ДИНАМИКА ТЕРМИЧЕСКОЙ ГЕНЕРАЦИИ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА У ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ПОЛУПРОВОДНИК–ДИЭЛЕКТРИК В УСЛОВИЯХ РЕЛАКСАЦИИ ЗАСЕЛЕННОСТИ ОБЪЕМНЫХ ЦЕНТРОВ ГЕНЕРАЦИИ

С.Г.Дмитриев, А.Г.Ждан, Н.Ф.Кухарская, Ю.В.Маркин

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
141120, Фрязино, Россия
(Получена 23 августа 1994 г. Принята к печати 21 февраля 1995 г.)

Рассмотрен процесс изотермической релаксации структур металл–диэлектрик–полупроводник от состояния обогащения к состоянию инверсии в режиме линейного со временем изменения потенциала полевого электрода V_g с учетом временной эволюции заселенности локализованных электронных состояний — центров генерации неосновных носителей заряда. Показано, что нестационарность заселенности этих состояний проявляется наиболее ярко на начальных этапах релаксации в формах резкого излома зависимости ширины области пространственного заряда полупроводника от V_g и уменьшения скорости нарастания тока. Выяснены условия, при которых эффекты нестационарности оказываются существенными. Установлено, в частности, что это имеет место, когда концентрация объемных центров генерации превышает концентрацию легирующей примеси. В таких условиях классическое описание динамической характеристики $I(V_g)$ оказывается неприменимым.

Исследование динамики отклика структур металл–диэлектрик–полупроводник (МДП) на линейное со временем изменение потенциала V_g полевого электрода позволяет получать обширную информацию об электронных свойствах области границы раздела полупроводник–диэлектрик [1]. Теоретический анализ кинетики тока $I(t)$, протекающего во внешней цепи МДП структуры при изменении V_g по закону $V_g = V_{g0} + \beta t$ (t — время, $\beta = dV_g/dt = \mathrm{const}$, V_{g0} — начальное напряжение), проводился, как правило, в пренебрежении временной эволюцией (релаксацией)[1] заселенности локализованных электронных состояний (ЛЭС), являющихся центрами генерации электронов и (или) дырок [2–4]. Некоторые оценки условий применимости расчетов [2–4]

[1] При теоретическом описании динамических характеристик $I(V_g)$ заполнение центров генерации считается стационарным.

выполнены в [5,6], однако последовательный учет релаксации заполнения глубоких объемных центров генерации свободных носителей заряда, обусловленной конечностью времени их опустошения, до сих пор не проводился. В этой связи представляется интересным и существенным следующий далее анализ условий и форм проявления в кинетике тока $I(V_g)$ эффектов нестационарной заселенности ЛЭС.

Рассмотрим процесс изотермической релаксации МДП структуры, для определенности, на основе электронного полупроводника от состояния обогащения к состоянию неравновесного обеднения. Пусть полупроводник, помимо основной легирующей примеси с концентрацией N_d, содержит глубокие объемные доноры с концентрацией N_D и глубиной E_D, а плотность ЛЭС на межфазной границе раздела (ГР) полупроводник–диэлектрик пренебрежимо мала. Иными словами, считается, что в системе имеется единственный канал генерации свободных носителей заряда (электронов и дырок), обусловленный присутствием глубоких доноров в области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника.

Очевидно, что в этих условиях процесс рождения электронно-дырочных пар начинается в момент времени t_0, когда текущее значение V_g ($V_g < 0$, $V_g > 0$, $\beta < 0$) будет отвечать изгибу зон в полупроводнике, при котором глубокий объемный донор у ГР окажется на расстоянии порядка kT (k — постоянная Больцмана, T — температура) от уровня Ферми F полупроводника. С увеличением $|V_g|$ изгиб зон, а следовательно, и степень обеднения поверхности полупроводника возрастают, а точка пересечения $z = z_D$ уровня E_D с уровнем Ферми F смещается в глубь ОПЗ, где z — координата в направлении нормали к ГР

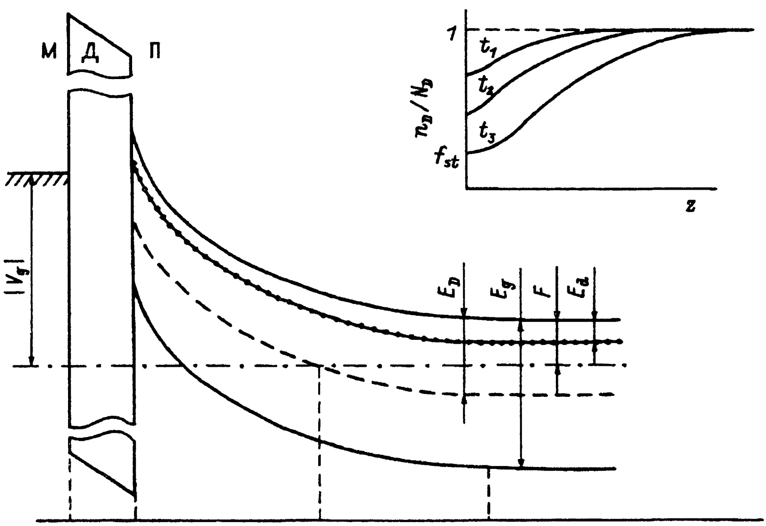

Рис. 1. Зонная диаграмма МДП структуры в состоянии неравновесного обеднения. М — металл (полевой электрод), Д — диэлектрик, П — полупроводник. Прочие обозначения определены в тексте. На вставке показан качественный вид координатной зависимости функции заполнения глубокого донора $n_D(z)$ в различные моменты времени ($t_1 < t_2 < t_3$); $f_{st} = n_D^{st}/N_D$, где n_D^{st} — стационарное заполнение уровня E_D.

(рис. 1). Из-за конечности времени генерации электронов и дырок термическая эмиссия свободных частиц последовательно-послойно запаздывает (при движении в направлении от плоскости ГР ($z = 0$) к плоскости $z = z_D(t)$).[2] Этим обусловливается появление градиента функции заполнения $n_D(z)$ глубокого уровня $dn_D(z)/dz$ вдоль оси z, изменяющегося со временем вследствие отсутствия баланса между темпами термической делокализации электронов $n_D(z)/\tau_n$ и дырок $[N_D - n_D(z)]/\tau_p$ ($dn_D(z)/dt < 0$). Поэтому соответствующее уравнение кинетики имеет вид

$$\frac{dn_D(z)}{dt} = -\frac{n_D(z)}{\tau_n} + \frac{N_D - n_D(z)}{\tau_p}. \tag{1}$$

Здесь $\tau_n = (v_{th}\sigma_n N_c)^{-1}\exp(E_D/kT)$, $\tau_p = (v_{th}\sigma_p N_v)^{-1}\exp[(E_g - E_D)/kT]$, v_{th} — тепловая скорость электронов, σ_n, σ_p — сечения захвата электронов и дырок соответственно, N_c, N_v — эффективные плотности состояний в зоне проводимости и в валентной зоне, E_g — ширина запрещенной зоны полупроводника.

Решение уравнения (1), описывающее временную эволюцию функции $n_D(z)$ при $z < z_D$, имеет вид

$$n_D(z) = N_D\left\{\frac{\tau_n}{\tau_n + \tau_p} + \frac{\tau_p}{\tau_n + \tau_p}\exp\left[-\frac{t - t^*(z)}{\tau_{st}}\right]\right\}, \tag{2}$$

где $\tau_{st} = \tau_n\tau_p/(\tau_n + \tau_p)$, $t^*(z)$ — суть начальные условия к (1) — времена последовательно-послойного запаздывания термогенерации свободных частиц. Для данного слоя шириной dz, расположенного у плоскости $z = z'$, величина $t^*(z')$ фиксирует момент времени, в который этот слой проходил через плоскость $z' = z_D$ (значения $t^*(z)$ отсчитываются от момента времени $t^*(0) = t_0$). Из (1) явствует, что первое слагаемое в (2) описывает состояние стационарной заселенности уровня в пределах данного слоя ($dn_D(z)/dt = 0$), а второе — процесс релаксации к этому состоянию, протекающий с характерным временем τ_{st}.

Стационарное состояние, очевидно, прежде всего установится у ГР, а затем с течением времени будет распространяться в глубь ОПЗ. Качественный вид функции $n_D(z,t)$ иллюстрирует вставка на рис. 1. С увеличением $|V_g|$ темп рождения дырок возрастает как из-за расширения зоны генерации ($0 < z < z_D(t)$), так и из-за перехода приграничных слоев полупроводника к стационарному режиму образования электронно-дырочных пар.[3] В результате скорость увеличения ширины области пространственного заряда W будет резко уменьшаться, тогда как скорость расширения зоны стационарной генерации останется неизменной, поскольку она определяется согласно (2) только характерным временем τ_{st}.

Оценим условия реализации динамических характеристик $I(V_g)$, при которых оказывается существенной релаксация заселенности центров генерации дырок. С этой целью проанализируем в начале, следуя

[2] Максимальное запаздывание, естественно, имеет место для слоя с текущей координатой $z = z_D(t)$ по отношению к слою $z = 0$.

[3] Последнее явствует, в частности, из выражения (2): с течением времени заполнение уровня $n_D(z)$ уменьшается, приближаясь к стационарному, и темп генерации дырок $[N_D - n_D(z)]/\tau_p$ соответственно растет.

[2], зависимость $W(t)$ в режиме стационарной генерации неосновных носителей заряда. Согласно [2],

$$W(t) \simeq W_\infty - (W_\infty - \Delta z_D)\exp(-t/\tau_0),$$

где

$$W_\infty = \Delta z_D - \beta C_i \tau_g / q n_i$$

— стационарное значение W, при котором уравниваются интегральный темп рождения дырок G_p по всей зоне $[0, z_D(t)]$ и темп изменения заряда на полевом электроде $d\sigma_{Me}/dt$ т. е. $(G_p = |d\sigma_{Me}/dt|)$;

$$\Delta z_D = [\varkappa_s(E_D - F)/2\pi q^2 N_d]^{1/2} = \text{const}$$

— расстояние между плоскостью $z = z_D(t)$ и краем ОПЗ, $\tau_0 = \tau_g N_d(1 + \varkappa_i W_\infty/\varkappa_s h)/n_i$, q — элементарный заряд, $\varkappa_s$ и $\varkappa_i$ — диэлектрические проницаемости полупроводника и диэлектрика соответственно,

$$\tau_g = n_i(\tau_n + \tau_p)/N_D = 2\,\text{ch}[(E_i - E_D)/kT]/[v_{th}(\sigma_n\sigma_p)^{1/2}N_D],$$

$$2E_i = E_g + kT\ln(\sigma_n N_c/\sigma_p N_v), \qquad n_i = (N_c N_v)^{1/2}\exp(-E_g/2kT),$$

C_i и h — емкость и ширина диэлектрического промежутка МДП конденсатора. Следовательно, $W(t)$ стремится к стационарному значению W_∞ с характерным временем τ_0.

С другой стороны, поскольку время, за которое достигается стационарное заполнение глубокого уровня у ГР ($z = 0$), равно τ_{st}, в случае, когда выполнено условие $\tau_0 \gg \tau_{st}$, преобладает процесс стационарной генерации дырок, а при $\tau_0 < \tau_{st}$ или при условии

$$\frac{N_D}{N_d} > 4\left(1 + \frac{\varkappa_i W_\infty}{\varkappa_s h}\right)\text{ch}^2\left(\frac{E_i - E_D}{kT}\right) \tag{3}$$

должна проявляться нестационарность заселенности глубокого уровня. Легко убедиться, что правая часть неравенства (3) всегда больше единицы. Это означает, что эффекты нестационарности будут наиболее заметны, если концентрация N_D превышает концентрацию легирующей примеси. Поэтому при вычислении динамических характеристик $I(V_g)$ в таком случае имеет смысл учитывать вклад ионизированной части глубокого донора в полный заряд ОПЗ.

Определим в приближении слоя обеднения Шоттки максимальную величину $N_D = N_D^{\max}$, при которой концентрация ионизированных глубоких доноров N_D^+ в области $z > z_D$ еще не превышает концентрацию мелкой примеси.[4] Вследствие электронейтральности объема полупроводника при принятых ранее условиях $\exp[-(F - E_d)/kT] \ll 1$, $\exp[-(F - E_D)/kT] \gg 1$ и в пренебрежении концентрацией неосновных носителей заряда $[E_D < E_g - kT\ln(N_v/N_D)]$ имеем

$$N_D + N_D\exp[(F - E_D)kT] = N_c\exp(-F/kT),$$

[4] В противоположном случае уравнение кинетики (1) не будет адекватно описывать динамику опустошения глубокого донора в области $z_D < z < W$.

где E_d — энергия ионизации мелкого донора. Отсюда следует

$$\exp(F/kT) = N_d[(1+4N_D^* N_c/N_d^2)^{1/2}-1]/2N_D^*, \qquad N_D^* = N_D \exp(-E_D/kT).$$

Наиболее реален случай, когда положение уровня Ферми в объеме полупроводника определяется мелкой примесью $F = kT\ln(N_c/N_d)$, имеющий место при условии $4N_D^* N_c/N_d^2 \ll 1$ (при противоположном знаке неравенства величина N_D^+ будет существенно превышать N_d даже в электронейтральной области полупроводника). В этом случае первый интеграл уравнения Пуассона

$$d^2v/d\zeta^2 = 1 - e^{-v} + \lambda/[1 + \gamma e^{-v}]$$

имеет вид

$$(dv/d\zeta)^2 = 2\{v + e^{-v} - 1 + \lambda \ln[(e^v + \gamma)/(1+\gamma)]\}.$$

Здесь $v = -q\varphi/kT$, $\zeta = z/L_D$, $L_D = (\varkappa_s kT/4\pi q^2 N_d)^{1/2}$, $\lambda = N_D/N_d$, $\gamma = \exp[-(F - E_D)/kT] \gg 1$. В приближении Шоттки (большие изгибы зон) $v \gg |\exp(-v) - 1|$. Для того чтобы заряд qN_D^+ не вносил вклада в слой ОПЗ, расположенный между плоскостями $z = z_D$ и $z = W$ ($z_D \leqslant z \leqslant W$), очевидно, необходимо во всем этом слое удовлетворить неравенство $v \gg \lambda\ln\{[\exp(v)+\gamma]/(1+\gamma)\}$. В плоскости $z = z_D$ изгиб зон таков, что $v = (E_D - F)/kT = \ln\gamma \gg 1$ и

$$\lambda\ln\{[\exp(v)+\gamma]/(1+\gamma)\} = \lambda\ln[2\gamma/(1+\gamma)] \simeq \lambda\ln 2.$$

Следовательно

$$(dv/d\zeta)^2\Big|_{\zeta = z_D/L_D} \simeq (E_D - F)/kT + \lambda\ln 2.$$

Очевидно, что

$$(dv/d\zeta)^2\Big|_{\zeta = z_D/L_D} \simeq (E_D - F)/kT$$

при условии

$$\frac{N_D}{N_d} \ll \frac{E_D - F}{kT\ln 2}, \tag{4}$$

которое и определяет искомую величину $N_D^{\max} \simeq N_d(E_D - F)/kT\ln 2$. Таким образом, при $N_D < N_D^{\max}$ расчет изгиба зон в полупроводнике можно проводить в пренебрежении зарядом глубоких доноров в области $z > z_D$.

Теперь следует выяснить ограничения для значений E_D и β, обусловленные принятыми нами приближениями. Из соотношений (3) и (4) явствует, что значение E_D должно удовлетворять неравенству

$$\mathrm{ch}^2\left(\frac{E_i - E_D}{kT}\right) < \frac{E_D - F}{4kT\ln 2}. \tag{5}$$

Соответственно из (3) вытекает ограничение на максимальную величину $|\beta| = |\beta_{\max}|$, которую нетрудно оценить, обращая (3), (4) в равенство

$$|\beta_{\max}| = \frac{q\varkappa_s h N_d}{\varkappa_i C_i(\tau_n + \tau_p)} \frac{(E_D - F)}{kT \ln 2} \left[\frac{(E_D - F)}{4kT \ln 2} \operatorname{ch}^2 \left(\frac{E_i - E_D}{kT} \right) - \frac{\varkappa_i \Delta z_D}{\varkappa_s h} - 1 \right].$$

Следовательно, для типичных МДП структур на Si ($N_D = 10^{14} \div \div 10^{15}$ см$^{-3}$, $h = 10^{-5}$ см, $\sigma_n = \sigma_p = 10^{-15}$ см^2, $\tau_n \simeq \tau_p$) при 300 K глубокий донор не может, согласно (5), находиться вне полосы энергий $\pm 1.5kT$, центрированной относительно середины запрещенной зоны кремния, а значения $|\beta_{\max}|$ в пределе $E_D = E_i$ должны быть меньше $6.5 \div 65$ В/с соответственно. При этих условиях $N_D^{\max} \simeq 18 N_d$, т. е. равно $1.8 \cdot 10^{15}$ ($N_d = 10^{14}$ см$^{-3}$) и $1.8 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$ ($N_d = 10^{15}$ см$^{-3}$) соответственно.

Получим в явном виде уравнение для зависимости $W(t)$. Найдем в начале полный ток I, вытекающий из полупроводниковой обкладки конденсатора. В соответствии с уравнением непрерывности

$$I - I_n = -d\sigma/dt|_{z=W} = -qN_d dW/dt,$$

т. е. $I = I_n - qN_d dW/dt$, где I_n — суммарный поток электронов, исходящий из ОПЗ шириной z_D. В отсутствие перезахвата

$$I_n = \int_0^{z_D} dj_n, \qquad dj_n = -q(n_D/\tau_n)dz.$$

Учитывая (2), находим

$$I = -q\frac{n_i}{\tau_g} \int_0^{z_D} \left\{ 1 + \frac{\tau_p}{\tau_n} \exp\left[-\frac{t - t^*(z)}{\tau_{st}} \right] \right\} dz - qN_d \frac{dW}{dt}. \tag{6}$$

В приближении слоя обеднения Шоттки поверхностный потенциал равен

$$\varphi_s = -2\pi q N_d W^2/\varkappa_s - 4\pi q/\varkappa \int_0^{z_D} z(N_D - n_D)dz.$$

Дифференцируя это выражение по времени с учетом (1), (2) и подставляя результат в общее выражение для тока

$$I = C_i \left(\frac{dV_g}{dt} - \frac{d\varphi_s}{dt} \right), \tag{7}$$

имеем

$$I = \beta C_i + qN_d \frac{\varkappa_i W}{\varkappa_s h} \frac{dW}{dt} + \frac{qN_D \varkappa_i}{\varkappa_s h} \frac{1}{\tau_n} \int_0^{z_D} z \exp\left[-\frac{t - t^*(z)}{\tau_{st}} \right] dz. \tag{8}$$

Искомое уравнение получается приравниванием правых частей (6) и (8):

$$N_d\left(1+\frac{\varkappa_i W}{\varkappa_s h}\right)\frac{dW}{dt}+\frac{n_i}{\tau_g}\left(1+\frac{\tau_p}{\tau_n}\right)\frac{\varkappa_i}{\varkappa_s h}\mathcal{M}=\frac{n_i}{\tau_g}(W_\infty-W)-\frac{n_i\tau_p}{\tau_g\tau_n}\mathcal{K},$$
$$W(0)=\Delta z_D. \tag{9}$$

Свойства решения (9) определяются поведением двух функций

$$\mathcal{K}(t)=\int\limits_0^{z_D}\exp\left[-\frac{t-t^*(z)}{\tau_{st}}\right]dz$$

(см. (6)) и

$$\mathcal{M}(t)=\int\limits_0^{z_D}z\exp\left[-\frac{t-t^*(z)}{\tau_{st}}\right]dz$$

(см. (8)). Легко убедиться, что эти функции удовлетворяют дифференциальным уравнениям

$$\frac{d\mathcal{K}}{dt}+\frac{\mathcal{K}}{\tau_{st}}=\frac{dW}{dt},\qquad \mathcal{K}(0)=0 \tag{10}$$

и

$$\frac{d\mathcal{M}}{dt}+\frac{\mathcal{M}}{\tau_{st}}=(W-\Delta z_D)\frac{dW}{dt},\qquad \mathcal{M}(0)=0. \tag{11}$$

Таким образом, система уравнений (9)–(11) полностью определяет поведение зависимости $W(t)$ и тем самым динамическую характеристику $I(V_g)$. Проанализируем на ее основе поведение функций $W(t)$ и $I(V_g)$ в условиях проявления нестационарности заселенности глубокого донора (см. неравенства (3), (4)). В рассматриваемой ситуации ширина ОПЗ полупроводника рано или поздно достигнет стационарного значения W_∞, которое принципиально должно превышать равновесную толщину слоя обеднения W_{eq}, отвечающую состоянию сильной инверсии. Поэтому в дальнейшем следует учитывать условие $W_\infty \gg W_{eq}$. С другой стороны, поскольку при $E_D \simeq E_i$ для типичных значений N_d, использованных в предыдущих оценках, $\Delta z_D \simeq W_{eq}$, в выражениях, фигурирующих в последующем анализе, члены, содержащие Δz_D, можно опускать.

Дифференцируя (9) по t, учитывая (10), (11), а также (9) и (3), имеем

$$\left(\frac{du}{d\vartheta}\right)+u\frac{d^2u}{d\vartheta^2}+\left(1+\frac{\tau_p}{\tau_n}\right)y_\infty u\frac{du}{d\vartheta}=\frac{\tau_0}{\tau_{st}}(1-u). \tag{13}$$

Здесь $u=(1+\varkappa_i W/\varkappa_s h)/y_\infty$, $\vartheta=t/\tau_0$, $y_\infty=1+\varkappa_i W_\infty/\varkappa_s h$. Поскольку в рассматриваемой ситуации $\tau_0/\tau_{st}<1$, правой частью (13) на начальных этапах релаксации можно пренебречь. Полагая $\tau_p=\tau_n$ (так как $E_D=E_i$), интегрируя (13) один раз с учетом начальных условий

$$u(0)=y_\infty^{-1},\qquad (du/d\vartheta)\Big|_{\vartheta=0}=y_\infty-1,$$

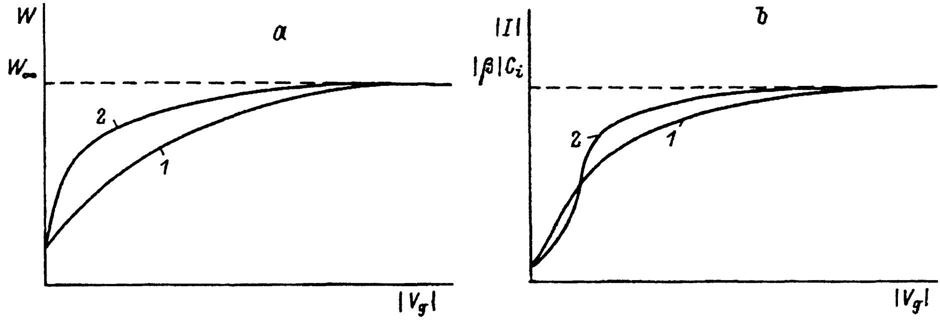

Рис. 2. Качественный вид зависимостей a — $W(V_g)$ и b — $I(V_g)$ в условиях стационарной (*1*) и нестационарной (*2*) заселенности центров генерации.

находим

$$\frac{du}{d\vartheta} = \frac{1 - y_\infty u^2}{u}. \tag{14}$$

Легко убедиться, что при $u_0 = (y_\infty)^{-1/2}$ уравнение (14) превращается в тождество, т. е. с ростом ϑ функция $u(\vartheta)$ асимптотически стремится к u_0. Интегрируя (14), имеем

$$1 - y_\infty u^2 = y_\infty^{-1}(y_\infty - 1)\exp(-2y_\infty\vartheta). \tag{15}$$

Таким образом в начале релаксации функция $u(\vartheta)$ монотонно возрастает с характерным временем $\tau^* < \tau_0$. При $\vartheta > \tau^*/\tau_0$ производные $(du/d\vartheta)$ и $(d^2u/d\vartheta^2)$ резко уменьшаются, правая часть (13) становится существенной и зависимость $u(\vartheta)$ перестает описываться уравнением (14). Между тем при $\vartheta > \tau^*/\tau_0$ становится справедливым неравенство $(\tau_{st}/W)(dW/dt) \ll 1$, и при $t > \tau_{st}$ решение уравнений (10) и (11) имеет вид

$$\mathcal{K}(t) = \int\limits_0^t (dW/dt')\exp[-(t-t')/\tau_{st}]dt' \simeq \tau_{si}(dW/dt)$$

и

$$\mathcal{M}(t) = \int\limits_0^t W(t')(dW/dt')\exp[-(t-t')/\tau_{st}]dt' \simeq \tau_{st}W(dW/dt).$$

Принимая во внимание эти выражения и условие (3), представим уравнение (9) в форме

$$N_d\left(1 + \frac{\varkappa_i W^*}{\varkappa_s h}\right)\frac{dW^*}{dt^*} = \frac{n_i}{\tau_g}(W_\infty^* - W^*), \tag{16}$$

где $W^* = (1+\tau_n/\tau_p)W$, $t^* = (N_d/n_i)(\tau_g/\tau_{st})(\tau_n/\tau_p)t$, $W_\infty^* = (1+\tau_n/\tau_p)W_\infty$. Это уравнение оказывается аналогичным уравнению, описывающему динамику поведения ширины ОПЗ в условиях стационарной генерации неосновных носителей заряда [2]. Следовательно, с ростом t^*

функция $W^*(t^*)$ экспоненциально возрастает с характерным временем $\tau_0^* = \tau_g N_d(1 + \varkappa_i W_a^*/\varkappa_s h)/n_i$ к своему предельному значению W_∞^*. Возвращаясь к исходным переменным W и t, находим, что зависимость $W(t)$ асимптотически стремится к величине W_∞ с характерным временем $p\tau_0$, где коэффициент

$$p = (\tau_{st}/\tau_0)(\tau_p/\tau_n)(1 + \varkappa_i W_\infty^*/\varkappa_s h). \tag{17}$$

Поскольку $\tau_{st}/\tau_0 > 1$ функция $W(t)$ при $t > \tau^*$ асимптотически приближается к уровню W_∞ более полого, чем в режиме стационарной генерации [2].

На рис. 2 качественно сопоставлены зависимости $W(V_g)$ и $I(V_g)$, соответствующие рассмотренному случаю, с функциями $W(V_g)$ и $I(V_g)$, отвечающими условиям стационарной генерации [2]. Видно, что нестационарность заселенности ЛЭС наиболее ярко проявляется на начальном этапе релаксации в формах резкого излома зависимости $W(V_g)$ и уменьшения скорости нарастания тока. Временная эволюция заселенности ЛЭС, очевидно, будет тем существенней, чем меньше концентрация мелкой примеси N_d. Иными словами, в отличие от случая, рассмотренного в [2–4], процесс релаксации ширины ОПЗ не описывается постоянной времени τ_0, а становится двухстадийным. На начальной стадии характерное время релаксации равно $\tau^* < \tau_0$ (см. (15)), а на конечной — $p\tau_0$ (коэффициент $p > 1$, см. (17)), что и является надежным количественным критерием реализации условий нестационарной генерации неосновных носителей заряда. В таких условиях решение основной задачи исследования динамики отклика МДП структур в режиме линейного изменения V_g — задачи определения генерационного времени жизни τ_g — может быть получено на основании соотношений (15) и (17) по графику функции $W(V_g)$, представленному в соответствующем масштабе, извлекаемой по методике [7] из экспериментальной зависимости от V_g высокочастотной емкости МДП структуры, измеряемой синхронно с зависимостью $I(V_g)$.

Список литературы

[1] J.S. Kang, D.K. Schroder. Phys. St. Sol. (a), **13** (1985).
[2] K. Board, J.G. Simmons. Sol. St. Electron., **20**, 859 (1977).
[3] A.G. Nassibian, L. Faraone, J.G. Simmons. J. Appl. Phys., **50**, 1439 (1979).
[4] X. Zhang. Semicond. Sci. Technol., **7**, 654 (1992).
[5] P.G.C. Allman. Sol. St. Electron., **25**, 241 (1982).
[6] X. Zhang. Sol. St. Electron., **34**, 43 (1991).
[7] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан, А.М. Клочкова, Ю.В. Маркин. ФТП, **24**, 159 (1990).

Редактор Т.А. Полянская

Dynamics of thermal generation of free carriers at semiconductor–insulator interface under relaxation of the volume generation center population

S.G. Dmitriev, A.G. Zhdan, N.F. Kukharskaya, Yu.V. Markin

Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, 141120 Fryazino, Russia