

## Эффекты нейтрализации ионов у границы раздела полупроводник–диэлектрик при объемно-зарядовой термодеполяризации МДП структур

© Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан, Н.Ф. Кухарская

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,  
141120 Фрязино, Россия

(Получена 2 июля 1998 г. Принята к печати 7 июля 1998 г.)

Методом численного моделирования анализируются проявления ионных ловушек, эффектов нейтрализации ионов и генерации неосновных носителей заряда у границы раздела диэлектрик–полупроводник в температурных зависимостях тока  $J(T)$  и высокочастотной емкости  $C_s(T)$  МДП структуры в процессе ее термостимулированной деполяризации. В общем случае даже при наличии в диэлектрике лишь одного сорта подвижных ионов кривые  $J(T)$  могут иметь три пика, обусловленных опустошением ионных ловушек, распадом нейтральных ассоциатов ион + электрон и генерацией неосновных носителей заряда. Температурная последовательность этих пиков, как и их количество (вплоть до одного), определяются соотношениями энергий активации соответствующих процессов и начальным изгибом зон в полупроводнике  $U_0$ . Случаи слияния отдельных пиков, сопровождающиеся их уширением и симметризацией, могут ошибочно трактоваться как результат проявления распределенных по энергии ионных ловушек. Анализ семейств зависимостей  $J(T, U_0, n_0)$  и  $C_s(T, U_0, n_0)$  ( $n_0$  — начальная плотность частиц, ионов и нейтральных ассоциатов, локализованных в диэлектрике у границы с полупроводником) позволяет отделить чисто ионные явления от электронных, а также вклады в ток от ионных ловушек и эффектов нейтрализации и в принципе объяснить наблюдающуюся эволюцию пиков термостимулированной деполяризации при вариациях  $U_0$  и  $n_0$ , не получившую до сих пор адекватного физического истолкования.

Наблюдение особенностей ионного транспорта в изолирующем слое на поверхности полупроводника приводит к выводу о существенной роли пограничных электронно-ионных реакций, обуславливающих нейтрализацию ионов вследствие захвата электронов из полупроводника на локализованные состояния, образованные ионами и их диэлектрическим окружением [1]. Между тем интерпретация результатов исследований переходных процессов ионной деполяризации, в частности в термостимулированном режиме, базируется, как правило, либо на представлениях о существовании на границах раздела (ГР) полупроводник–диэлектрик “классических” ионных ловушек, захват иона на которые не затрагивает электронную подсистему полупроводника [2–4], либо на механизмах объемного транспорта ионов через диэлектрический слой, исключаяющих эффекты ионно-электронного взаимодействия на ГР [5–6]. В этой связи интересно проследить за качественными и количественными проявлениями эффектов нейтрализации ионов и ионных ловушек в характеристиках термостимулированной деполяризации (ТСД) МДП структур.

Пусть в диэлектрическом слое на поверхности электронного полупроводника присутствуют подвижные, для определенности положительные, однократно заряженные ионы. В поляризуемых полях в равновесных условиях все они сосредоточены у ГР полупроводник–диэлектрик, захвачены ловушками и нейтрализованы (последнее обуславливается достаточно сильным обогащением приповерхностной области полупроводника). После включения деполяризующего поля равновесие в системе нарушается и появляется возможность ухода ионов от

ГР. Будем считать, что деполяризующее поле приводит к обеднению поверхности полупроводника основными носителями заряда, что время пролета ионов через изолирующий слой мало по сравнению с временем их жизни на ловушках (эти условия заведомо реализуются в достаточно сильных деполяризующих полях) и что в рассматриваемом диапазоне температур нейтральные ассоциаты (НА) ион + электрон всегда остаются связанными на ловушках, т.е. у ГР в локализованных состояниях находятся НА или ионы, причем покинуть ловушку может только ион. Таким образом, деполяризация будет лимитироваться двумя процессами — освобождением ионов из ловушек и распадом НА либо за счет переходов электронов в зону проводимости полупроводника, либо за счет их рекомбинации с дырками, наиболее существенной при больших изгибах зон. Кинетика деполяризации описывается уравнениями

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n_i}{\tau_i} e^{-E_i/T}, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_i}{dt} = & -n_i \left\{ \frac{e^{-E_i/T}}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_C} \left[ \frac{N_d}{N_C} e^{-U/T} + e^{-E_0/T} \right] \right. \\ & \left. + \frac{1}{\tau_V} \left[ e^{-(E_s - E_0)/T} + \frac{p}{N_V} \right] \right\} \\ & + n \left[ \frac{1}{\tau_C} e^{-E_0/T} + \frac{1}{\tau_V} \frac{p}{N_V} \right], \quad (2) \end{aligned}$$

$$\frac{dp_s}{dt} = \frac{1}{\tau_V} \left\{ n_i \left[ e^{-(E_s - E_0)/T} + \frac{p}{N_V} \right] - \frac{np}{N_V} \right\} + \frac{N_D(z_2 - z_1)}{\tau_{DC}} e^{-E_D/T} \left[ 1 - e^{(E_s - U)/T} \frac{N_d p}{N_C N_V} \right]. \quad (3)$$

Здесь  $n$ ,  $n_i$  и  $p_s$  — поверхностные плотности захваченных ловушками ионов плюс НА ( $n$ ), ионов ( $n_i$ ) и дырок ( $p_s$ ),  $N_d$  и  $p$  — объемные концентрации доноров в полупроводнике и дырок непосредственно на его ГР с диэлектриком;  $t$  — время;  $E_i$ ,  $E_0$  и  $E_D$  — энергии активации ионных ловушек, выброса электронов с НА и генерации дырок через объемный центр в полупроводнике с концентрацией  $N_D$ ,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны полупроводника,  $U$  — поверхностный (обедняющий) изгиб зон в полупроводнике;  $T$  — температура в энергетических единицах;  $\tau_{i,C,DC,V,DV}^{-1}$  — частотные факторы вероятностей опустошения ионных ловушек ( $\tau_i^{-1}$ ), электронных переходов с НА ( $\tau_C^{-1}$ ) и с объемного центра генерации дырок ( $\tau_{DC}^{-1}$ ) в зону проводимости полупроводника, из валентной зоны полупроводника на НА ( $\tau_V^{-1}$ ) и на объемный центр ( $\tau_{DV}^{-1}$ );  $z_1, z_2$  — координаты области объемной генерации дырок в приповерхностном слое обеднения полупроводника шириной  $W$ ;  $N_C, N_V$  — плотности состояний в зоне проводимости и в валентной зоне;  $t$  — время. В соответствии с [7,8]  $z_1, z_2$  определяются из соотношений

$$\frac{U}{T} = \frac{(W - z_1)^2}{2L_d^2} + \ln \left( \frac{p e^{(E_g - E_D)/T}}{N_V} + 1 \right),$$

$$\frac{(W - z_2)^2}{2L_d^2} = \left( \frac{E_g - E_D - F}{T} \right) + \ln \theta, \quad (4)$$

где  $L_d = (\varepsilon_s T / 4\pi q^2 N_d)^{1/2}$  — длина экранирования Дебая,  $\varepsilon_s$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $q$  — элементарный заряд,  $F = T \ln(N_C/N_d)$  — энергия Ферми в объеме полупроводника,  $\theta = \tau_{DV}/\tau_{DC}$ . Связь между  $p$ ,  $p_s$ ,  $W$  и  $U$  находится из эмпирической аппроксимации выражаемого в квадратурах решения уравнения Пуассона [7,8]

$$p = 2\pi q^2 / (\varepsilon_s T) (p_s^2 + 2p_s N_d W),$$

$$\frac{U}{T} = \frac{W^2}{2L_d^2} + 2 \ln \left( \frac{p_s}{W} + 1 \right). \quad (5)$$

Соотношения (1)–(5) следует дополнить уравнением электронейтральности

$$qV_g = U + 4\pi q^2 h / \varepsilon_i (n_i + p_s + N_d W), \quad (6)$$

$V_g = \text{const}$  — потенциал полевого электрода,  $h$  и  $\varepsilon_i$  — толщина и диэлектрическая проницаемость изолирующего слоя. (Условие  $V_g = \text{const}$  — принципиально при интенсивной генерации неосновных носителей заряда, отвечающей сильно неравновесному обеднению, поскольку при поддержании постоянной высокочастотной емкости МДП структуры, т.е.  $W = \text{const}$ , невозможно прийти к равновесному состоянию системы [6]).

Фигурирующие в экспериментах релаксационные сигналы — плотность тока  $J$  и удельная высокочастотная емкость МДП структуры  $C$  — определяются выражениями

$$J = \frac{qn_i e^{-E_i/T}}{\tau_i} + q \frac{d}{dt} (n_i + p_s + N_d W);$$

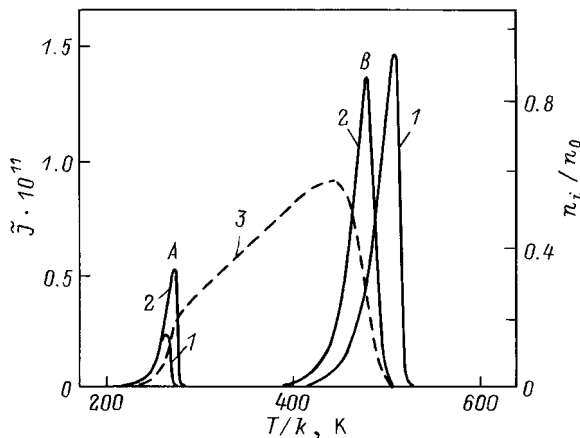
$$C^{-1} = C_i^{-1} + C_s^{-1}, \quad C_i = \varepsilon_i / 4\pi h, \quad C_s = \varepsilon_s / 4\pi W.$$

Проанализируем зависимости  $J(T, U)$  и  $C(T, U)$  для режима линейной температурной развертки (режим ТСД:  $T = T_0 + k\beta t$ ,  $T_0$  — начальная температура,  $k$  — постоянная Больцмана,  $\beta = \text{const}$  — скорость нагрева), полученные путем численного решения системы уравнений (1)–(6) для МОП структуры на Si с типичными параметрами:  $h = 10^{-5}$  см,  $\varepsilon_i = 3.9$ ,  $N_d = 10^{15}$  см $^{-3}$ ,  $\varepsilon_s = 11.9$ ,  $E_g = 1.12$  эВ,  $N_C = 2.8 \cdot 10^{19} (T/300k)^{3/2}$  см $^{-3}$ ,  $N_V = 1.04 \cdot 10^{19} (T/300k)^{3/2}$  см $^{-3}$ ,  $N_D = 10^{15}$  см $^{-3}$ . Расчеты проводились для  $T_0/k = 100$  К в системе безразмерных переменных  $t/\tau_i$ ,  $n/n_0$ ,  $n_i/n_0$ ,  $p_s/n_0$ ,  $W/n_0 N_d^{-1}$ ,  $z_1/n_0 N_d^{-1}$ ,  $z_2/n_0 N_d^{-1}$ , где  $n_0$  — начальная ( $t = 0$ ) суммарная поверхностная плотность ионов и НА. Поэтому приводимые далее значения тока и емкости отнормированы:  $\tilde{J} \Rightarrow J/(qn_0 \tau_i^{-1})$ ,  $\tilde{C}_s \Rightarrow C_s/(\varepsilon_s/4\pi n_0 N_d^{-1})$ . Значения всех предэкспоненциальных множителей считались равными ( $\tau_i = \tau_C = \tau_{DC} = \tau_V = \tau_{DV}$ ), поскольку полагалось, что времена жизни ионов на ловушках и распада НА, а также темп объемной генерации дырок определяются в основном энергиями активации  $E_i$ ,  $E_0$  и  $E_D$ . Значение  $\beta = 4.46 \cdot 10^{-10} / \tau_i$  [град/с] соответствовало режиму ТСД для всех фигурирующих в расчетах значений энергий активации.

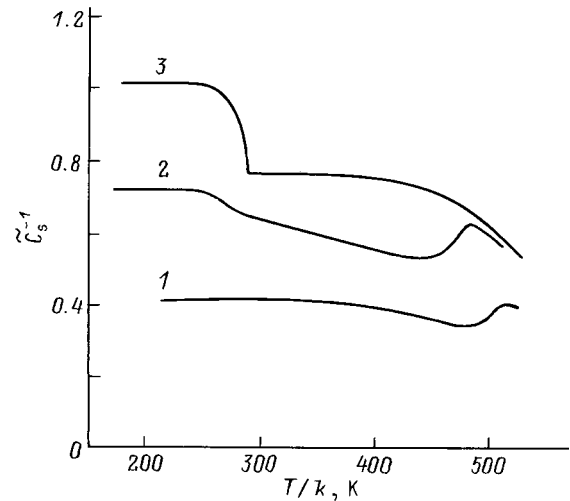
С качественной точки зрения в зависимости от соотношения между энергиями активации ионных ловушек ( $E_i$ ) и распада НА ( $\tilde{E}_0$ ) реализуются две ситуации. (Очевидно, что если доминирует объемный механизм генерации дырок, то  $\tilde{E}_0 = E_0$  ( $E_0 < E_D$ ) и  $\tilde{E}_0 = E_D$  ( $E_0 > E_D$ )). Если  $E_i - \tilde{E}_0 \gg T$ , то вначале происходит распад НА, за которым следует освобождение ионов, возникших вследствие распада НА, из ловушек. Соответственно на кривой ТСД должны наблюдаться два пика тока — низкотемпературный электронный (распад НА, пик А) и высокотемпературный ионный (опустошение ионных ловушек, пик В). Если  $\tilde{E}_0 - E_i \gg T$ , то лимитирующей стадией ТСД является распад НА и на кривой ТСД должен проявляться единственный пик тока, содержащего как электронную, так и ионную компоненты. В принципе в обоих этих случаях может возникать не связанный с ионным транспортом пик тока, обусловленный генерацией дырок, накопление которых возможно после распада НА.

На рис. 1 для  $n_0 = 10^{11}$  см $^{-2}$  и  $E_i - \tilde{E}_0 \gg T$  представлены кривые ТСД  $\tilde{J}(T)$  для разной величины начального изгиба зон в полупроводнике  $U_0$ . Ток ТСД описывает два пика — пик А (обусловленный распадом НА) с возрастающей при увеличении  $U_0$  амплитудой и пик В (обусловленный опустошением ионных ловушек), амплитуда которого слабо зависит от  $U_0$ . Характер

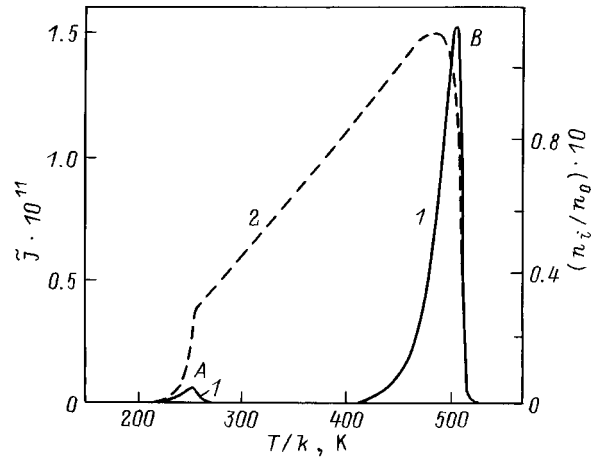
поведения пиков при изменении  $U_0$  различен: с ростом  $U_0$  пик  $A$  смещается в сторону высоких температур, становясь все более асимметричным, а пик  $B$  — в сторону низких температур, все более симметризуясь. В основе такого поведения лежит следующее. При малых  $U_0$  НА в области пика  $A$  распадается не полностью вследствие установления квазиравновесия в электронной подсистеме у ГР за счет уменьшения изгиба зон из-за увеличения плотности ионного заряда. В частности, при  $U_0/300k = 15$  распадается 20% НА (рис. 1, зависимость  $n_i(T)$ , кривая 3). С ростом  $U_0$  квазиравновесие достигается при все более высоких температурах и плотностях образовавшихся вследствие распада НА ионов (при  $U_0/300k = 60$  распадаются уже все НА). Следовательно, рост амплитуды пика  $A$  связан с увеличением количества распадающихся НА, а его сдвиг — со все более поздним приходом системы к квазиравновесию. При наибольших изгибах зон квазиравновесие наступает после полного распада НА, так что пик  $A$  приобретает асимметричную форму, характерную для кинетики ТСД первого порядка [9]. Пик  $B$  возникает вследствие опустошения ионных ловушек. Поэтому при малых  $U_0$  уход иона от ГР стимулирует увеличение изгиба зон и тем самым сдвиг квазиравновесия электронной подсистемы в сторону интенсификации распада НА, обуславливающего дозаполнение опустошающихся ионных ловушек. Это проявляется в "затяжке" опустошения ловушек, которая тем меньше, чем больше начальный изгиб зон  $U_0$ . В результате с ростом  $U_0$  пик  $B$  сдвигается в сторону низких температур. При больших  $U_0$  становится существенной генерация дырок, которая происходит в условиях квазиравновесия (поскольку  $E_i - E_D \gg T$ , время генерации дырок значительно меньше времени жизни ионов на ловушках). Опустошение ионных ловушек вызывает увеличение изгиба зон и тем самым дополнительную



**Рис. 1.** Кривые ТСД  $\tilde{J}(T)$  при различных начальных изгибах зон  $U_0$  и типичная зависимость плотности ионов у ГР  $n_i$  от температуры. Параметры расчета:  $n_0 = 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $E_i/300k = 38$  (0.98 эВ),  $E_0/300k = 23$  (0.59 эВ),  $E_D/300k = 30.3$  (0.78 эВ) (эти значения энергий активации типичны для системы  $n\text{-Si}/\text{SiO}_2$  [3,4,7]);  $U_0/300k$  ( $U_0$ , эВ): 1, 3 — 15 (0.39), 2 — 60 (1.55).



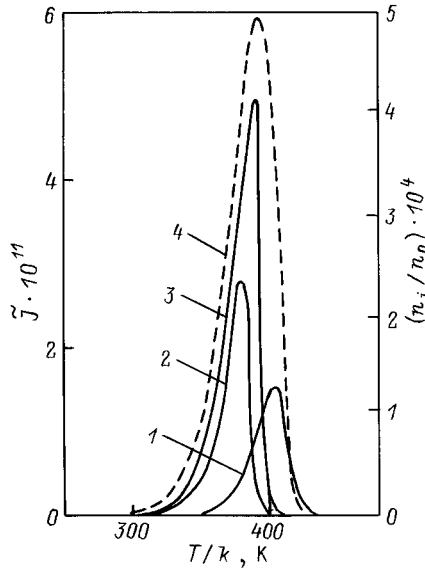
**Рис. 2.** Температурные зависимости обратной емкости слоя обеднения полупроводника  $\tilde{C}_s^{-1}$ .  $U_0/300k$  ( $U_0$ , эВ): 1 — 5 (0.13), 2 — 15 (0.39), 3 — 30 (0.77). Значения  $n_0$ ,  $E_i$ ,  $E_0$  и  $E_D$  те же, что и на рис. 1.



**Рис. 3.** Температурные зависимости  $\tilde{J}$  (1) и  $n_i$  (2) при  $n_0 = 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ,  $U_0/300k = 15$  (0.39 эВ). Значения  $E_i$ ,  $E_0$  и  $E_D$  те же, что и на рис. 1, 2.

генерацию дырок, так что симметризация пика  $B$  с ростом  $U_0$  связана с вкладом дырок в ток ТСД, который наиболее существен на спадающей ветви пика.

На рис. 2 приведены зависимости  $\tilde{C}_s^{-1}(T)$ , т.е. зависимости ширины слоя обеднения полупроводника от температуры. При малых  $U_0$ , когда генерация дырок малосущественна, начальное и конечное зарядовые состояния ГР практически одинаковы: дырочный заряд на ГР до ТСД равен нулю и близок к нему после ее завершения. Соответственно близки начальное и конечное значения  $\tilde{C}_s$ . При больших  $U_0$  роль генерации дырок заметно возрастает, особенно в области высоких температур. В результате на кривых  $\tilde{C}_s^{-1}(T)$  уже при относительно невысоких  $U_0$  возникает максимум, связанный с превышением темпа генерации дырок над темпом ухода ионов



**Рис. 4.** Семейство кривых ТСД  $\tilde{J}(T)$  при различных начальных изгибах зон  $U_0$  и типичная зависимость плотности ионов у ГР от температуры  $n_i(T)$ . Параметры расчета:  $n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $E_i/300k = 23$  (0.59 эВ),  $E_0/300k = 38$  (0.98 эВ),  $E_D/300k = 30.3$  (0.78 эВ),  $U_0/300k$  ( $U_0$ , эВ): 1, 4 — 15 (0.39), 2 — 30 (0.77), 3 — 60 (1.55).

от ГР. При еще бóльших начальных изгибах зон этот максимум исчезает.

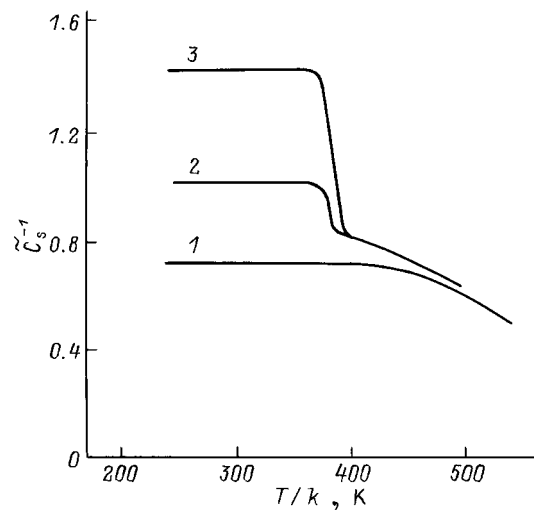
Изменение величины  $n_0$  в общем не приводит к принципиальной модификации рассмотренных закономерностей. С увеличением  $n_0$  более сильное влияние на характеристики  $\tilde{J}(T)$  и  $\tilde{C}_s^{-1}(T)$  оказывает процесс установления квазиравновесия в электронной системе у ГР, тогда как процесс генерации дырок становится менее существенным. Так, квазиравновесию отвечает определенное число заряженных частиц (ионов, образовавшихся в результате распада НА), слабо зависящее от  $n_0$ . Поэтому при возрастании  $n_0$  от  $10^{11}$  до  $10^{12} \text{ см}^{-2}$  (изгиб зон  $U_0/300k = 15$ ) доля НА, распадающихся в области пика А, снижается (от 20 до 3%), а отношение амплитуд пиков А и В резко падает (рис. 3), так что в условиях реального эксперимента на фоне пика В пик А может оказаться неразрешенным. При одинаковых начальных изгибах зон конечные (после завершения ТСД) плотности дырок также одинаковы, и влияние генерации дырок на нарастающую ветвь кривой  $\tilde{C}_s^{-1}(T)$  падает. В частности, при  $U_0/300k = 30$  ( $n_0 = 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ) эта ветвь еще сохраняется, тогда как при  $n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-2}$  она уже отсутствует (рис. 2).

В случае  $\tilde{E}_0 - E_i \gg T$  проявляется единственный пик  $\tilde{J}(T)$ . Поскольку в расчете принималось  $E_0 - E_D \gg T$ , ТСД протекает в условиях квазиравновесия у ГР как электронной, так и дырочной подсистем, и амплитуда пика тока возрастает с увеличением  $U_0$  (рис. 4). В этих условиях распад НА происходит в основном за счет их рекомбинации с дырками, накопление которых у ГР становится возможным только после практически

полного распада НА. Ток ТСД при этом лимитируется исключительно темпом генерации дырок, определяемым величиной  $E_D$ . Следовательно, энергия активации ионного тока на нарастающей ветви кривых ТСД оказывается равной именно  $E_D$  (а не  $E_i$  или  $E_0$ ), т.е. энергии активации, не имеющей непосредственного отношения к ионным процессам. При этом возникает нетипичная для ТСД ситуация — нарастающая ветвь пика тока определяется не уменьшением с ростом  $T$  времени жизни ионов на ловушках, а исключительно увеличением плотности ионов  $n_i$ , зависящим от баланса потоков распада НА (за счет рекомбинации захваченных электронов с дырками) и выброса ионов с ловушек. При этом существенного накопления ионов на ловушках не происходит и ток ТСД оказывается практически пропорциональным  $n_i$  (рис. 4, кривая 4).

На рис. 5 приведена серия соответствующих зависимостей  $\tilde{C}_s^{-1}(T)$ . В отличие от предыдущего случая (рис. 2) на них отсутствует нарастающая ветвь, что естественно, ибо в условиях квазиравновесия место ушедшего от ГР иона практически мгновенно занимает дырка. Иными словами, эти кривые отражают процесс накопления дырок у ГР, причем с увеличением  $n_0$  область перехода от плато к спадающей ветви сдвигается в сторону высоких температур и изменяется форма пика тока: его спад становится все более резким, поскольку равновесие в системе наступает только при достижении равновесной плотности дырок, и с тем большей скоростью, чем выше  $n_0$  и  $U_0$  [7,10]. С ростом  $U_0$  крутизна спада кривых  $\tilde{C}_s^{-1}(T)$  нарастает из-за повышения темпа генерации дырок, пропорционального ширине слоя обеднения.

Таким образом, в наиболее общем случае даже при наличии в диэлектрике лишь одного сорта подвижных ионов на кривых ТСД могут проявляться три пика тока, обусловленных распадом НА (энергия активации  $E_0$ ), опустошением ионных ловушек (энергия активации  $E_i$ )



**Рис. 5.** Температурные зависимости обратной емкости слоя обеднения полупроводника  $\tilde{C}_s^{-1}(T)$ .  $U_0/300k$  ( $U_0$ , эВ): 1 — 15 (0.39), 2 — 30 (0.77), 3 — 60 (1.55). Значения  $n_0$ ,  $E_i$ ,  $E_0$  и  $E_D$  — те же, что и на рис. 4.

и генерацией дырок — неосновных носителей заряда (энергия активации  $E_D$ ). В зависимости от соотношения между значениями  $E_D$ ,  $E_i$  и  $E_0$  ”дырочный” пик может как предшествовать пику, связанному с чисто ионными явлениями, так и следовать за ним, а также сливаться с ним.<sup>1</sup> Случай слияния (с соответствующим уширением) двух или всех трех пиков может ошибочно трактоваться как следствие присутствия на ГР полупроводник–диэлектрик ионных ловушек с распределением по энергии, но, как явствует из результатов настоящих расчетов, анализ семейств зависимостей  $\tilde{J}(T, U_0, n_0)$  и  $\tilde{C}_s(T, U_0, n_0)$  позволяет отделить чисто ионные явления от электронных, установить (даже по качественному виду кривых ТСД) вклады в ток от ионных ловушек и эффектов нейтрализации и определить энергии активации соответствующих процессов. При этом полезно использовать ряд известных и весьма эффективных экспериментальных методик (методы начального нагрева, фракционной ”очистки”, вариации  $\beta$  и т. д. [9]), которые, к сожалению, практически не применялись при исследованиях ТСД в МОП структурах на Si. Если на кривых ТСД проявляется единственный пик, то это может означать, что реализуется случай  $\tilde{E}_0 - E_i \gg T$ .<sup>2</sup> Тогда, если  $E_0 > E_D$ , то ток ТСД лимитируется только темпом генерации дырок, определяемым энергией активации  $E_D$ , а амплитуда пика тока удвоена, поскольку уход иона от ГР происходит одновременно с появлением на ней дырки, т. е. одновременно с уходом электрона в противоположном смещению положительного иона направлении. В этом случае релаксационные эксперименты не позволяют определить энергии активации ионной деполаризации.

Для большей физической наглядности анализа мы рассмотрели случай дискретных энергий активации  $E_0$  и  $E_i$ , считая, что в поляризованном диэлектрике ионы и НА расположены непосредственно на ГР. В реальной ситуации ловушки, а соответственно ионы и НА, могут быть распределены по объему диэлектрика у его ГР с полупроводником [1,11]. Тогда из-за распределения вероятностей туннельного электронно-ионного обмена между полупроводником и диэлектриком пики ТСД должны ушириться. Уширение пиков ТСД может быть также обусловлено и дисперсионным характером ионного транспорта в объеме окисла [12]. Формально такого рода уширения можно отнести на счет присутствия на ГР ионных ловушек с распределением по энергии. Таким образом, общая картина поведения функций  $\tilde{J}(T)$  и  $\tilde{C}_s(T)$  может оказаться более сложной, и тогда без учета развитых здесь, а также в [1] представлений нельзя рассчитывать на ее успешную ”расшифровку” и в принципе объяснить наблюдающуюся эволюцию пиков ТСД при вариациях  $U_0$  и  $n_0$  [4,5], не получившую до сих пор адекватного физического толкования.

<sup>1</sup> На приведенных зависимостях  $\tilde{J}(T, U_0, n_0)$  уединенные дырочные пики не представлены, поскольку их появление в соответствующем  $E_D$  интервале температур физически очевидно и подробно рассматривалось в [7]. Здесь же проанализированы наиболее интересные промежуточные случаи, отвечающие непосредственному вкладу дырок в пики ТСД.

<sup>2</sup> Качественные критерии реализации этого режима видны из рис. 4 и соответствующего текста.

## Список литературы

- [1] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан, Г.В. Чучева. ФТП, **31**, 1468 (1997).
- [2] T.W. Hickmott. J. Appl. Phys., **46**, 2583 (1975).
- [3] M.R. Boudry, J.P. Stagg. J. Appl. Phys., **50**, 942 (1979).
- [4] M.R. Boudry, J.P. Stagg. J. Appl. Phys., **52**, 885 (1981).
- [5] T. Hino, K. Yamashita. J. Appl. Phys., **50**, 4879 (1979).
- [6] K. Yamashita, M. Iwamoto, T. Hino. Japan. J. Appl. Phys., **20**, 1429 (1981).
- [7] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан, А.М. Сумарока. ФТП, **26**, 2048 (1992).
- [8] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан. Микроэлектроника, **23**, 3 (1994).
- [9] Ю.А. Гороховатский, Г.А. Бордовский. *Термоактивационная токовая спектроскопия высокоомных полупроводников и диэлектриков* (М., Наука, 1991) с. 248.
- [10] J.G. Simmons, H.A. Mar. Phys. Rev. B, **8**, 3865 (1973).
- [11] D.J. DiMaria. J. Appl. Phys., **52**, 7251 (1981).
- [12] W. Tomaszewicz, J. Rybicki, P. Grygiel. J. Non-Cryst. Sol., **221**, 84 (1997).

Редактор Л.В. Шаронова

## Ion neutralization effects at the semiconductor-insulator interface during the volume charge thermostimulated depolarization of MOS structures

E.I. Goldman, A.G. Zhdan, N.F. Kukharskaya

Institute of Radioengineering and Electronics,  
Russian Academy of Sciences,  
141120 Fryazino, Russia

**Abstract** By the method of numerical modeling have been analyzed manifestations of ion traps, ion neutralization effects, and generation of minority charge carriers near the interface insulator-semiconductor in the temperature dependencies of current  $J(T)$  and high frequency capacity  $C_s(T)$  of MOS structures in the process of their thermostimulated depolarization. In general, even if only one kind of mobile ions is available in the insulator, curves  $J-T$  are able to describe three peaks caused by the ion trap depletion, the neutral associate (ion + electron) destruction, and minority charge carriers generation. The temperature sequence of these peaks, as well as their number (up to single one), are determined by the correlation between the corresponding activation energies and by the initial band bending  $U_0$  in the semiconductor. Cases of individual peak merging with following broadening and symmetrization can be misinterpreted as a result of manifestation of the ion trap energy distribution. Analysis of sets of dependencies  $J(T, U_0, n_0)$  and  $C_s(T, U_0, n_0)$ , where  $n_0$  is an initial density of particles (the ion and neutral associates), localized in the insulator near its interfac, makes it possible to separate the purely ion phenomena from electronic ones (as well as contributions to the current from ion traps and neutralizations effects) and, in principle, to explain the observed evolution of thermostimulated depolarization peaks at variation of  $U_0$  and  $n_0$ .