

©1994 г.

ЭФФЕКТЫ РЕЛАКСАЦИИ ОБЛАСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА ПОЛУПРОВОДНИКА ПРИ ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННОЙ ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ МДП СТРУКТУР

А.Г.Ждан, Ю.В.Маркин

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук, 141120,
Фрязино, Россия
(Получена 29 июня 1993 г. Принята к печати 24 ноября 1993 г.)

Рассмотрено влияние взаимодействия подсистемы релаксаторов диэлектрика с электронной подсистемой полупроводника на характер процессов термостимулированной деполяризации (ТСД) МДП структур. Построена теория процесса ТСД с учетом изменения падения напряжения на диэлектрике, обусловленного релаксацией области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника. Показано, что релаксация ОПЗ радикально модифицирует форму и количественные параметры пиков тока ТСД: пики тока расщепляются или уширяются, а их площадь заметно уменьшается. Стандартная процедура обработки таких пиков дает нереальные значения параметров, характеризующих процесс ТСД. Развита новый подход к исследованиям ТСД МДП структуры, основанный на синхронных измерениях температурных зависимостей тока деполяризации $J(T)$ и высокочастотной емкости $C_{HF}(T)$. По этой методике выполнены эксперименты на МОП структурах с термическим окислом толщиной $2 \cdot 10^{-5}$ см и площадью 10^{-2} см², изготовленных на основе Si, легированного P, с удельным сопротивлением порядка 4.5 Ом·см и ориентацией (100). Термополевым стрессом при 473 К и напряжении $V_g=10$ В индуцировалось смещение подвижных положительных ионов в SiO₂ к границе его раздела с Si. После охлаждения структуры до 200 К и инвертирования знака V_g осуществлялся обычный алгоритм измерения ТСД с одновременной регистрацией зависимостей $J(T)$ и $C_{HF}(T)$. Данные экспериментов хорошо описываются теорией, построенной для простейшего случая чисто термоэмиссионного переноса ионов в SiO₂ в условиях, когда индуцируемое смещением ионов изменение поверхностного потенциала Si не приводит к нарушению термодинамического равновесия в ОПЗ полупроводника.

Методы термостимулированной деполяризации (ТСД) [1] и диэлектрической спектроскопии [2] дают детальную информацию о механизмах отклика диэлектрика на изменение внешних условий, например, электрического поля и/или температуры. Опыты по ТСД выполняются, как правило, на структурах металл-диэлектрик-металл (МДМ) с блокирующими металлическими электродами, и гораздо реже — на МДП структурах [1,3]. При анализе данных по ТСД МДП структур практически не принимаются во внимание эффекты взаимодействия

подсистемы релаксаторов диэлектрика с электронной подсистемой полупроводника, несмотря на ту исключительную роль, которую граница раздела (ГР) полупроводник-диэлектрик играет в современной электронике.

Покажем, что такое взаимодействие может определяющим образом влиять на характер процессов ТСД, и что его учет открывает новые возможности физической диагностики МДП структур. Для этого рассмотрим МДП структуру, для определенности на основе полупроводника n -типа, с диэлектриком, содержащим подвижные положительные ионы.¹ В рамках стандартного алгоритма методики ТСД (поляризация образца при некоторой высокой температуре $T \sim 500$ К путем приложения к полевому электроду положительного потенциала V_g , охлаждение до $T \sim 100$ К, включение деполяризующего поля, ТСД объекта при нагреве с постоянной скоростью $\beta = dT/dt = \text{const}$) вычислим с учетом изменения поверхностного потенциала полупроводника φ_s и падения напряжения на диэлектрике $V_i = V_g - \varphi_s$, полный ток $j(t)$, который будет протекать во внешней цепи МДП структуры в процессе ее деполяризации.² Будем считать, что стационарная проводимость диэлектрика и инжекция носителей заряда из контактов отсутствуют.

Пусть диэлектрик представляет собой плоскопараллельный слой толщиной h , заключенный между плоскостями $x = -h$ (металл) и $x = 0$ (полупроводник). Полагаем, что поляризация диэлектрика \mathcal{P}_i и электрическое поле в нем \mathcal{E}_i однородны по площади, а линейные размеры полевого электрода много больше h . В этом случае рассматриваемую задачу можно считать одномерной. Введем мгновенную (упругую) \mathcal{P}_e и релаксационную³ (тепловую) \mathcal{P}_r компоненты поляризации: $\mathcal{P}_i = \mathcal{P}_e + \mathcal{P}_r$. Уравнение Пуассона, определяющее величину $\mathcal{E}_i(x)$, имеет вид [5]

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\kappa_i \mathcal{E}_i(x, t) + 4\pi \mathcal{P}_r(x, t) \right] = 4\pi \rho_i(x, t), \quad (1)$$

где $\kappa_i = 1 + 4\pi\alpha$ — диэлектрическая проницаемость изолятора, α — его поляризуемость ($\mathcal{P}_e = \alpha \mathcal{E}_i$), $\rho_i(x, t)$ — плотность объемного (ионного) заряда в диэлектрике. Интегрируя (1) от $-h$ до x с граничным условием

$$\kappa_i \mathcal{E}_i(-h, t) + 4\pi \mathcal{P}_r(-h, t) = 4\pi \sigma(t),$$

где $\sigma(t)$ — поверхностная плотность заряда, индуцированного на ГР металл-диэлектрик, находим

$$\mathcal{E}_i(x, t) = \frac{4\pi}{\kappa_i} \left[\sigma(t) + \int_{-h}^x \rho_i(y, t) dy - \mathcal{P}_r(x, t) \right], \quad (2)$$

¹ В МОП структурах на Si таковыми являются, например, ионы Na^+ [4].

² Далее в расчетах в качестве аргумента будет фигурировать не температура T , а время t . Для перехода к температурным зависимостям достаточно произвести простую замену $d/dt \rightarrow \beta d/dT$.

³ Под \mathcal{P}_r подразумеваются все возможные компоненты релаксационной поляризации, не обуславливающей образования областей объемного заряда с макроскопическими размерами.

где $\sigma(t) = \sigma_{Me}(t) + \sigma_i(t)$, а $\sigma_{Me}(t)$ и $\sigma_i(t)$ — поверхностные плотности электронного и ионного заряда на ГР металл-диэлектрик соответственно. Используя определение плотности тока $j(t) = d\sigma_{Me}(t)/dt$ и дифференцируя (2) по t , получаем

$$j(t) = -\frac{\partial}{\partial t} \left[\sigma_i(t) + \int_{-h}^x \rho_i(y, t) dy \right] + \frac{\kappa_i}{4\pi} \frac{\partial \mathcal{E}_i(x, t)}{\partial t} + \frac{\partial \mathcal{P}_r(x, t)}{\partial t}. \quad (3)$$

В силу условия непрерывности полного тока $j(t)$ не зависит от координаты x . Интегрируя (3) по толщине диэлектрика и учитывая, что

$$\int_{-h}^0 \mathcal{E}_i(x, t) dx = -[\varphi_s(t) - V_g] = V_i(t), \quad \int_{-h}^0 dx \int_{-h}^x \rho_i(y, t) dy = - \int_{-h}^0 x \rho_i(x, t) dx,$$

$$\bar{\mathcal{P}}_r(t) = (1/h) \int_{-h}^0 \mathcal{P}_r(x, t) dx,$$

имеем

$$j(t) = -\frac{d}{dt} \left[\sigma_i(t) - (1/h) \int_{-h}^0 x \rho_i(x, t) dx \right] + \frac{\kappa_i}{4\pi h} \frac{dV_i(t)}{dt} + \frac{d\bar{\mathcal{P}}_r(t)}{dt}. \quad (4)$$

Выражение (4) отражает процесс деполяризации диэлектрика при непостоянстве приложенного к нему напряжения $V_i(t)$. В отличие от известных соотношений для случая $V_i = \text{const}$, рассмотренных в работе [1], оно включает ток смещения $(\kappa_i/4\pi h) dV_i/dt$, протекающий через геометрическую емкость конденсатора с обкладками при $x = -h$, $x = 0$, и ток, обусловленный равновесным перераспределением заряда в диэлектрике. В зависимости от скорости изменения $V_i(t)$ могут реализоваться два предельных случая: распределение заряда в диэлектрике мгновенно «отслеживает» изменение V_i , тогда

$$\begin{aligned} j_i(t) &= -d/dt \left[\sigma_i(t) - (1/h) \int_{-h}^0 x \rho_i(x, t) dx \right] = \\ &= -d/dV_i \left[\sigma_i(t) - (1/h) \int_{-h}^0 x \rho_i(x) dx \right] dV_i/dt; \end{aligned}$$

изменение распределения заряда в диэлектрике запаздывает по отношению к изменению $V_i(t)$, тогда, как легко убедиться, $j_i(t)$ в согласии с [1] выражается через конвекционный (ионный) ток в диэлектрике $j_c(x, t)$:

$$j_i(t) = (1/h) \int_{-h}^0 j_c(x, t) dx.$$

Используя граничное условие

$$\kappa_s \mathcal{E}_s(+0, t) - \kappa_i \mathcal{E}_i(-0, t) - 4\pi \mathcal{P}_r(-0, t) = 4\pi [\sigma_{si}(t) + \sigma_{ss}(t)],$$

теорему Гаусса

$$\kappa_s \mathcal{E}_s(+0, t) = \kappa_s \mathcal{E}_s(t) = -4\pi \int_0^{\infty} \rho_s(x, t) dx = -4\pi \sigma_v(t),$$

условие сохранения полного числа ионов в диэлектрике

$$d/dt \left[\sigma_i(t) + \int_{-h}^0 \rho_i(x, t) dx + \sigma_{si}(t) \right] = 0$$

и полагая в (3) $x = -0$, получаем

$$j(t) = -\frac{d}{dt} [\sigma_v(t) + \sigma_{ss}(t)], \quad (5)$$

где κ_s — диэлектрическая проницаемость полупроводника, \mathcal{E}_s — электрическое поле у ГР полупроводник-диэлектрик, σ_{si} — поверхностная плотность локализованного на ГР полупроводник-диэлектрик ионного заряда, σ_{ss} — плотность электронного заряда на граничных состояниях, ρ_s — плотность объемного заряда в приповерхностной области полупроводника.

Для выявления наиболее существенных эффектов релаксации ОПЗ полупроводника при ТСД МДП структуры ограничимся анализом простейшего случая. Именно будем считать, что тепловая компонента поляризации диэлектрика пренебрежимо мала,⁴ граничные состояния и объемные уровни в полупроводнике отсутствуют, в ОПЗ полупроводника при ТСД диэлектрика сохраняется равновесие, а ток, обусловленный изменением контактной разности потенциалов между металлом и полупроводником, пренебрежимо мал. При этом в соответствии с классическими представлениями вольт-фарадной спектроскопии [4]

$$d\sigma_v(t)/dt = \{d\sigma_v[\varphi_s(t)]/d\varphi_s\} \cdot d\varphi_s/dt.$$

Учитывая, что $d\varphi_s/dt = -dV_i/dt$, из (4) и (5) окончательно находим

$$j(t) = \frac{C_v}{C_v + C_{is}} j_i(t), \quad (6)$$

где $C_v/(C_v + C_{is}) = C_{LF}/C_{is}$, $C_{is} = \kappa_i/4\pi h$ — емкость конденсатора с диэлектрическим промежутком h , $C_v = -d\sigma_v/d\varphi_s$ и C_{LF} — низкочастотные емкости ОПЗ полупроводника и МДП структуры соответственно. Согласно [4],

$$\sigma_v = \text{sgn}(v_s) q n_{in} L_i \left[\lambda (e^{-v_s} + v_s - 1) + \lambda^{-1} (e^{v_s} - v_s - 1) \right]^{1/2}, \quad (7a)$$

⁴ Иными словами, предполагается, что в диэлектрике имеет место исключительно объемно-зарядовая ионная поляризация.

$$C_v = \text{sgn}(v_s) \frac{\kappa_s}{4\pi L_i} \frac{\lambda(1 - \exp(-v_s)) + \lambda^{-1}(\exp^{v_s} - 1)}{[\lambda(\exp(-v_s) + v_s - 1) + \lambda^{-1}(\exp^{v_s} - v_s - 1)]^{1/2}}, \quad (76)$$

здесь q — элементарный заряд, $n_{in} = (N_C N_V)^{1/2} \exp(-E_g/2kT)$, $N_C(N_V)$ — плотность состояний в зоне проводимости (валентной зоне) полупроводника, E_g — ширина запрещенной зоны, $L_i = (\kappa_s kT/2\pi q^2 n_{in})^{1/2}$, $\lambda = N_d/2n_{in}[(1 + 4n_{in}^2/N_d^2)^{1/2} + 1]$, N_d — концентрация донорной примеси, $v_s = -q\varphi_s/kT$.

Теперь задача вычисления $j(t)$ сводится к определению функции $C_v/(C_v + C_{is}) = f[\varphi_s(t)]$, фигурирующей в (6). Для нахождения зависимости $\varphi_s(t)$ проинтегрируем (2) по x в пределах от $-h$ до 0. С учетом принятых упрощений и условия электронейтральности МДП структуры $\sigma(t) + \int_{-h}^0 \rho_i(x, t) + \sigma_{si}(t) + \sigma_v[\varphi_s(t)] = 0$ получаем трансцендентное уравнение относительно φ_s :

$$-C_{is}[V_g - \varphi_s(t)] = \int_{-h}^0 \left(1 + \frac{x}{h}\right) \rho_i(x, t) dx + \sigma_{si}(t) + \sigma_v[\varphi_s(t)]. \quad (8)$$

Для описания процесса ТСД в дополнение к системе (6)–(8) необходимо вычислить ток

$$j_i(t) = -\frac{d}{dt} \left[\sigma_i(t) - (1/h) \int_{-h}^0 x \rho_i(x, t) dx \right] = \frac{d}{dt} \left[\int_{-h}^0 (1 + x/h) \rho_i(x, t) dx + \sigma_{si}(t) \right]. \quad (9)$$

Второе равенство в (9) вытекает из условия сохранения полного числа ионов в диэлектрике:

$$\sigma_i(t) + \int_{-h}^0 \rho_i(x, t) dx + \sigma_{si}(t) = \text{const.}$$

Вычисление $j_i(t)$ в явном виде требует конкретизации механизма переноса ионов, т.е. механизма перераспределения ионного заряда в диэлектрике. В данной связи воспользуемся экспериментально подтвержденной моделью ионного переноса, развитой в работе [6]. Согласно [6], процесс ТСД заключается в термической эмиссии ионов, локализованных в начальный момент времени на ГР полупроводник-диэлектрик в глубокой потенциальной яме, и в последующем их свободном движении к ГР металл-диэлектрик. Описание этого процесса дает решение хорошо известной релаксационной задачи о термическом выбросе электрона с центра захвата с глубиной потенциальной ямы для ионов E_i , плотностью N_i и частотным фактором ν_i [7]. Поверхностный ионный заряд и ток ионов описываются соотношениями:

$$\sigma_{si}(t) = qN_i \exp \left\{ -\nu_i \int_0^t \exp \left[-\frac{E_i}{kT(t')} \right] dt' \right\}, \quad (10)$$

$$j_i(t) = -q\nu_i N_i \exp \left\{ -\frac{E_i}{kT(t)} - \nu_i \int_0^t \exp \left[-\frac{E_i}{kT(t')} \right] dt' \right\}, \quad (11)$$

где осуществлена естественная замена $E_t \rightarrow E_i$, $N_t \rightarrow N_i$, $\nu_t \rightarrow \nu_i$. Поскольку в данной модели пренебрегают возможностью накопления ионов в объеме диэлектрика, $\rho_i(x, t)$ в (8) и (9) следует считать равным нулю. Таким образом, в приближении $\rho_i(x, t) = 0$ уравнения (6)–(8), (10) и (11) при замене $d/dt \rightarrow \beta d/dT$ описывают ТСД МДП структуры с учетом динамики поверхностного потенциала полупроводника.

На рис. 1 приведены результаты численных расчетов характеристик процесса ТСД для кремниевых МОП структур с типичными параметрами. Использовался следующий алгоритм вычислений. Задавались величины E_i/kT_m , T_m , N_i , β и в соответствии с выражениями (10) и (11) рассчитывались функции $\sigma_{si}(T)$ и $j_i(T)$. Ток во внешней цепи $j(T)$ связан с ионным током $j_i(T)$ соотношением (6). Зависимость $C_v(T)$ находилась на основе (7б) для заданных значений V_g и параметров полупроводника и диэлектрика (N_d, h и др.), функции $\sigma_v(T)$ (7а) и $\sigma_{si}(T)$ подставлялись в (8), получающееся трансцендентное уравнение разрешалось относительно $\varphi_s(T)$, решение подставлялось в (7б). Из рисунка явствует, что релаксация ОПЗ полупроводника весьма существенно качественно и количественно влияет на ход зависимостей $j(T)$. Действительно, при неизменном поверхностном потенциале полупроводника, т.е. в эквивалентной по параметрам диэлектрика МДМ структуре или в МДП структуре с вырожденным полупроводником, пик ТСД имеет классическую форму [1,3,7] (см. кривую 1 на рис. 1). Релаксация ОПЗ радикально модифицирует форму и количественные

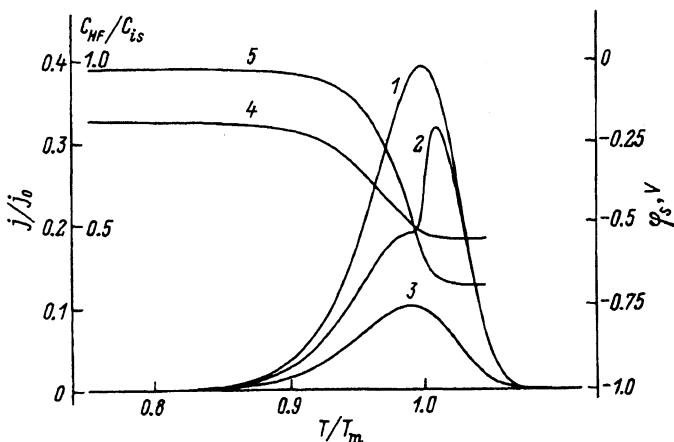


Рис. 1. Расчетные температурные зависимости тока j/j_0 (1–3) высокочастотной емкости C_{HF}/C_{is} (4) и поверхностного потенциала полупроводника φ_s (5) при термостимулированной деполяризации МОП структуры на n -Si с параметрами: концентрация донорной примеси $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_i = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $E_i/kT_m = 30$, $T_m = 300 \text{ К}$ — температура максимума тока ТСД в эквивалентной МДМ структуре (1); $j_0 = -q\beta E_i N_i / kT_m^2 = -6.408 \cdot 10^{-10} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$, $\beta = 0.2 \text{ град} \cdot \text{с}^{-1}$, $C_{is} = 1.38 \cdot 10^4 \text{ пФ} \cdot \text{см}^{-2}$. $-V_g, B$: 2 — 2.5, 3 — 0.8; $h, 10^{-5} \text{ см}$: 2 — 2.5, 3 — 0.7. Зависимости $C_{HF}/C_{is}(T)$ и $\varphi_s(T)$ соответствуют 2.

параметры пиков: пики тока расщепляются или уширяются, а их площадь заметно уменьшается (рис. 1, кривые 2, 3). При этом двугорбые кривые могут быть ошибочно истолкованы как следствие присутствия в системе двух сортов ионов; сильное уменьшение регистрируемого тока (см. кривую 3 на рис. 1) «занизит» плотность подвижного ионного заряда; уширенные пики можно неправильно интерпретировать в терминах кинетики более высокого порядка, характерной, в частности, для переноса заряда с прилипанием [1], стандартная обработка таких пиков может дать нереальные значения v_i , E_i и N_i . Очевидно, что указанные эффекты будут усиливаться с уменьшением толщины диэлектрика и уровня легирования полупроводника [см. рис. 1 и формулу (6)].

Характерным признаком релаксации ОПЗ полупроводника является изменение высокочастотной емкости C_{HF} МДП структуры. Это отчетливо демонстрируют расчетные зависимости $C_{HF}(T) = C_{HF}^* C_{is} / (C_{HF}^* + C_{is})$ (рис. 1, кривая 4), полученные в соответствии с [4]:

$$C_{HF}^* = \frac{\kappa_s}{4\pi L_i} \lambda^{1/2} \begin{cases} \operatorname{sgn}(v_s)(1 - e^{-v_s})(e^{v_s} + v_s - 1)^{-1/2}, & v_s < v_0, \\ (1 - e^{-v_0})(e^{v_0} + v_0 - 1)^{-1/2}, & v_s \geq v_0, \end{cases} \quad (12)$$

где C_{HF}^* — высокочастотная емкость ОПЗ полупроводника, величина $v_0 > 0$ находится из уравнения $\lambda(v_0 - 1) = \lambda^{-1} \exp(v_0)$. Отсюда явствует, что корректные исследования ионной поляризации в МДП структурах требуют синхронных измерений токов термодеполяризации и $C_{HF}(T)$ ⁵ или, в соответствии с [10], стабилизации заданного значения C_{HF} . Поскольку при $C_{HF} = \text{const}$ ширина ОПЗ полупроводника поддерживается постоянной, релаксация ОПЗ исключена, а следовательно, исключено и ее влияние на результаты опытов.⁶

С другой стороны, располагая зависимостью $C_{HF}(T)$ и действуя по указанному алгоритму на основании (6), но в обратном порядке, можно по функции $j(T)$ восстановить ток $j_i(T)$, отражающий «в чистом виде» процесс деполяризации диэлектрика. В рамках численного моделирования с высокой точностью мы приходим, естественно, от кривых 2, 3 к кривой 1 (рис. 1). Подобную процедуру нетрудно реализовать в отношении экспериментальных данных, однако при этом степень воспроизведения функции $j_i(T)$ будет определяться погрешностью измерений характеристик $j(T)$ и $C_{HF}(T)$. Тем не менее параметры ионного переноса, найденные по восстановленным таким образом зависимостям $j_i(T)$, всегда будут ближе к действительным, чем полученные из зависимостей $j(T)$.

⁵ Эффективность этого приема впервые была продемонстрирована в работе [8] на примере полевой деполяризации МОП структур на основе *n*-Si, а впоследствии — в опытах по поверхностной термогенерации неосновных носителей заряда у ГР Si-SiO₂ [9].

⁶ В режиме $C_{HF} = \text{const}$ ток во внешней цепи при ТСД диэлектрика должен быть, разумеется, тождественно равен нулю; при этом данные о параметрах процесса ионной деполяризации могут быть получены по зависимости $V_g(T)$, являющейся квадратурной функцией от ионного тока, протекающего в диэлектрике [7].

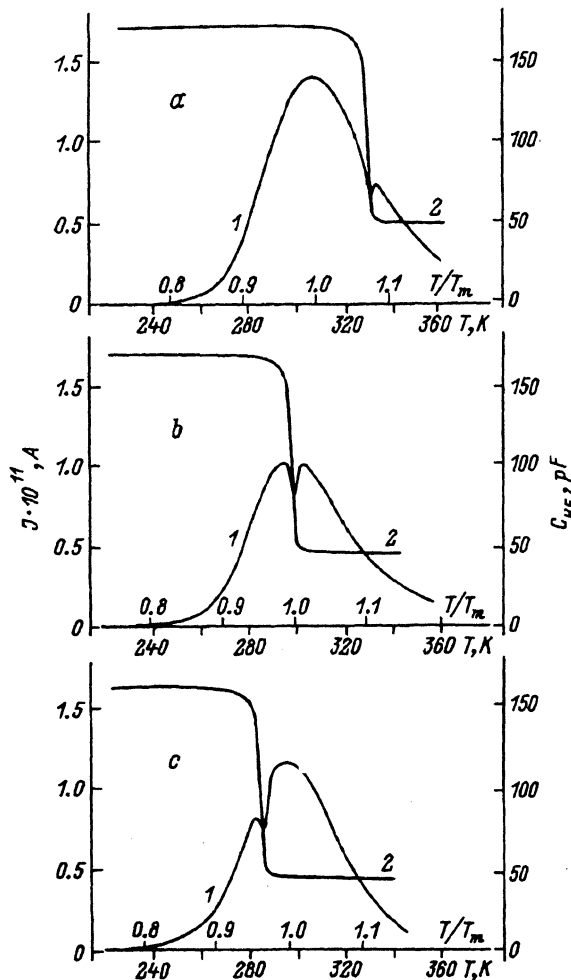


Рис. 2. Температурные зависимости тока ТСД $J(T)$ (1) и ВЧ емкости $C_{HF}(T)$ (2) для МОП на n -Si структуры: $-V_g, В$: $a - 4, b - 10, c - 17$; $T_m, К$: $a - 307, b - 298, c - 295$.

Интересно теперь сопоставить результаты расчетов с экспериментальными данными. На рис. 2 приведены кривые $J(T)$ и $C_{HF}(T)$, полученные по методике [9] на МОП структуре с термическим окислом толщиной $h = 2 \cdot 10^{-5}$ см и площадью $S = 10^{-2}$ см², изготовленной на основе n -Si, легированного P, с удельным сопротивлением порядка 4.5 Ом·см и ориентацией (100). Опыты проводились следующим образом. В начале образец выдерживался в течение 30 мин при $T = 473$ К, $V_g = 10$ В. Такой термополевой стресс индуцировал смещение подвижных положительных ионов в диэлектрике к границе его раздела с Si [3]. Далее структура охлаждалась без изменения V_g до $T_0 = 200$ К и приводилась в неравновесное состояние инвертированием знака полевого напряжения. Затем образец нагревался с постоянной скоростью $\beta \approx 0.13$ град·с⁻¹. В процессе нагрева по методике [8,9] регистрировались температурные зависимости тока депольаризации $J(T) = Sj(T)$ и малосигнальной (10 мВ) высокочастотной (1 МГц) емкости МДП структуры $C_{HF}(T)$.

Видно, что в области резкого изменения C_{HF} на пиках тока возникает провал, смещающийся с увеличением $|V_g|$ в сторону низких температур. Прямой корреляции между экспериментальными данными (рис. 2) и результатами численных расчетов (рис. 1) не наблюдается, хотя «провал» тока в диапазоне температур, отвечающих сильному спаду $C_{HF}(T)$, очевиден.

Более детальное сопоставление теории и эксперимента требует, разумеется, конкретных сведений о параметрах E_i , N_i и ν_i , характеризующих ионный перенос. Для определения E_i , N_i и ν_i воспользуемся стандартным алгоритмом обработки пиков ТСД. Для начального участка ($T \sim T_0$) зависимостей $J(T)$ из (11) следует $J(T) \simeq \simeq qSN_i\nu_i \exp(-E_i/kT)$, т.е. наклон графика $\lg J = f(1/T)$ определяет глубину потенциальной ямы для ионов E_i , а его пересечение с осью $1/T = 0$ — величину $qSN_i\nu_i$. Найденные таким образом по данным рис. 2 значения E_i и $N_i\nu_i$ составляют 0.67 эВ и $4.3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ соответственно. Значение $N_i = 1/q\beta \cdot \int_{T_0}^{\infty} J(T)dT \simeq 2.6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ находим интегрированием экспериментальных кривых $J(T)$, после чего определяем частотный фактор $\nu_i = 1.65 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$.

На рис. 3 приведена серия расчетных температурных зависимостей тока ТСД и ВЧ емкости, полученных по формулам (6)–(8), (10), (11) с использованием найденных значений E_i , N_i , ν_i и параметров исследованной МОП структуры на Si. Из сопоставления рис. 2 и 3 явствует хорошее согласие результатов расчетов и экспериментальных данных. Это означает, что приближения теории в основном удовлетворяют реальной ситуации, т.е. дрейф ионов в SiO_2 можно рассматривать как движение квазисвободных частиц, а время установления равновесия в ОПЗ полупроводника при релаксации φ_s , обусловленной уменьшением плотности ионного заряда у ГР Si–SiO₂, считать бесконечно малым. Более того, следует особо подчеркнуть, что упоминавшееся расхождение между результатами предварительного моделирования (рис. 1) и экспериментом (рис. 2) на самом деле является кажущимся, ибо степень модификации пиков ТСД вследствие изменения φ_s существенно зависит при прочих равных условиях не только от полного числа подвижных ионов N_i , но и от степени «стартового» ($T = T_0$) обогащения поверхности полупроводника. В определенном смысле эти параметры физически эквивалентны: по мере уменьшения N_i или степени начального обогащения поверхности, о которой можно судить по отклонению C_{HF} при $T = T_0$ от величины C_{is} , изменение φ_s все более существенно влияет на пик тока ТСД (ср. рис. 1 и 3).

Таким образом, интерпретация результатов синхронных измерений температурных зависимостей тока ТСД и ВЧ емкости МДП структуры на основе представлений, учитывающих взаимодействие подсистемы релаксаторов диэлектрика с электронной подсистемой полупроводника, позволяет извлечь из экспериментов обширную и корректную информацию как о характеристиках ионного переноса в диэлектрике, так и об электронных свойствах полупроводника и МДП структуры в целом.

Мы ограничились здесь анализом простейшего случая чисто термоэмиссионного переноса ионов в диэлектрике в условиях, когда индуцируемое смещением ионов изменение φ_s не приводит к нарушению термодинамического равновесия в ОПЗ полупроводника. В рассмо-

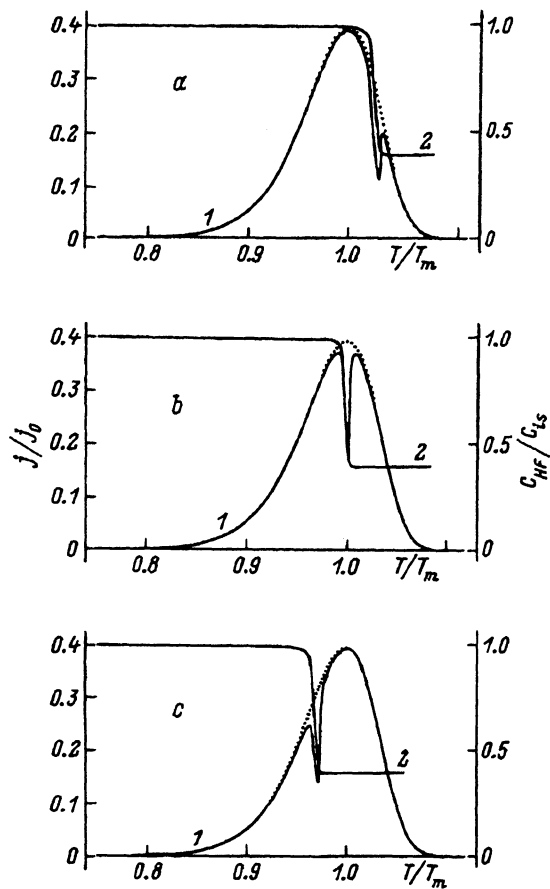


Рис. 3. Расчетные зависимости j/j_0 (1) и C_{HF}/C_{Ls} (2) от температуры для МОП структуры на n -Si. Параметры расчета приведены в тексте и в подписи к рис. 2. Пунктирные линии восстанавливают пики тока ТСД для эквивалентной по параметрам диэлектрика МДМ структуры.

трещину схему расчетов в общем несложно ввести и иные механизмы деполяризации диэлектрика, в том числе — иные механизмы ионного переноса. Однако наиболее интересными представляются случаи, когда изменение φ_s вследствие ТСД или поверхностных химических реакций с участием ионов и электронов [11] будет сопровождаться сильным неравновесным обеднением поверхности полупроводника и станут существенными явления генерации неосновных носителей заряда (ННЗ). Поскольку практически в любой ситуации легко реализовать условия, при которых токи генерации ННЗ будут значительно превышать токи опустошения центров генерации, можно рассчитывать на исключительно высокую чувствительность наблюдений в процессе ТСД к продуктам топахимических реакций и (или) к эффектам прямого воздействия ионов на электронные свойства поверхности полупроводника [12].

Авторы благодарят Е.И.Гольдмана за ценные дискуссии.

Список литературы

- [1] Ю.А. Гороховатский, Г.А. Бордовский. Термоактивационная токовая спектроскопия высокоомных полупроводников и диэлектриков. М. (1991).
- [2] А.П. Стецовский, Ю.В. Зеленев. Релаксационная спектроскопия полимерных материалов. М. (1991).
- [3] В.Н. Вертопрахов, Е.Г. Сальман. Термостимулированные токи в неорганических веществах. Новосибирск (1979).
- [4] E.H. Nicollian, J.R. Brews. MOS (Metal-Oxide-Semiconductor) physics and technology. N.Y. (1982).
- [5] И.Е. Тамм. Основы теории электричества. М. (1989).
- [6] T.W. Hickmott. J. Appl. Phys., **46**, 2583 (1975).
- [7] А.Г. Ждан, В.Б. Сандомирский, А.Д. Ожередов. ФТП, **2**, 11 (1968).
- [8] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан, А.М. Клочкова, Ю.В. Маркин. ФТП, **24**, 159 (1990).
- [9] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан, А.М. Сумарока. ФТП, **26**, 2048 (1992).
- [10] В.И. Антоненко, А.Г. Ждан, А.И. Минченко, П.С. Сульженко. ФТП, **20**, 208 (1986).
- [11] M.L. Reed. Semicond. Sci. Techn., **4**, 980 (1989).
- [12] A. Harstein, A.V. Fowler. Surf. Sci., **73**, 19 (1978).

Редактор Т.А. Полянская
