

ПОЛЕВАЯ РЕЛАКСАЦИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В СИСТЕМАХ ПОЛУПРОВОДНИК—ДИЭЛЕКТРИК

Гольдман Е. И., Ждан А. Г., Ключкова А. М., Маркин Ю. В.

Развита теория и методика анализа результатов релаксационных экспериментов по спектроскопии электронных состояний, локализованных в области границы раздела полупроводник—диэлектрик, в частности, в условиях туннельного обмена носителями заряда между этими состояниями и разрешенными зонами полупроводника. Построены алгоритмы выделения и обработки сигналов полевой релаксационной спектроскопии (ПРС) из нестационарных полевых зависимостей разрядного тока МДП структуры, регистрируемых одновременно с ВЧ вольтфарадными характеристиками при линейном законе изменения напряжения. На примере Si—МОП структур с помощью экспериментов, выполненных в области температур 50—90 К, показано, что ПРС — эффективный инструмент исследования характеристик мелких пограничных состояний, в частности области их пространственной локализации. Тем самым ПРС открывает новые возможности изучения влияния конструктивных и технологических факторов на плотность мелких электронных состояний, обуславливающих избыточный шум и нестабильность порогового напряжения полевых транзисторов, в особенности при низких температурах.

Задача определения стандартными методами релаксационной спектроскопии характеристик мелких пограничных состояний (ПС) в системах полупроводник—диэлектрик существенно осложняется туннельным обменом носителями заряда между ПС и разрешенными зонами полупроводника [1]. В связи с этим в [2] была развита методика анализа результатов релаксационных измерений в условиях проявления эффектов туннельного опустошения ПС. Она основана на наблюдении полевых зависимостей разрядного тока J_s , например зависимости J_s от поверхностного изгиба зон U_s при обеднении, и позволяет в принципе осуществлять спектроскопию ПС, в частности, при наличии туннельных переходов.

Далее развиваются методы получения из данных измерений зависимостей полного разрядного тока МДП структуры J от линейно изменяющегося со временем потенциала полевого электрода V_g сигналов полевой релаксационной спектроскопии (ПРС) и их обработки с целью спектроскопии ПС, опустошающихся при постоянной температуре в режиме непрерывного увеличения U_s . Разработанный экспериментально-методический аппарат применяется для ПРС ПС в Si—МОП структурах.

Рассмотрим МДП структуру для определенности на основе n -полупроводника. Пусть при некоторой достаточно низкой температуре T^* ,¹ определяемой характеристиками исследуемых ПС и параметрами полупроводника, она находится в равновесии в режиме глубокого обогащения. При этом можно считать, что все ПС предельно заполнены, а емкость структуры определяется емкостью диэлектрического промежутка C_i . Начнем уменьшать обогащающее напряжение, например, по линейному закону: $V_g = V_{g0} - \beta t$, где V_{g0} — напряжение начального обогащения, $\beta = dV_g/dt = \text{const}$, t — время. При этом, если величина β не слишком мала, структура будет переходить в режим неравновесного обеднения, возрастающего по мере увеличения изгиба зон U_s , т. е. заполнение ПС

¹ Физические ограничения минимального значения T^* удобнее обсудить далее.

перестанет быть равновесным и начнет релаксировать по тому или иному закону в зависимости от конкретного механизма опустошения: термо-, термоавто- или автоэмиссионного. (Условия реализации этого режима для двух последних механизмов приведены в [2]). Соответственно во внешней цепи будет протекать ток J , определяемый скоростью опустошения ПС и током смещения, зависящим от величины β и мгновенного значения емкости МДП структуры.

Таким образом, для осуществления ПРС необходимо выделить из полного тока J составляющую J_s , связанную с опустошением ПС. Этого можно достичь, измеряя одновременно J с зависимостью $J(V_g)$ высокочастотную вольтфарадную характеристику МДП структуры $C(V_g)$.

Легко убедиться в том, что зависимость $J_s(V_g)$ связана с измеряемыми величинами J и C соотношением

$$J_s(V_g) = J(V_g) - \beta \frac{C_i C(V_g)}{C_i - C(V_g)} \frac{dU_s}{dV_g}. \quad (1)$$

Задача определения зависимости $J_s(U_s)$ сводится теперь к нахождению функции $U_s(V_g)$. Используем стандартный подход к анализу характеристик $C(V_g)$ [3]. Емкость области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника C_V с учетом выморачивания доноров выражается в виде

$$C_V(U_s) = \frac{\kappa}{4\sqrt{2}\pi L_D} \frac{1}{\left[\ln \left(\frac{1 + \gamma e^{-U_s}}{1 + \gamma} \right) - \frac{1 - e^{-U_s}}{1 + \gamma} + v_s \right]}, \quad (2)$$

где κ — диэлектрическая проницаемость полупроводника, $L_D = (\kappa kT/4\pi q^2 N_d)^{1/2}$, k — постоянная Больцмана, q — элементарный заряд, N_d — концентрация доноров, $\gamma = g \exp\left(\frac{E_d + \eta_0}{kT}\right)$, g и E_d — фактор вырождения и энергия активации донорного уровня соответственно, η_0 — уровень Ферми в электронейтральной области полупроводника ($\eta_0 < 0$), $v_s = qU_s/kT$. Сопоставляя теоретическую зависимость (2) с экспериментальной $C_V(V_g) = C_i C(V_g)/[C_i - C(V_g)]$, находим связь $U_s(V_g)$, и по (1) — $J_s(U_s)$.

Эксперименты выполнялись на n -Si МОП структурах Al—SiO₂—Si (КЭФ-0.5)—Al, приготовленных по стандартной технологии окислением кремния во влажном кислороде при $T=850^\circ\text{C}$. Измерения проводились при $T \geq T^* = 50\text{ K}$ на автоматизированной экспериментальной установке [4, 5]. Исследуемая структура размещалась в вакуумной камере газопоточного гелиевого криостата с электронным терморегулятором, построенного по принципу [6]. Биполярные треугольные импульсы напряжения V_g с амплитудой $0 \div \pm 33\text{ В}$ вырабатывались генератором [7, гл. 18]. При заданной температуре МОП структура вводилась в режим глубокого обогащения и после достижения равновесия V_g изменялось по линейному закону в сторону обеднения. Регистрировались полный разрядный ток $J(V_g)$ и высокочастотная емкость $C(V_g)$. Ток измерялся электрометрическим преобразователем ток—напряжение [7, гл. 25], а емкость — цифровым измерителем LCR E7-12. Значения J и V_g оцифровывались посредством электронных цифровых вольтметров Ф-30. Зависимости $J(V_g)$ и $C(V_g)$ обрабатывались по описанному выше алгоритму (рис. 1).

На вставке к рис. 2 для $T=50\text{ K}$ приведены типичные экспериментальные характеристики $J(V_g)$ и $C(V_g)$, нормированные на величины βC_i и C_i соответственно ($\beta=26\text{ мВ/с}$, $C_i=183.6\text{ пФ}$), а на рис. 2 — семейство зависимостей $J_s(U_s)$. Видно, что ток разрядки ПС описывает два отчетливых максимума,

² При $T < 50\text{ K}$, во-первых, перестает выполняться соотношение (2) вследствие нарушения условия $\omega\tau_d \ll 1$, где $\omega \approx 1\text{ МГц}$ — частота ВЧ сигнала, τ_d — время жизни носителя заряда на легирующей примеси, а во-вторых, резко возрастает сопротивление полупроводниковой пластины, что, вообще говоря, требует соответствующей коррекции измеряемой зависимости $C(V_g)$. Последнее обстоятельство можно, однако, не учитывать, если определить T^* из условия $\{C_i(300\text{ K}) - C_i(T^*)\}/C_i(300\text{ K}) \ll 1$, которое легко устанавливается эмпирически.

один из которых (область малых U_s) практически не зависит от температуры, а второй, локализованный в области $U_s \geq 100$ мэВ, исчезает по мере понижения T . В соответствии с представлениями [2] эти максимумы могут быть обусловлены опустошением дискретных или квазидискретных ПС, стимулируемым электрическим полем. Очевидно, что слабая температурная зависимость первого (по U_s) максимума указывает на чисто автоэмиссионный характер их опустошения. Для этого случая в [2] были получены соотношения, позволяющие определять параметры ПС:

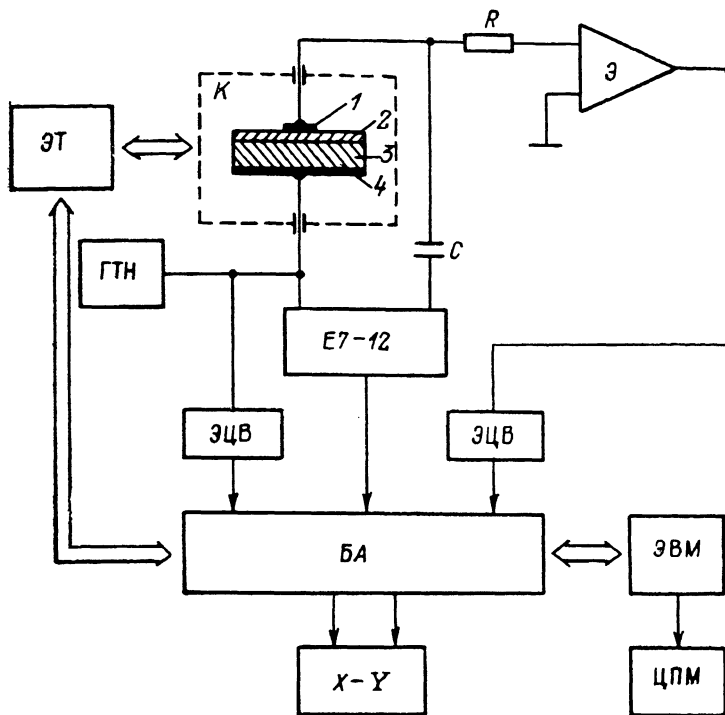


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

ЭТ — управляемый от ЭВМ электронный терморегулятор, К — гелиевый криостат, Э — электрометрический преобразователь ток—напряжение, ГТН — генератор треугольного напряжения, E7-12 — измеритель ЛСР цифровой, ЭЦВ — электронный цифровой вольтметр Ф-30, БА — блок автоматизации, ЭВМ — микро-ЭВМ «Электроника ДЗ-28», X-Y — графопроектор, ЦАП — цифропечатающая машинка, R, C — RC-фильтр, 1 — полевой электрод (затвор) МДП структуры, 2 — диэлектрик, 3 — полупроводник, 4 — омический контакт.

$$\Delta_l = 1.46\Delta, \quad \Delta_r = 0.985\Delta, \quad \Delta = \frac{8E_s^3}{9(kT_0)^2} \ln^{-3} \left(\frac{t^*}{\tau_F} \right), \quad (3)$$

$$U_{sm} = \frac{4E_s^3}{9(kT_0)^2} \ln^{-2} \left(\frac{t^*}{\tau_F} \right), \quad (4)$$

где Δ_l и Δ_r — полуширины пика со стороны низких и высоких значений U_s , E_s — энергия активации ПС, отсчитанная от дна зоны проводимости на границе раздела полупроводник—диэлектрик, $T_0 = (\pi q^2 \hbar^2 N_d / \chi k^2 m^*)^{1/2}$ — характеристическая температура, \hbar — постоянная Планка, m^* — эффективная масса электрона в полупроводнике, $t^* = \Delta (dU_s/dt)_{U_s=U_{sm}}$, τ_F^{-1} — частотный фактор, U_{sm} — положение максимума тока. Подставляя в (3), (4) параметры наиболее ярко выраженного низкотемпературного ($T=50$ К, рис. 2) пика тока $U_{sm}=24$ мэВ, $\Delta_r=27$ мэВ,³ находим $E_s=7.1$ мэВ, $\tau_F=2.7$ с. Столь высокое значение пред-

³ Поскольку значение Δ_l на соответствующей экспериментальной кривой не определено, в расчетах используется только величина Δ_r . С другой стороны, строго говоря, построенная в [2] теория справедлива при достаточно больших изгибах зон, когда выполняется приближение Шоттки для ОПЗ полупроводника.

экспоненциального фактора $\tau_F \gg 1$ с в феноменологическом выражении для времени жизни $\tau = \tau_F \exp(E_s/kT)$ характерно для состояний, локализованных в окисле вблизи его границы раздела с полупроводником [8, 9, с. 331]. При этом предэкспоненциальный фактор τ_0 , отвечающий состояниям в окисле, с которых осуществляется туннельный переход в зону проводимости полупроводника, перенормируется: $\tau_F = \tau_0 e^{\nu}$, где $e^{-\nu}$ — туннельная прозрачность трапециевидного барьера, ограниченного плоскостью локализации ПС $x = -\delta$, границей раздела $x = 0$, уровнем энергии перехода и дном зоны проводимости окисла; $\Gamma = 2\delta(2m_i^*U_0)^{1/2}/\hbar$, δ — пространственная глубина локализации состояний в диэлектрике, m_i^* — эффективная масса электрона в окисле, U_0 — энергия электронного средства на границе раздела полупроводник—окисел. По-

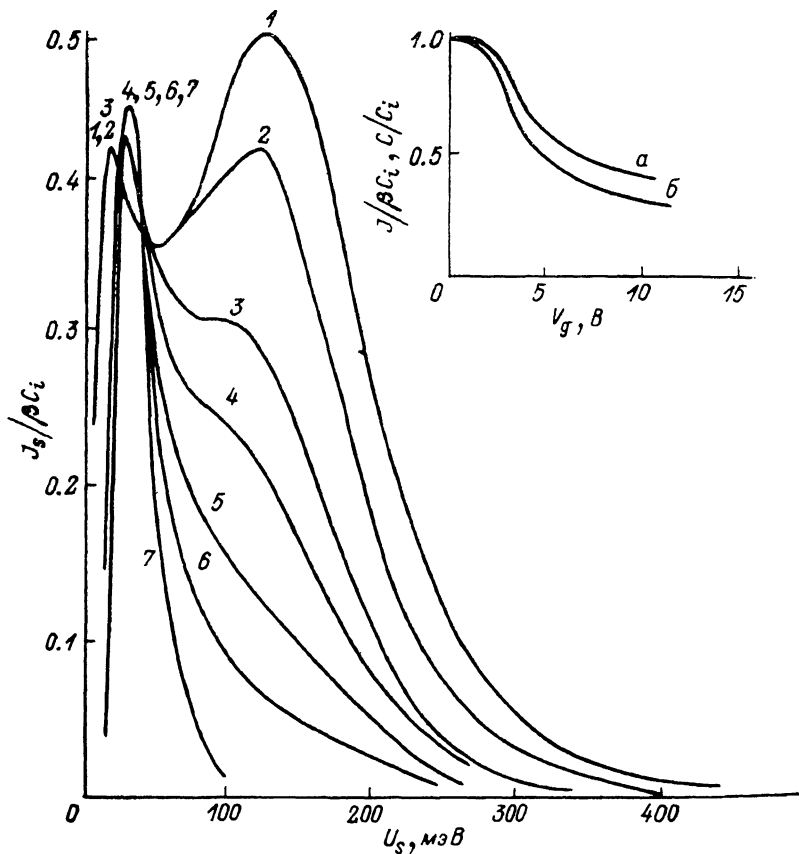


Рис. 2. Зависимости тока опустошения ПС J_s от поверхностного изгиба зон U_s при различных температурах.

T , К: 1 — 90, 2 — 80, 3 — 70, 4 — 65, 5 — 60, 6 — 55, 7 — 50. На вставке — зависимости полного разрядного тока $J(V_g)$ (а) и высокочастотной емкости $C(V_g)$ (б) МОПструктуры. Горизонтальной стрелкой показано направление перехода структуры от обогащения к обеднению. $\beta = 26$ мВ/с, $C_i = 183.6$ пФ, $T = 50$ К. Толщина слоя SiO_2 0.118 мкм, площадь структуры $S = 10^{-2}$ см 2 .

скольку в рассматриваемой ситуации $e^{-\Gamma} \ll 1$ и слабо зависит от электрического поля в окисле, $\tau_F \gg \tau_0$. Используя экспериментальную зависимость τ_F от δ , полученную в [8], находим по величине $\tau_F \approx 2.7$ с $\delta \approx 25$ Å.⁴

Достоверность полученных результатов устанавливается проверкой выполнения неравенств, определяющих применимость соотношений (3), (4) [2]:

$$t^* < \tau_F \exp(E_s/kT), \quad (5)$$

⁴ Из факта полевой стимуляции опустошения ПС непосредственно следует, что туннелирование происходит под дном зоны проводимости полупроводника, ибо при туннелировании над вершиной потенциального барьера ОПЗ в соответствии с идеологией работы [8] электрическое поле не должно влиять на скорость генерации электронов из ПС.

$$E_s > \frac{3}{2} kT \ln \left(\frac{t^*}{\tau_F} \right). \quad (6)$$

Первое из них требует, чтобы при малых изгибах зон «термоэмиссионное» время жизни на ПС $\tau_F \exp(E_s/kT)$ было бы больше времени наблюдения t^* , а второе обуславливает опустошение ПС в режиме автоэмиссии. Найденные значения E_s и τ_F этим неравенствам не удовлетворяют. Это может быть связано с тем, что реальный ход потенциала в ОПЗ полупроводника отличается от принятого в теории [1, 2], например, вследствие неоднородного распределения легирующей примеси. Действительно, факт существования больших градиентов концентрации легирующих примесей вблизи контакта Si—SiO₂ общезвестен: в частном случае системы Si:P—SiO₂, полученной низкотемпературным окислением Si во влажном кислороде, концентрация фосфора в приповерхностном слое Si может превышать ее объемное значение более чем в 4 раза [3, § 14.4.2]. При этом, очевидно, ширина поверхностного потенциального барьера в полупроводнике уменьшится, что существенно скажется на определяемых параметрах ПС. Для выяснения роли этого эффекта примем, что уровень легирования в приповерхностной области кремния шириной w_0 постоянен и равен $N_d > N_0$. Полагая все доноры полностью ионизованными, решая уравнение Пуассона для этой модели «составного» ОПЗ при условии $w > w_0$ и находя в приближениях [1, 2] прозрачность барьера в области $0 \leq x \leq w_0$, получаем

$$\bar{\lambda} = \frac{8E_s^3}{9(k\bar{T}_0)^2} \ln^{-3} \left(\frac{t^*}{\tau_F} \right), \quad (7)$$

$$\bar{U}_{sm} = \frac{4E_s^3}{9(k\bar{T}_0)^2} \ln^{-2} \left(\frac{t^*}{\tau_F} \right), \quad (8)$$

где

$$\bar{\lambda} = \frac{\lambda_r}{0.985} \left(\frac{d\bar{U}_s}{dU_s} \right)_{U_s=U_{sm}}, \quad \bar{U}_s = \frac{U_s}{\lambda} \left[1 + (\lambda - 1) \frac{w_0}{w} \right]^2,$$

$w = \kappa/4\pi C_V$ — полная ширина ОПЗ,

$$\lambda = \frac{N_d}{N_0}, \quad \frac{d\bar{U}_s}{dU_s} = \frac{1 + (\lambda + 1) \frac{w_0}{w}}{\lambda}, \quad \bar{T}_0 = \sqrt{\lambda} T_0.$$

Таким образом, в принятой модели составного барьера выражения (3), (4) просто перенормируются. Под фигурирующими здесь изгибами зон U_s следует понимать (естественно, при $U_s > kT$) именно те значения, которые приведены на экспериментальных графиках (рис. 2), однако это уже не реальный изгиб зон U_{s0} , а некоторая эффективная величина $U_s = kT (w^2/2L_D^2)$. Физически это обусловлено тем, что при $w \geq w_0$ емкости слоя ОПЗ C_V для простого и составного барьеров определяются только величиной w . Положение же уровня E_s отсчитывается при этом от уровня $U_{s0} = U_s [1 + (\lambda - 1)(w_0/w)^2]$. Разрешая (7), (8) относительно E_s и $\ln(t^*/\tau_F)$, имеем

$$E_s = U_{sm} \left(\frac{3 \cdot 0.985 kT_0}{\Delta_r} \right)^{2/3} \left[1 + (\lambda - 1) \frac{w_0}{w} \right]^{1/3}_{U_s=U_{sm}} \quad (9)$$

и

$$\ln \left(\frac{t^*}{\tau_F} \right) = 2 \cdot 0.985 \frac{U_{sm}}{\Delta_r} \left[1 + (\lambda - 1) \frac{w_0}{w} \right]. \quad (10)$$

Поскольку последний множитель в (9) больше единицы, определяемая по (7), (8) глубина ПС будет больше величины E_s , найденной ранее по (3), (4). Преобразуя с помощью (9) и (10) наиболее сильное из (5), (6) неравенство (6), получаем

$$1 + (\lambda - 1) \frac{w_0}{w} > \frac{3 \cdot 0.985 kT^3}{\Delta_r T_0^3}, \quad (11)$$

или для $T = 50$ К (рис. 2, кривая 7) $1 + (\lambda - 1) (w_0/w) > 4$. Полагая для оценки $w_0 \sim w$, находим, что неравенство (11) удовлетворяется при $\lambda > 4$ (ср. с данными [3, § 14.4.2]). Скорректированные по (9), (10) и [3] при $w_0 = w$ и $\lambda = 5 > 4$

$E_s = 68$ мэВ, $\tau_F \approx 2.4 \cdot 10^{-3}$ с, $\delta = 20$ Å. Более точное определение значений E_s и τ_F требует восстановления реального профиля распределения легирующей примеси в полупроводнике, особенно вблизи его границы с диэлектриком. Последнее, однако, пока невозможно [10]. Тем не менее развитый подход позволил надежно установить в рамках относительно несложной методики ряд практически важных фактов (область пространственной локализации ПС, наличие туннельного обмена между ПС и зоной проводимости Si, неоднородность распределения легирующей примеси) и сделать разумные оценки параметров ПС и характера распределения примеси.

Обратимся теперь к пикам тока, расположенным при более высоких U_s . Наличие полевой стимуляции опустошения ПС и ее температурной зависимости в соответствии с представлениями [2] может указывать на термоавтоэмиссионный механизм генерации электронов. В случае моноэнергетических ПС с ростом температуры для этого механизма характерны [4] смещение максимума тока в сторону меньших U_s и уменьшение его амплитуды. Кроме того, полуширина

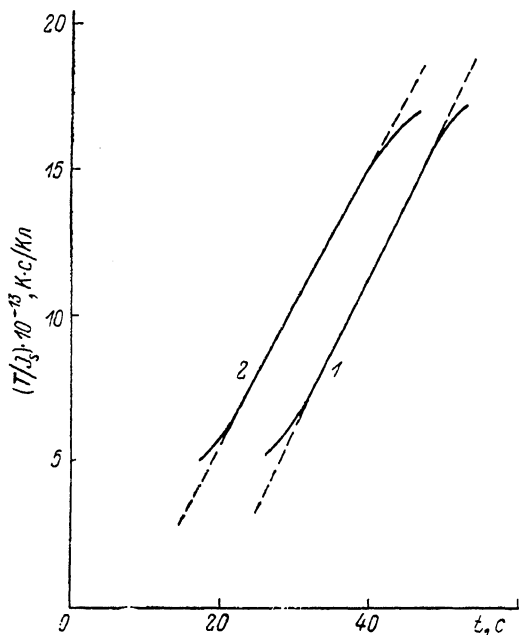


Рис. 3. Функции $T/J_s - t$.
Т, К: 1 — 90, 2 — 80.

«термоавтоэмиссионного» максимума $\Delta_r^* \approx 3kT^3/T_0^2 \sim 0.7$ эВ ($T = 90$ К, рис. 2, кривая 1). На опыте эти закономерности не проявляются (рис. 2), а экспериментальное значение Δ_r^* для кривой 1 (рис. 2) оказывается в 7 раз меньше расчетного.

Покажем, что наблюдаемые в данной области U_s зависимости $J_s(U_s)$ обусловлены опустошением ПС с непрерывным распределением по энергии $N_{ss}(E)$ с переходом от квазиравновесного опустошения к неравновесному термоэмиссионному опустошению.

Легко убедиться в том, что в первом случае

$$J_s = \frac{q\beta^* S}{4kT} \int_0^\infty \frac{dEN_{ss}(E)}{\text{ch}^2\left(\frac{E + \eta_0 - U_s}{2kT}\right)}, \quad (12)$$

где $\beta^* = \beta (dU_s/dV_g)$, а во втором —

$$J_s = \frac{qS}{\tau_0} \int_0^{U_s - \eta_0} dEN_{ss}(E) \exp\left(-\frac{E}{kT} - \frac{t}{\tau_0} e^{-E/kT}\right). \quad (13)$$

В приближении постоянной плотности ПС [11, 12] (12), (13) преобразуются:

$$J_s = q\beta^* S N_{ss}(E_m), \quad E_m = U_s - \eta_0, \quad \eta_0 < 0, \quad (12')$$

$$J_s = \frac{qS N_{ss}(E_m) kT}{t}, \quad E_m = kT \ln \frac{t}{\tau_0}. \quad (13')$$

(Под E_m , как и обычно [12], понимается некоторый эффективный уровень энергии, разделяющий еще заполненные и уже пустые ПС).

Из (12') и (13') явствует, что при квазиравновесном опустошении ПС $J_s \propto N_{ss}(E)$; при изотермической релаксации заполнения ПС по термоэмис-

слонному механизму J_s зависит от t по гиперболическому закону, а $E_m(t)$ — по логарифмическому, т. е. в узкой области изменения E_m ($\Delta E_m \simeq kT$) функция $T/J_s - t$ — прямая линия с наклоном $[qSkN_{ss}(E_m)]^{-1}$, определяемым величиной $N_{ss}(E_m)$. Рис. 2, 3 отчетливо демонстрируют указанные закономерности: начальное нарастание J_s в области второго максимума, отражающее возрастание с энергией плотности ПС, качественно согласуется с увеличением J_s с ростом температуры (ср. кривые 1, 2 на рис. 2), поскольку при высоких T опустошаются более глубокие ПС [оценка $N_{ss}(E)$ по формулам (12') и экспериментальной кривой 1 на рис. 2 показывает, что плотность ПС, локализованных в энергетическом интервале $170 \leq E \leq 200$ мэВ от дна зоны проводимости Si, спадает в направлении к дну зоны от $4 \cdot 10^{11}$ до $3 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$.эВ $^{-1}$]; изотермические характеристики $T/J_s - t$ являются, как и ожидалось, прямыми линиями (рис. 3). Найденные по ним значения N_{ss} составляют $1.4 \cdot 10^{12}$ ($T=90$ К, прямая 1) и $1.6 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$.эВ $^{-1}$ ($T=80$ К, прямая 2).

Соотношения (13) и (13') позволяют находить плотность состояний N_{ss} лишь в зависимости от температуры T , а не от энергии E , поскольку в выражении для E_m [см. (13')] помимо измеряемых параметров T и t фигурирует неизвестная величина τ_0 , вообще говоря, являющаяся функцией энергии и температуры. В этой ситуации задача нахождения $N_{ss}(E)$ и $\tau_0(E, T)$ методами релаксационной спектроскопии существенно усложняется и ее решение требует иного подхода к проблемам анализа ПС с непрерывным спектром (см., например [13]). Между тем и в представленном здесь варианте ПРС дает важную информацию об электронных свойствах области границы раздела полупроводник—диэлектрик (например, о ПС, локализованных у краев разрешенных зон полупроводника), которую нельзя получить современными методами равновесной или релаксационной спектроскопии [1, 2]. В связи с этим представляется перспективным распространение развитого метода ПРС на СВЧ структуры (диоды Шоттки, гетероструктуры и т. д.), использующие сильно легированные полупроводники, в которых эффекты туннельного обмена носителями заряда между ПС и разрешенными зонами должны играть главенствующую роль.

Авторы признательны А. Н. Пономареву за ценные консультации и помощь в создании экспериментально-методического аппарата ПРС.

Список литературы

- [1] Гольдман Е. И., Ждан А. Г., Маркин Ю. В. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 3. С. 461—465.
- [2] Гольдман Е. И., Ждан А. Г., Маркин Ю. В. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 2. С. 237—242.
- [3] Nicollian E. H., Brews J. R. MOS (Metal—Oxide—Semiconductor) physics and technology. N. Y., 1982. 906 p.
- [4] Александров А. Л., Базарный Е. М., Гуляев И. Б., Ждан А. Г., Ключкова А. М., Смирнова Н. А. // ПТЭ. 1983. № 1. С. 198.
- [5] Александров А. Л., Игнатов Б. Г., Пономарев А. Н., Посошенко Л. З., Сизов В. Е. // ПТЭ. 1985. № 1. С. 62—66.
- [6] Бугаев В. И., Веденев А. С., Ждан А. Г., Ключкова А. М., Панченко Р. В. // ПТЭ. 1986. № 3. С. 250.
- [7] Татце У., Шенк К. Полупроводниковая схемотехника. М., 1983. 512 с.
- [8] Lundstrom I., Svensson Ch. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. N 2. P. 5045—5047.
- [9] Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М., 1977. 672 с.
- [10] Блад П., Оргон Дж. В. // Зарубежн. радиоэлектрон. 1981. № 1. С. 3—50.
- [11] Гуляев Ю. В., Ждан А. Г., Приходько В. Г., Сульженко П. С. // Электронная промышленность. 1985. № 3. С. 44—48.
- [12] Simmons J. G., Wei L. S. // Sol. St. Electron. 1974. V. 17. N 2. P. 117—124.
- [13] Веденев А. С., Гольдман Е. И., Ждан А. Г., Савостьянов А. В. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 7. С. 1199—1202.