношение амплитуд пиков в спектре с двумя пиками зависит от  $N_t/N_a$ . При  $N_t/N_a = 100$  ложный пик меньше основного (рис. 3, сплошная кривая 1), при  $N_t/N_a = 1$  (рис. 2, сплошная кривая 2) — больше. Основной пик может стать незаметным на фоне ложного, если  $N_t/N_a \ll 1$ .

Пики 157 и 159 К на рис. 2 и 3 иллюстрируют особенность 3). Расчет положения пиков по формуле (5) дает эти же значения температуры, если в расчете взять  $x_p(\infty) = [2\epsilon\epsilon_0 V/q(N_a + N_t)]^{1/2}$ . Получается, таким образом, что в этих примерах мелкие и глубокие центры являются как бы неразличимыми. Из рис. 2, б видно, что на зависимости  $x_p(T)$  (штриховая кривая 5), соответствующей пику 159 К, отсутствует падающий участок, который отчетливо выражен на штриховых кривых 2 и 3 и связан с ионизацией глубокого уровня. Дело в том, что в случае особенности 3) определяющим параметром является постоянная времени  $RC$ , которая, например, для пика 159 К при температуре максимума в 5 раз больше времени жизни на центре  $1/e_p$ . Максимум приходится при этом на температуру, где глубокие центры практически ионизованы. Поэтому пики 157 К на рис. 2 и 3, для которых  $R(T)$  и сумма  $N_a + N_t$  являются одинаковыми, имеют одинаковую амплитуду и положение.

Следует сделать замечание по поводу одной детали расчета. Считалось, что  $f = \text{const}(x)$ . Это не совсем так в том случае, когда  $x_p$  растет с температурой, поскольку при этом внутрь ОПЗ попадают слои с заполненным глубоким уровнем. Опустошение глубокого уровня в этих слоях несколько отстает. Учет этого эффекта привел бы к некоторому замедлению релаксации.

При изотермической релаксации в уравнении (4) слева стоит  $dx_p/dt$ , а в правой стороне (5) — величина  $-t/RC_\infty$ . Релаксация рассчитыва-

ется по той же схеме. Легко найти с помощью (2), (3), что при  $N_t = 0$  постоянная времени спада тока  $I/|dI/dt| = R\epsilon\epsilon_0/x_p(t)$ . При  $N_t \neq 0$  и  $RCe_p \gg 1$  в конце релаксации имеет место экспоненциальный процесс с постоянной времени  $RC_\infty$ .

Работа выполнена при поддержке Узбекского Фонда фундаментальных исследований.

### Список литературы

- [1] Н.А. Урманов, М.Н. Степанова. ФТП, **27**, 1495 (1993).
- [2] M.G. Buehler. Sol. St. Electron., **14**, 182 (1972).
- [3] Н.А. Урманов, М.В. Гафурова. ФТП, **27**, 1572 (1993).
- [4] C.T. Sah, L. Forbes, L.L. Rosier, A.F. Tash. Sol. St. Electron., **13**, 759 (1970).
- [5] И.С. Градштейн, И.М. Рыжик. *Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений* (М., 1962).
- [6] R. Chen. J. Appl. Phys., **40**, 570 (1970).
- [7] Н.А. Урманов, М.В. Гафурова. ФТП, **27**, 1535 (1993).

Редактор Л.В. Шаронова

## The thermally stimulated current of $n^+ - p$ junction with high resistance in series

*N.A. Urmanov, M.V. Gafurova*

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

The spectrum of a thermally stimulated current of  $n^+ - p$  junction with a high resistance in series has been considered theoretically. The resistance strongly modifies the spectrum shape. The resistance representation in the form of an exponentially decreasing function of temperature gives rise to a false peak in the absence of deep-level centers. The relationship between the model parameters and the peak position was found. Thermally stimulated current (TSC) spectra were computer simulated.