

Я. БЕРГМАНН, П. ЛЫУК, А. РАЙДАРУ

ВЛИЯНИЕ ПРИЛИПАНИЯ НА ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННУЮ РЕЛАКСАЦИЮ ПОВЕРХНОСТНОГО ПОТЕНЦИАЛА В МОНОПОЛЯРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Расчет термостимулированной релаксации электроиндуцированного поверхностного потенциала (ТСП ΔU_s) без учета прилипания носителей заряда в области пространственного заряда (ОПЗ) проведен в [1]. В настоящей работе рассмотрено влияние прилипания носителей в ОПЗ на ТСП ΔU_s . Анализ выполнен с помощью ЭВМ.

Постановка задачи

Для конкретности рассмотрим монополярный полупроводник n -типа, на поверхности которого имеется неравновесный слой Шоттки, падение потенциала в котором обозначим через ΔU_s . Такой слой можно создать приложением поперечного электрического поля, направленного против нормали к поверхности полупроводника [1]. Так как некоторая часть индуцированного отрицательного заряда захватывается на локальных уровнях, то после выключения поля поверхность остается в течение определенного времени заряженной отрицательно. При достаточно большой плотности поверхностного заряда вблизи поверхности образуется практически полностью ионизированный свободными носителями слой. Релаксация ΔU_s происходит благодаря генерации свободных носителей заряда как на поверхности, так и в области положительного пространственного заряда. Примем во внимание два объемных уровня в ОПЗ и один поверхностный. Задавшись законом изменения температуры $T = T_0 + \beta t$, систему уравнений, описывающих релаксацию в неравновесном слое Шоттки, можем представить в виде:

$$\begin{aligned}j &= q\mu nE, \\ 1/q \operatorname{div} j &= - \left(\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial n_1}{\partial t} + \frac{\partial n_2}{\partial t} \right), \\ \frac{\partial n_1}{\partial t} &= \gamma_1 n (N_1 - n_1) - \gamma_1 n_1 N_1 c e^{-\frac{\varepsilon_1}{kT}}, \\ \frac{\partial n_2}{\partial t} &= \gamma_2 n (N_2 - n_2) - \gamma_2 n_2 N_2 c e^{-\frac{\varepsilon_2}{kT}}, \\ \frac{\partial E}{\partial x} &= \frac{4\pi}{\varepsilon} Q.\end{aligned}\tag{1}$$

Здесь N_1, N_2 и n_1, n_2 — концентрации локальных уровней и электронов на них в ОПЗ. Остальные обозначения общеприняты.

Плотность пространственного заряда q в слое Шоттки можно записать в виде

$$q = q(N - n_1 - n_2), \quad (2)$$

где N — нескомпенсированная глубокими акцепторами часть донорных примесей, заселенность которых меняется в процессе релаксации ΔU_S . Величина ΔU_S определяется из выражения

$$\Delta U_S = - \int_0^x E dx - \frac{E_0 L}{2}, \quad (3)$$

где L — толщина слоя объемного заряда.

В выражении для тока в (1) пренебрегается диффузионной составляющей, так как она предполагается малой по сравнению с дрейфовой во всей ОПЗ, за исключением узкого слоя вблизи внутренней границы ($x \approx L$).

Объединяя первые два уравнения системы (1) и вводя безразмерные величины

$$x' = \frac{x}{L_0}, \quad t' = \frac{t}{t_L}, \quad T' = \frac{1}{\beta t_L} T, \quad E' = \frac{E \kappa}{4\pi q_0 L_0},$$

$$n' = \frac{n}{n_0}, \quad n'_1 = \frac{n_1}{n_0}, \quad n'_2 = \frac{n_2}{n_0},$$

$$N'_1 = \frac{N_1}{n_0}, \quad N'_2 = \frac{N_2}{n_0}, \quad N'_c = \frac{N_c}{n_0},$$

$$\gamma'_1 = \gamma_1 n_0 t_L, \quad \gamma'_2 = \gamma_2 n_0 t_L, \quad n_0 = \frac{q_0}{q}, \quad \varepsilon' = \frac{\varepsilon}{kT},$$

где $t_L = \frac{\kappa}{4\pi\mu q_0}$ и q_0 — плотность пространственного заряда в начале ТСП ΔU_S ($T = T_0$), получаем:

$$\begin{aligned} E' \frac{\partial n'}{\partial x'} - \frac{\partial n'}{\partial T'} = & - (N' - n'_1 - n'_2 - n') n' + \gamma'_1 n' (N'_1 - n'_1) - \\ & - \gamma'_1 n'_1 N'_c e^{-\varepsilon'_1} + \gamma'_2 n' (N'_2 - n'_2) - \gamma'_2 n'^2 N'_c e^{-\varepsilon'_2}, \\ \frac{\partial n'_1}{\partial T'} = & \gamma'_1 n' (N'_1 - n'_1) - \gamma'_1 n'_1 N_c e^{-\varepsilon'_1}, \\ \frac{\partial n'_2}{\partial T'} = & \gamma'_2 n' (N'_2 - n'_2) - \gamma'_2 n'^2 N'_c e^{-\varepsilon'_2}, \\ \frac{\partial E'}{\partial x'} = & (N' - n'_1 - n'_2 - n'). \end{aligned} \quad (4)$$

Для краткости обозначим правые части уравнений в системе (4) через C_1, C_2, C_3 и C_4 соответственно.

Первые три уравнения составляют гиперболическую систему квазилинейных дифференциальных уравнений.

Для решения используем метод характеристик [2]. В данном случае на характеристиках, имеющих вид

$$\frac{dx'}{dT'} = \lambda_1 = -E', \quad \lambda_2 = \lambda_3 = 0, \quad (5)$$

выполняются соотношения

$$\frac{dn'}{dx'} = \frac{C_1}{E'}, \quad \frac{dn'_1}{dT'} = C_2, \quad \frac{dn'_2}{dT'} = C_3. \quad (6)$$

Дополнительная формула для вычисления E' :

$$\frac{dE'}{dx'} = C_4. \quad (7)$$

Для численного решения применим метод Массо, в основе которого лежит замена дифференциальных уравнений характеристик (5) и соотношений (6), (7) соответствующими конечно-разностными уравнениями [2]. Сформулируем начальные и граничные условия для переменных n' , n'_1 , n'_2 , E' в двух случаях генерации свободных носителей заряда: 1) в ОПЗ, 2) на поверхности. Примем, что при начальной температуре $T' = T'_0$ по всей ОПЗ $n' = 0$ и $q_0 = \text{const}$.

В первом случае поверхностный заряд считается неизменным в процессе релаксации ΔU_s , т. е. $E'(0, T') = \text{const}$. Предполагая, что при $x = 0$ можно пренебречь прилипанием свободных электронов, мы приходим к следующим граничным условиям для n' , n'_1 , n'_2 :

$$n'(0, T') = 0,$$

$$n'_1(0, T') = n'_1(0, T'_0) \exp \left[\frac{Y'_1}{\epsilon'_1} N'_c e^{-\epsilon'_1} \left(\frac{1}{\epsilon'_1} - 2 \left(\frac{1}{\epsilon'_1} \right)^2 + 6 \left(\frac{1}{\epsilon'_1} \right)^3 \right) \right],$$

$$n'_2(0, T') = n'_2(0, T'_0) \exp \left[\frac{Y'_2}{\epsilon'_2} N'_c e^{-\epsilon'_2} \left(\frac{1}{\epsilon'_2} - 2 \left(\frac{1}{\epsilon'_2} \right)^2 + 6 \left(\frac{1}{\epsilon'_2} \right)^3 \right) \right].$$

Формулы для определения $n'_1(0, T')$ и $n'_2(0, T')$ получены из уравнений кинетики для соответствующих уровней [3].

При генерации с поверхности граничное значение определяется мгновенным значением плотности поверхностного заряда. Предполагая отсутствие повторного прилипания электронов на поверхности, можно граничное условие для E' , по аналогии с $n_{1,2}(0, T')$, задать в виде

$$E'(0, T') = E'(0, T'_0) \exp \left[\frac{Y'}{\epsilon'} N'_c e^{-\epsilon'} \left(\frac{1}{\epsilon'} - 2 \left(\frac{1}{\epsilon'} \right)^2 + 6 \left(\frac{1}{\epsilon'} \right)^3 \right) \right] + E'_{\text{ост}}. \quad (8)$$

Слагаемое $E'_{\text{ост}}$ введено в (8) для коррекции модели, так как приближение полностью истощенного слоя не выполняется при $U_s \rightarrow 0$ (т. е. и $E(0, T) \rightarrow 0$). Это поле обусловлено остаточным зарядом на глубоких поверхностных уровнях или же равновесным поверхностным зарядом. Заряд этот в рассматриваемом процессе релаксации ΔU_s считается постоянным.

Во всех расчетах подвижность электронов в s -зоне считается не зависящей от температуры и равной $\mu = 100 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$. Известно [4, 5], что подвижность μ может меняться в интересующем нас температурном интервале. Однако, так как целью расчетов является выяснение роли повторного прилипания на релаксацию ΔU_s , а не объяснение формы конкретных экспериментальных кривых ТСП ΔU_s , подвижность принята

постоянной. Сечения захвата S предполагаются также не зависящими от температуры. Символ S содержит и статистический весовой фактор примесного уровня.

Численные значения для эффективной плотности состояний и средней тепловой скорости электронов приняты при комнатной температуре равными $N_c(T) = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $v_T = 10^7 \text{ см/сек}^{-1}$. Глубина основного поверхностного или объемного уровня, определяющего релаксацию ΔU_S , выбрана равной 0,25 эВ, что примерно соответствует одному из экспериментально наблюдаемых значений в сульфиде кадмия [1].

Расчет проведен в обоих случаях (поверхностная и объемная генерация) при двух соотношениях между временем жизни электрона относительно захвата на i -й уровень прилипания τ_i и временем пролета через ОПЗ τ_l , $\tau_l \geq 10\tau_i$ и $10\tau_l \leq \tau_i$. Время пролета τ_l через слой Шоттки определяется выражением

$$\tau_l = \frac{\varepsilon}{4\pi\mu_0} \ln \frac{L_0}{L_0 - x}. \quad (9)$$

Поскольку это выражение логарифмически расходится при $x \rightarrow L_0$, то условимся за τ_l считать величину, получаемую из (9) при $x = 0,99 L_0$.

Результаты расчета и их обсуждение

1. Объемная генерация. Результаты расчета показаны на рис. 1, a и 2. Кривые 1 и 2 на рис. 1, a и сплошные кривые на рис. 2 относятся к случаю $\tau_l \geq 10\tau_2$, а остальные — к случаю $10\tau_l \leq \tau_2$. Величины всех постоянных, входящих в систему (1), даны в подписи к рис. 1. Цифры у кривых рис. 2 и 3 означают температуру в градусах Кельвина.

Учет повторного прилипания и заряда свободных электронов (рис. 1, a ; кривая 2) приводит в случае $\tau_l \geq 10\tau_2$ к заметному смещению кривой ТСП ΔU_S в сторону более высоких температур, а также к искажению ее формы.

Из рис. 2, a видно, что в течение всего процесса релаксации концентрация свободных электронов не превышает 10^4 см^{-3} . Поэтому их вкладом в $q/q \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ можно пренебречь, как это было сделано в [1]. Следовательно, главной причиной смещения и искажения формы кривой ТСП ΔU_S должно являться прилипаение электронов, освобождаемых термически с уровня ε_2 .

Прилипаение происходит на первоначально пустой уровень ε_1 и на ε_2 . В данном примере сечение захвата электронов S_1 выбрано близким к типичному значению нейтральных центров ($5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$).

Заполнение уровня ε_1 происходит неравномерно (рис. 2, b), что обусловлено преимущественным накоплением свободных электронов в области слабого поля (рис. 2, a). При этом в области наиболее крутого спада, как легко проверить подстановкой данных рис. 2, a и b в уравнение кинетики для n_1 , заполнение этого уровня существенно отличается от квазистационарного: захват на уровень ε_1 значительно превышает генерацию с него.

Сильная зависимость n_2 от x в области $0 \leq x \leq 0,6 L$ в начальной стадии релаксации (рис. 2, b) свидетельствует о существенном повторном прилипании носителей заряда уже в первой половине ОПЗ, так как в противном случае концентрация должна была бы уменьшаться по x равномерно. Во второй половине ОПЗ ($x \geq 0,6 L$) вместо опустошения происходит дополнительное заполнение уровня ε_2 . Это возможно

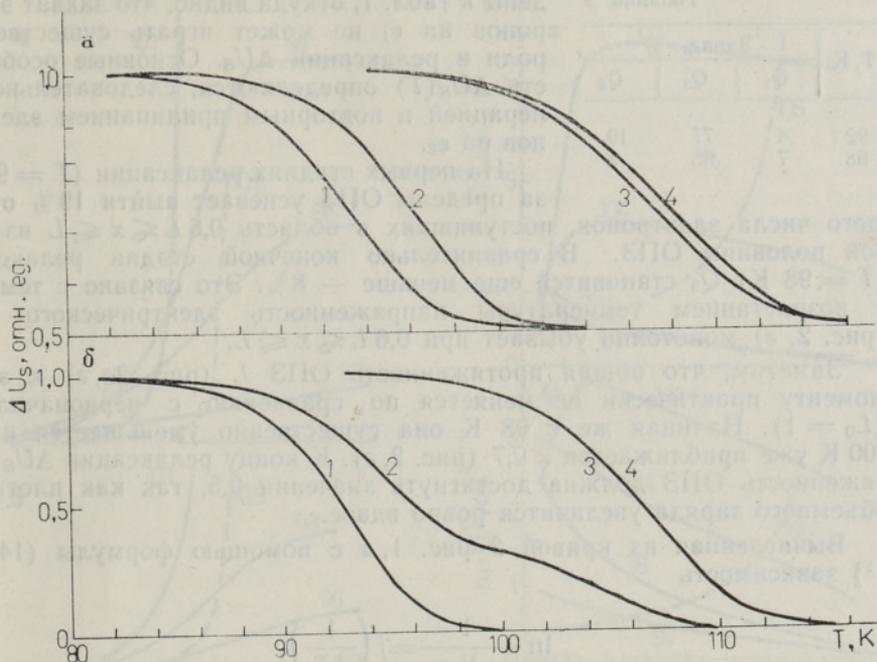


Рис. 1. Кривые ТСП $\Delta U_s(T)$, полученные с помощью ЭВМ, для объемной (а) и поверхностной (б) генерации.

Общие параметры и константы при расчете:

$\varepsilon_1 = 0,22$ эв; $N_1 = 1 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$; $n_{10} \cong 0$; $L_0 = 1 \cdot 10^{-3}$ см;
 $N_2 = 1 \cdot 10^{16}$; $N_c = 2 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$; $\kappa = 12$; $\mu = 100$ см 2 /в·сек;
 $q_0/q = 1 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$.

Значения варьируемых параметров:

а — $\varepsilon_2 = 0,25$ эв; $n_{20} = 1 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$;

1 — $S_1 = 0$; $S_2 = 5 \cdot 10^{-14}$ см 2 , без учета повторного прилипания;

2 — $S_1 = 5 \cdot 10^{-17}$ см 2 , $S_2 = 5 \cdot 10^{-14}$ см 2 , с учетом повторного прилипания;

3 — $S_1 = 0$, $S_2 = 5 \cdot 10^{-16}$ см 2 , без учета повторного прилипания;

4 — $S_1 = 5 \cdot 10^{-17}$ см 2 , $S_2 = 5 \cdot 10^{-16}$ см 2 , с учетом повторного прилипания.

б — $\varepsilon_{1s} = 0,25$ эв, $\varepsilon_2 = 0,27$ эв, $n_{1s} = 10^{11}$ см $^{-2}$;

1 — $S_1 = 0$, $S_2 = 0$, $S_{1s} = 5 \cdot 10^{-14}$ см 2 , без учета прилипания;

2 — $S_1 = 5 \cdot 10^{-17}$ см 2 , $S_2 = 5 \cdot 10^{-14}$ см 2 , $S_{1s} = 5 \cdot 10^{-14}$ см 2 , с учетом прилипания;

3 — $S_1 = 0$, $S_2 = 0$, $S_{1s} = 5 \cdot 10^{-16}$ см 2 , без учета прилипания;

4 — $S_1 = 5 \cdot 10^{-17}$ см 2 , $S_2 = 5 \cdot 10^{-16}$ см 2 , $S_{1s} = 5 \cdot 10^{-16}$ см 2 , с учетом прилипания.

только благодаря электронам, выброшенным полем из первой половины ОПЗ.

На основе данных рис. 2, б и в можно оценить долю общего заряда Q , освобожденного с уровня ε_2 в области $0 \leq x \leq 0,6 L$ к некоторому моменту времени. Ее составляют заряд электронов Q_1 , захваченный на ε_1 , и заряд Q_2 , захваченный на ε_2 в области $0,6 L \leq x \leq L$. Значения Q и Q_2 определяются площадями между кривой $n_2(x, T)|_{T=\text{const}}$ (рис. 2, в) и уровнем $n_2 = 1 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$ в соответствующих интервалах x , а Q_1 — площадью между осью абсцисс и кривой $n_1(x, T)|_{T=\text{const}}$.

Зная Q , Q_1 и Q_2 и пренебрегая концентрацией свободных электронов, можно определить заряд Q_3 , вышедший к этому моменту за пределы ОПЗ.

Для двух температур значения Q_1 , Q_2 и Q_3 в процентах от Q приве-

Таблица 1

T, К	Заряд, %		
	Q ₁	Q ₂	Q ₃
92	4	77	19
98	7	65	8

дены в табл. 1, откуда видно, что захват электронов на ϵ_1 не может играть существенной роли в релаксации ΔU_S . Основные особенности $\Delta U_S(T)$ определяются, следовательно, генерацией и повторным прилипанием электронов на ϵ_2 .

На первых стадиях релаксации ($T = 92$ К) за пределы ОПЗ успевает выйти 19% от общего числа электронов, поступивших в область $0,6L \leq x \leq L$ из первой половины ОПЗ. В сравнительно конечной стадии релаксации ($T = 98$ К) Q_3 становится еще меньше — 8%. Это связано с тем, что с возрастанием температуры напряженность электрического поля (рис. 2, z) монотонно убывает при $0,6L \leq x \leq L$.

Заметим, что общая протяженность ОПЗ L (рис. 2в, z) к этому моменту практически не меняется по сравнению с первоначальной ($L_0 = 1$). Начиная же с 98 К она существенно уменьшается и при 100 К уже приближается к 0,7 (рис. 2, z). К концу релаксации ΔU_S протяженность ОПЗ должна достигнуть значения 0,5, так как плотность объемного заряда увеличится ровно вдвое.

Вычисленная из кривой 2 рис. 1, а с помощью формулы (14) из [1] зависимость

$$\ln \frac{1}{\tau \epsilon_2 N_c v_T} = f \left(\frac{1}{kT} \right),$$

где τ — время жизни электрона на уровне ϵ_2 , не является линейной. Однако, аппроксимируя ее отдельные участки прямыми, можем оценить ϵ_2 . Так, например, используя участок $\Delta U_S(T)$ в интервале 90—92 К, получим $\epsilon_2 = 0,234$ эв, а в интервале 94—96 К — $\epsilon_2 = 0,28$ эв. Сечения захвата будут соответственно $2 \cdot 10^{-15}$ и $8 \cdot 10^{-13}$ см² (вместо $5 \cdot 10^{-14}$ см²). Как видно, полученные значения ϵ_2 и S_2 отличаются от истинных приблизительно на 10%.

В случае монокристаллов сульфида кадмия условие $\tau_2 \geq 10 \tau_1$ будет выполняться лишь для центров с предельно большими сечениями захвата ($\sim 10^{-13} - 10^{-14}$ см²), причем при наличии довольно значительных концентраций не занятых электронами центров ($> 1 \cdot 10^{16}$ см³). В данном примере $\tau_1 \approx 3 \cdot 10^{-9}$ сек, $\tau_2 \approx 2 \cdot 10^{-10}$ сек, а $\tau_1 \approx 2 \cdot 10^{-8}$ сек. Следовательно, чтобы добиться выполнения условия $\tau_1 \approx 10 \tau_1$, для центров с сечением захвата $5 \cdot 10^{-17}$ см² потребовалась бы концентрация 10^{19} см⁻³.

Уменьшение сечения захвата центров ϵ_2 на два порядка ($\tau_2 \approx 2 \cdot 10^{-8}$ сек), при сохранении значений всех остальных параметров модели, позволяет реализовать случай $\tau_2 \geq 10 \tau_1$. Кривые 3 и 4 релаксации ΔU_S (рис. 1, а) смещаются при этом на 14 К в сторону более высоких температур, а сдвиг, обусловленный прилипанием, уменьшается значительно. Распределения $n(x)$, $n_1(x)$, $n_2(x)$ и $E(x)$ для температуры 108 К, при которой зависимости этих величин от x наиболее сильно выражены, показаны на рис. 2 пунктирными кривыми. Мы видим, что в большей части ОПЗ учет концентраций $n(x)$, $n_1(x)$ и $n_2(x)$ не дает существенного вклада в плотность пространственного заряда, которую можно считать практически постоянной. Заметное изменение плотности пространственного заряда имеет место лишь около границы ОПЗ. Однако это изменение сказывается на ΔU_S довольно слабо, так как в этой области электрическое поле мало. Значения S_2 и ϵ_2 , определенные по температурной зависимости времени жизни электрона на

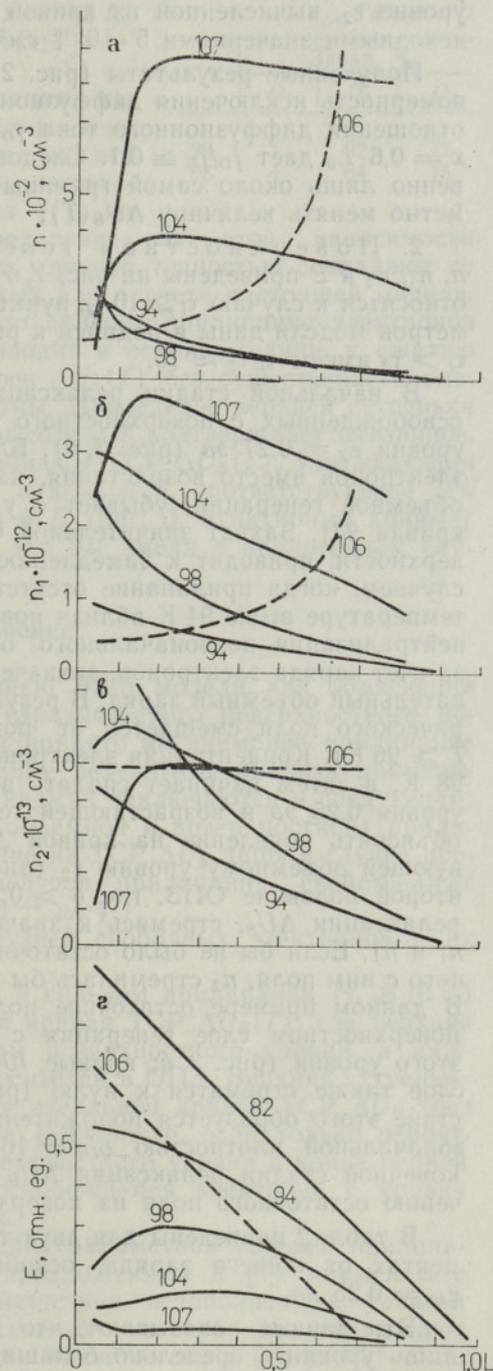
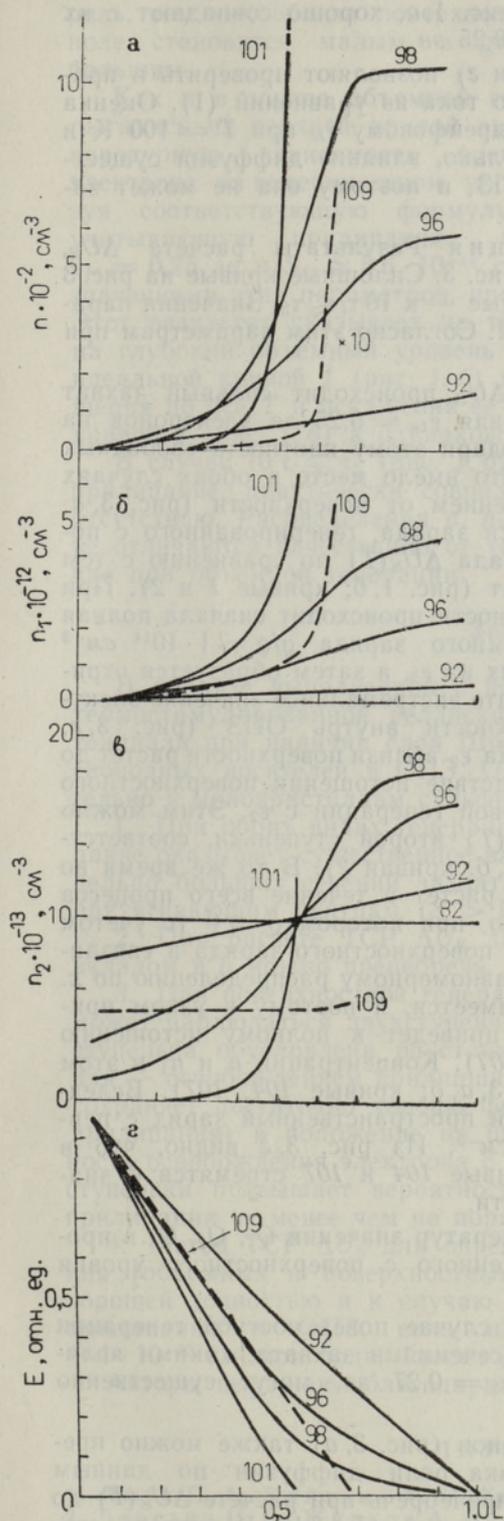


Рис. 3. Пространственные распределения: а — $n(x)$; б — $n_1(x)$; в — $n_2(x)$; г — $E(x)$ в ОПЗ в случае поверхностной генерации.

Рис. 2. Пространственные распределения: а — $n(x)$; б — $n_1(x)$; в — $n_2(x)$; г — $E(x)$ в ОПЗ в случае объемной генерации.

уровне ε_2 , вычисленной из кривой 4 рис. 1, *a*, хорошо совпадают с их исходными значениями $5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ и $0,25 \text{ эв}$.

Полученные результаты (рис. 2, *a* и *г*) позволяют проверить и правомерность исключения диффузионного тока из уравнений (1). Оценка отношения диффузионного тока j_D к дрейфовому j_E при $T = 100 \text{ К}$ и $x = 0,6 L_0$ дает $j_D/j_E \cong 0,1$. Следовательно, влияние диффузии существенно лишь около самой границы ОПЗ, и поэтому она не может заметно менять величину $\Delta U_S(T)$.

2. Поверхностная генерация Результаты расчета ΔU_S , n , n_1 , n_2 и E приведены на рис. 1, *б* и рис. 3. Сплошные кривые на рис. 3 относятся к случаю $\tau_1 \gg 10\tau_2$, пунктирные — к $10\tau_1 \leq \tau_2$. Значения параметров модели даны в подписи к рис. 1. Согласно этим параметрам при $\tau_1 > \tau_2$ имеем $\tau_1/\tau_2 \approx 15$.

В начальной стадии релаксации ΔU_S происходит сильный захват освобожденных с поверхностного уровня $\varepsilon_{ts} = 0,25 \text{ эв}$ электронов на уровне $\varepsilon_2 = 0,27 \text{ эв}$ (рис. 3, *б*). Благодаря этому плотность свободных электронов вместо возрастания, как это имело место в обоих случаях объемной генерации, убывает с удалением от поверхности (рис. 3, *a*; кривая 94). Захват значительной части заряда, генерированного с поверхности, приводит к замедлению спада $\Delta U_S(T)$ по сравнению с тем случаем, когда прилипание отсутствует (рис. 1, *б*; кривые 1 и 2). При температуре выше 94 К вблизи поверхности происходит сначала полная нейтрализация первоначального объемного заряда $q/q = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ за счет заряда электронов, захваченных на ε_2 , а затем образуется отрицательный объемный заряд. В результате экстремальное значение электрического поля смещается от поверхности внутрь ОПЗ (рис. 3, *г*; $T \geq 96 \text{ К}$). Концентрация электронов на ε_2 вблизи поверхности растет до 98 К , а затем начинает спадать вследствие истощения поверхностного уровня $0,25 \text{ эв}$ и возрастающей тепловой генерации с ε_2 . Этим можно объяснить появление на кривой $\Delta U_S(T)$ второй ступеньки, соответствующую объемному уровню ε_2 (рис. 1, *б*, кривая 2). В то же время во второй половине ОПЗ, где $q > 0$, n_2 растет в течение всего процесса релаксации ΔU_S , стремясь к значению, при котором $q = 0$ (с учетом n_1 и n). Если бы не было остаточного поверхностного заряда и связанного с ним поля, n_2 стремилась бы к равномерному распределению по x . В данном примере остаточное поле имеется, и поэтому в узком приповерхностном слое генерация с ε_2 приведет к полному истощению этого уровня (рис. 3, *в*; кривые 104, 107). Концентрации n и n_1 в этом слое также стремятся к нулю (рис. 3, *a*, *б*; кривые 104, 107). Вследствие этого образуется положительный пространственный заряд с первоначальной плотностью $q/q = 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Из рис. 3, *г* видно, что в конечной стадии релаксации ΔU_S кривые 104 и 107 стремятся к значению остаточного поля на поверхности.

В табл. 2 приведены для двух температур значения Q_1 , Q_2 , Q_3 в процентах от общего заряда, освобожденного с поверхностного уровня $\varepsilon_{ts} = 0,25 \text{ эв}$.

Эти данные показывают, что и в случае поверхностной генерации лишь уровни с предельно большими сечениями захвата, какими являются в данном случае центры 2 с $\varepsilon_2 = 0,27 \text{ эв}$, могут существенно влиять на ТСП ΔU_S .

Концентрацией свободных электронов (рис. 3, *a*) также можно пренебречь в процессе ТСП ΔU_S . Оценка роли диффузии по данным рис. 3, *a*, *г* показывает, что ею можно пренебречь при расчете $\Delta U_S(T)$ до $T = 106 \text{ К}$. В самой конечной стадии спада ($T > 106 \text{ К}$) второй ступеньки $\Delta U_S(T)$ (рис. 1, *б*, кривая 2) диффузия может играть заметную

роль, так как вблизи поверхности $x \approx 0,1 L_0$ поле становится малым, а $\text{grad } n(x, T)$ — большим.

Как и в случае объемной генерации, мы пытались из верхней кривой вычислить температурную зависимость времени жизни электрона на поверхностном уровне, используя соответствующую формулу из [1], не учитывая прилипания. Определение из этой зависимости $\epsilon_{ts} = 0,25 \text{ эВ}$ и $S_{ts} \approx 5,6 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ с хорошей точностью совпадают со значениями этих параметров, принятых для расчета настоящей модели. Этот результат указывает на то, что сильное прилипание электронов на глубокий объемный уровень приводит в основном лишь к сжатию идеальной кривой 1 (рис. 1, б) по оси $\Delta U_s(T)$ без существенного смещения по оси T и искажения ее формы. Приведение верхней ступеньки кривой 2 (рис. 1, б) к одинаковой высоте с 1 подтверждает сказанное.

В случае $10 \tau_1 \ll \tau_2$ кривая 4 ТСР $\Delta U_s(T)$, учитывающая прилипание, практически совпадает с кривой 3, соответствующей его отсутствию. Распределения n , n_1 , n_2 и E (рис. 3, пунктирные кривые) не отличаются качественно от того, что мы имели в аналогичном случае при объемной генерации.

Таблица 2

T, К	Заряд, %		
	Q ₁	Q ₂	Q ₃
92	1	82	17
98	1	84	15

Заключение

В анализе выполненной с помощью ЭВМ модели для объяснения термостимулированной релаксации неравновесного поверхностного потенциала при наличии слоя Шоттки принято во внимание прилипание свободных носителей в ОПЗ. Основные результаты анализа применительно к монокристаллам сульфида кадмия заключаются в следующем.

1. При обоих видах генерации (объемной и поверхностной) прилипание оказывает существенное влияние на ТСР ΔU_s лишь в случае предельно больших сечений захвата центров прилипания, свойственных притягивающим центрам ($S > 1 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$).

2. При расчете ТСР ΔU_s диффузией свободных электронов и их вкладом в q можно пренебречь.

3. При поверхностной генерации и сильном прилипании ($\tau_1 \geq 10 \tau_2$) может наблюдаться двухступенчатая кривая ТСР $\Delta U_s(T)$, где верхняя ступенька обусловлена опустошением поверхностного уровня, а нижняя — освобождением прилипших носителей в ОПЗ. Верхняя ступенька сохраняет достаточно хорошо форму идеальной кривой ТСР ΔU_s (без прилипания) и положение на шкале температур, если только вероятность освобождения электрона с поверхностного уровня в конце первой ступеньки превышает вероятность освобождения электрона с уровня прилипания не менее чем на порядок.

4. Метод ТСР ΔU_s для определения параметров уровней прилипания (объемных и поверхностных), предложенный в [1], применим с хорошей точностью и к случаю присутствия незаполненных уровней прилипания в ОПЗ, если их сечения захвата не превышают $\sim 1 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ при подвижности $\mu_n \geq 100 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$ и $q/q \geq 10^{14} \cdot \text{см}^{-3}$.

Авторы выражают благодарность Я. Кирсу за полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лыук П. А., Пийльма М. Р., Тр. ИФА АН ЭССР, № 41, 171 (1972).
2. Березин И. С., Жидков А. И., Методы вычислений II, М., 1966.
3. Актуальные вопросы физики полупроводников и полупроводниковых приборов, Вильнюс, 1969, с. 153.

4. Шейнкман М. К., Корсунская Н. Е., Маркевич И. В., УФК, 8, 747 (1969); Трофименко А. П., Федорус Г. А., Шейнкман М. К., ФТТ, 5, 1805 (1963).
5. Lipskis K., Sakalas A., Višćakas J., Phys. stat. sol. (a), 2, 225 (1970).

Институт физики
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию
29/IV 1974

J. BERGMANN, P. LÕUK, A. RAIDARU

HAARDUMISE MÕJU PINNAPOTENTSIAALI TERMOSTIMULEERITUD RELAKSATSIOONILE MONOPOLAARSETES POOLJUHTIDES

Käsitletakse laengukandjate haardumist arvestavat mudelit mittetasakaalulise pinnapotentsiaali termostimuleeritud relaksatsiooni kirjeldamiseks Schottky kihi korral. Analüüs on tehtud raali abil. Vaadeldakse tugeva ja nõrga haardumise juhtu, kui vabu laengukandjaid genereeritakse kas pinnal või ruumlaengu piirkonnas.

J. BERGMANN, P. LÕUK, A. RAIDARU

INFLUENCE OF TRAPPING ON THERMALLY STIMULATED RELAXATION OF THE SURFACE POTENTIAL IN UNIPOLAR SEMICONDUCTORS

A model for thermally stimulated relaxation of the nonequilibrium surface potential has been treated. The numerical analysis by means of a computer accounts for free carrier trapping in the depletion type surface space charge region. The surface potential decay has been considered in the cases of strong and weak trapping and by free carrier generation from the local states in the space charge region or on the surface.