

ДИНАМИКА ПРОЯВЛЕНИЙ ФЛУКТУАЦИОННОГО ПОТЕНЦИАЛА И ПОВЕРХНОСТНОГО РАССЕЯНИЯ В КИНЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ИНВЕРСИОННОГО Si—*n*-КАНАЛА

Байрамов М. А., Веденев А. С., Ждан А. Г.

В низкотемпературной области ($T=100$ К) исследована кинетика релаксации холловской концентрации n_H и подвижности μ_H электронов в инверсионном канале Si—МОП транзисторов в условиях неравновесного заполнения пограничных состояний (ПС). Установлено, что релаксация μ_H и n_H обусловлена медленным обменом электронами между инверсионным каналом и мелкими акцепторными ПС, локализованными в окисле, сопровождающимся изменениями плотности заряженных поверхностных рассеивателей и амплитуды крупномасштабного флуктуационного потенциала. Определены характеристики ПС: плотность $\approx 2 \cdot 10^{10}$ см $^{-2}$, эффективное сечение захвата $\approx 3 \cdot 10^{-26}$ см 2 и энергетическая глубина ≈ 60 мэВ.

Обсуждаются преимущества применения развитого подхода для выявления физических причин ограничений и долговременной нестабильности рабочих характеристик МДП транзисторов.

При исследовании равновесных зависимостей холловской подвижности электронов μ_H от их концентрации n_H и температуры обнаружено, что кинетические характеристики инверсионных *n*-каналов (ИК) Si—МОП структур в области слабой инверсии определяются эффектами флуктуационного потенциала (ФП) и поверхностного рассеяния, обусловленными заряженными пограничными состояниями (ПС) с плотностью $n_s \approx 2.5 \cdot 10^{10}$ см $^{-2}$ [1]. В [1] не были определены ни природа этих состояний, ни условия их заполнения.

Покажем, что измерения эффекта Холла в неравновесном режиме позволяют исследовать динамику проявлений ФП и заряженных пограничных рассеивателей и получать сведения о природе и условиях заполнения ПС.

Измерения проводились по методике [2–4] в области температур $T \leq 100$ К на (100) *p*-Si (КДБ-20) — «холловских» полевых МОП транзисторах с ИК, описанных в [1, 5]. Неравновесное состояние ИК с повышенной проводимостью обеспечивалось охлаждением транзистора от комнатной температуры до температуры измерений T_n при напряжении затвора V_g , отвечающем обогащению поверхности Si основными носителями заряда (дырками), и скачкообразным изменением V_g при $T=T_n$ в направлении инверсии (режим 1). Соответственно при охлаждении транзистора в состоянии глубокой инверсии и резком изменении V_g при $T=T_n$ в направлении более слабой инверсии возникал ИК с пониженной относительно равновесной проводимостью (режим 2).

На рис. 1 для $T=100$ К представлено типичное семейство зависимостей μ_H — n_H , включающее кривые 1, 2, 4, 5, полученные в условиях начально неравновесного канала, и равновесную кривую 3, а на вставке — динамика релаксации электропроводности канала $\sigma = q\mu_H n_H$ (q — элементарный заряд) в режимах 1 (кривая а) и 2 (кривая б). Характер изменения μ_H и n_H в процессе релаксации иллюстрирует рис. 2. Из рисунков явствует, что времена релаксаций превышают десятки минут, причем в режиме 1 σ падает со временем, а в режиме 2 — нарастает. Длительность процесса установления равновесия в этих

условиях может определяться только временами захвата и генерации неосновных носителей заряда пограничными уровнями.¹ Поэтому начальные состояния инверсионного канала по прошествии первого измерительного цикла с момента переключения V_g ($\tau_n \approx 60$ с [3]) должны характеризоваться отсутствием равновесия лишь между ПС и зоной неосновных носителей заряда. В таком случае следует заключить, что ПС находятся в окисле, ибо времена взаимодействия между свободными зонами и поверхностными состояниями также достаточно малы ($10^{-8} - 10^{-4}$ с $\ll \tau_n$) [6], но существенно возрастают, если электронный обмен (например, путем туннелирования) происходит через диэлектрический промежуток [6, с. 334; 7].

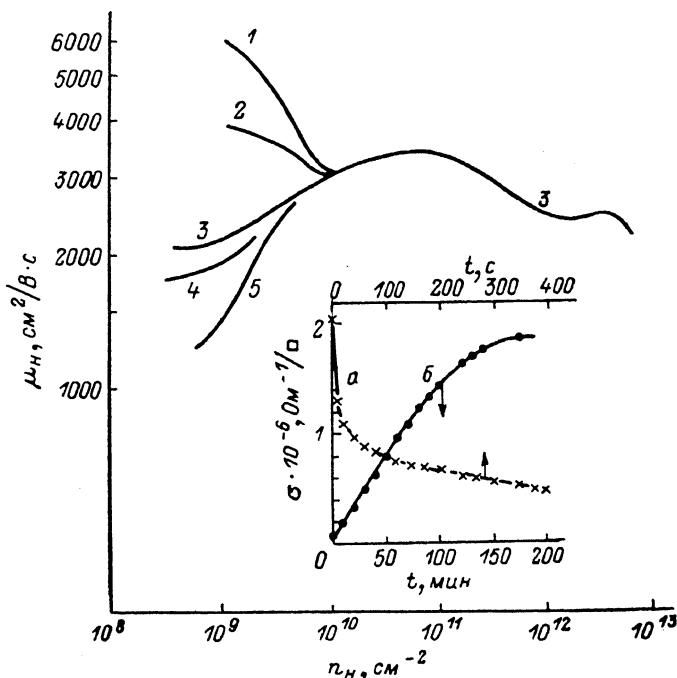


Рис. 1. Зависимости холловской подвижности электронов от их холловской концентрации n_H при $T=100$ К для начально неравновесного канала, сформированного в режимах 1 (1, 2) и 2 (4, 5).

3 получена в равновесных условиях. На вставке — динамика релаксации электропроводности канала в режимах 1 (а, масштаб вверх) и 2 (б, масштаб вниз).

Таким образом, релаксацию электропроводности канала (спад или нарастание σ), обусловленную синхронным изменением соответственно μ_H и n_H , естественно считать результатом захвата или генерации электронов акцепторными ПС, локализованными в окисле вблизи его границы с полупроводником. В [1] было установлено, что заряженные ПС выступают одновременно и как источник ФП, и как поверхностные рассеиватели электронов в канале. Следовательно, процессы заполнения ПС должны отражать динамику генерации ФП и поверхностных рассеивателей. Таким образом, самые ранние стадии заполнения ПС в режиме 1 (максимальные значения μ_H) должны отвечать слабому ФП [8]. Это открывает возможность на базе теории [8] и формализма [1] более строго, чем в [1], разделить вклад ФП и поверхностного рассеяния в низкотемпературные кинетические характеристики ИК при малых n_H .

¹ В рассматриваемых ситуациях характерные времена формирования слоя обеднения полупроводника (максвелловское время $\tau_n \approx 5 \cdot 10^{-10}$ с для КДБ-20) и образования инверсионного канала ($\tau_n = R_k C_{ox} \approx 10^{-2}$ с при $\mu_H \approx 10^3$ см²/В·с, $n_H \approx 10^9$ см⁻², R_k — сопротивление канала, $C_{ox} \approx 100$ пФ — геометрическая емкость окисла) оказываются существенно меньше постоянной времени системы регистрации ЭДС Холла ($\tau_n \approx 60$ с [3]), которая в свою очередь существенно меньше наблюдающихся времен релаксации μ_H , n_H .

Согласно [8],

$$\mu_H = \mu_0 \left(1 - \frac{\langle \delta^2 \rangle}{2}\right) = \mu_0 \left[1 - \frac{\pi}{2} \left(\frac{q^2}{kT\kappa}\right)^2 n_i F\right]. \quad (1)$$

Здесь μ_0 — микроскопическая подвижность носителей заряда, определяемая в условиях слабого заполнения ПС смешанным рассеянием на фононах, на заряженных примесях, локализованных в слое объемного заряда кремния [9], и на заряженных ПС [1], $\langle \delta^2 \rangle$ — дисперсия ФП, k — постоянная Больцмана, $\kappa = 7.7$ — диэлектрическая проницаемость области границы раздела Si-SiO₂ [10], n_i — плотность заряженных ПС, $F = f(n_H)$ — фактор экранирования ФП [8].

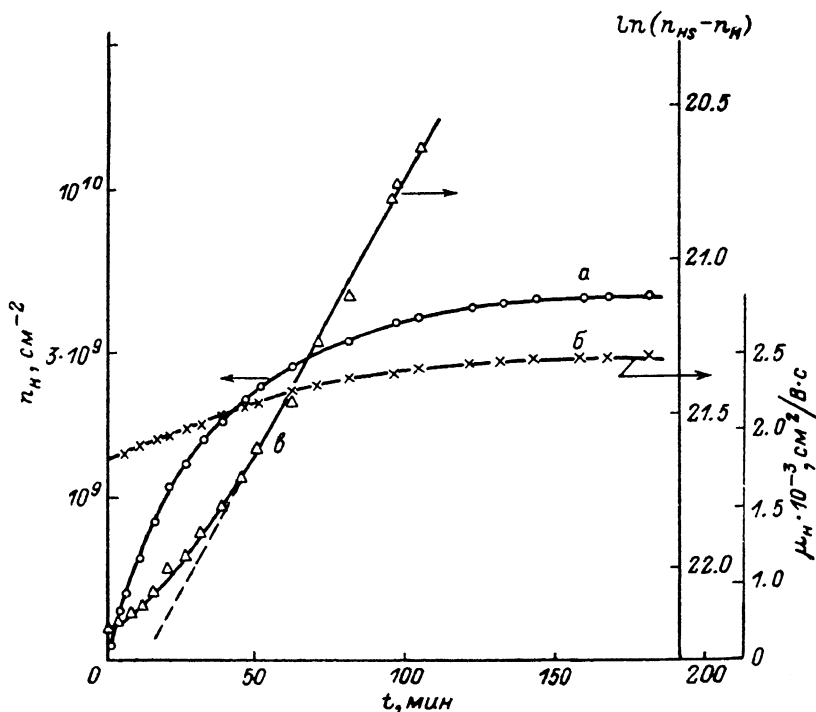


Рис. 2. Релаксация n_H (а) и μ_H (б) для начально неравновесного канала при $V_g = -0.02$ В, сформированного в режиме 2.

б — кинетика релаксации n_H в полулогарифмическом масштабе $\ln(n_{HS} - n_H) - t$, n_{HS} — равновесное значение n_H .

При этом

$$\mu_0 = \left(\frac{1}{\mu_{LI}} + \frac{n_i}{A}\right)^{-1}, \quad (2)$$

где μ_{LI} — подвижность электронов в объеме n -Si ($\mu_{LI} = 11\,000$ см²/В·с при $T = 100$ К и концентрации легирующей примеси $7 \cdot 10^{14}$ см⁻³ [9]), $A = 3\kappa (kT)^{1/2} / \sqrt{32\pi} (m^*)^{1/2} q$ [11], $m^* = 0.19 m_0$ [10] — эффективная масса по электропроводности.

На основании (1), (2) и экспериментальных данных рис. 1 для режима 1 (кривые 1, 2) и равновесия (кривая 3) рассчитаем n_i и $\langle \delta^2 \rangle / 2$ в функции от n_H . Результаты расчета, приведенные в таблице, показывают, что в режиме 1 по мере отклонения кривых n_H (n_H) от равновесной μ_H растет, а n_i и дисперсия ФП падают. Наибольшее значение «неравновесной» подвижности наблюдается при наименьшей достигнутой в опыте холловской концентрации $n_H = 1 \cdot 10^9$ см⁻². Этому значению μ_H отвечают наиболее низкие из приведенных заполнения ПС $n_i^{\min} = 4.6 \cdot 10^9$ см⁻² и дисперсия ФП $\langle \delta^2 \rangle / 2 = 0.26$, практически удовлетворяющая условиям применимости теории [8].

| $\lg n_H, n_H, \text{см}^{-2}$ | $\mu_H \cdot 10^{-3}, \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}, n_i \cdot 10^{-10}, \text{см}^{-2}, \langle \delta^2 \rangle / 2$ | № кривой $\mu_H(n_H)$ на рис. 1 | | | | |
|--------------------------------|--|---------------------------------|------|------|------|------|
| | | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
| 9.0 | μ_H | 6.0 | 4.0 | 2.1 | 1.9 | 1.4 |
| | n_i | 0.46 | 0.75 | 1.14 | 1.19 | 1.32 |
| | $\langle \delta^2 \rangle / 2$ | 0.26 | 0.42 | 0.64 | 0.67 | 0.74 |
| 9.2 | μ_H | 5.5 | 3.85 | 2.3 | 2.1 | 1.8 |
| | n_i | 0.54 | 0.81 | 1.14 | 1.19 | 1.28 |
| | $\langle \delta^2 \rangle / 2$ | 0.29 | 0.43 | 0.61 | 0.63 | 0.68 |
| 9.4 | μ_H | 5.0 | 3.6 | 2.5 | 2.4 | 2.1 |
| | n_i | 0.83 | 1.0 | 1.17 | 1.19 | 1.26 |
| | $\langle \delta^2 \rangle / 2$ | 0.41 | 0.49 | 0.58 | 0.59 | 0.62 |
| 9.6 | μ_H | 3.4 | 3.1 | 2.9 | 2.8 | 2.6 |
| | n_i | 1.08 | 1.17 | 1.22 | 1.22 | 1.23 |
| | $\langle \delta^2 \rangle / 2$ | 0.49 | 0.53 | 0.55 | 0.55 | 0.56 |

Таким образом, для наиболее неравновесной кривой $\mu_H - n_H$ (рис. 1, кривая 1) $\mu_H = 6000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при слабом экранировании ФП ($n_H = 1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$, [1]), что значительно превышает $\mu_H = 3400 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ в максимуме равновесной кривой 3 (рис. 1), где ФП существенно экранирован ($n_H \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, [1]). Уменьшение μ_H естественно связать с соответствующим приращением плотности заряженных поверхностных рассеивателей Δn_i . Сопоставляя указанные значения μ_H , на основании (2) находим величину $\Delta n_i = 1.8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. По величине $n_i^{\text{min}} = 4.6 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$ для $n_H = 1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ (см. таблицу) определяем $n_i = 2.26 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ в максимуме равновесной кривой. По независимой оценке, сделанной в [1], $1.1 \leq n_i \cdot 10^{-10} \leq 3.7 \text{ см}^{-2}$, т. е. результаты определения n_i по равновесным и неравновесным измерениям практически совпадают.

Из таблицы видно, что и при измерениях μ_H, n_H в неравновесных условиях, отвечающих существенно меньшим, чем равновесное, заполнениям ПС, не удается достичь сколь угодно малой дисперсии ФП и соответственно значений μ_H , близких к величине μ_{LI} . Это может быть связано с достаточно большой постоянной времени системы регистрации ЭДС Холла (см. сноску 1), не позволяющей осуществлять холловские измерения на самых ранних стадиях формирования канала, т. е. в условиях наиболее сильного неравновесия по заполнению ПС.

В связи с этим оценим возможность анализа временных зависимостей тока канала $J(t) \sim \sigma(t) = qn_H \mu_H$ в области $t < \tau_n$ с целью получения по ним сведений о подвижности электронов и величине $\langle \delta^2 \rangle / 2$ при более низких заполнениях ПС.

Кинетика релаксации электропроводности канала для режима 1 при двух фиксированных значениях V_g показана на рис. 3 в линейном и полулогарифмическом масштабах $[\ln(\sigma - \sigma_s) - t, \sigma_s - \text{электропроводность канала в равновесии}]$. В достаточно широком диапазоне ($t \geq 10 \text{ с}$) электропроводность релаксирует по экспоненциальному закону с постоянной времени $\tau_s = 200 \text{ с}$, не зависящей от начального значения V_g . Следовательно, уменьшение σ обусловлено в основном уменьшением концентрации свободных электронов в результате их захвата на ПС, а не уменьшением μ_H , что непосредственно подтверждают данные рис. 2: изменение n_H в процессе релаксации существенно превышает изменение μ_H .

Будем считать, что в начальный момент времени ($t=0$) ПС не заполнены, т. е. ФП и заряженные поверхностные рассеиватели отсутствуют. Тогда, очевидно, подвижность электронов должна определяться только смешанным рассеянием на фонах и на заряженных примесях и быть равна $\mu_{LI} = 11\,000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ [9]. Следовательно, при $t=0$ электропроводность канала $\sigma_{01} = q\mu_{LI}n_1, \sigma_{02} = q\mu_{LI}n_2$ ($n_{1,2}$ — концентрация электронов в канале, индексы 1, 2 соответствуют нумерации кривых на рис. 3, А) и $\Delta\sigma_0 = q\mu_{LI}(n_1 - n_2) = q\mu_{LI}\Delta n$. Из условия сохранения заряда получаем [5] $\Delta n = \frac{C_{ox}}{qS_{ox}} \Delta V_g \left[\left(1 + \frac{C_{ox}}{qS_{ox}} kT + \frac{n_{06}}{2q\varphi_s} kT \right) / n \right]$,

где $\Delta V_g = V_{g1} - V_{g2}$ (рис. 3), S_{ox} — площадь затвора, $n_{об}$ — плотность заряда в обедненном слое полупроводника, φ_s — потенциал границы раздела, $n = =^{1/2}(n_1 + n_2)$. Решая полученное для Δn уравнение методом итераций (в качестве нулевого приближения берем $\Delta n = \frac{C_{ox}}{qS_{ox}} \Delta V_g$) и подставляя результат в выражение для $\Delta \sigma_0$, находим $\mu_{LI}^* = 5000 \pm 2500 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Относительно большая погрешность определения μ_{LI}^* обусловлена долговременной нестабильностью порогового напряжения транзистора, проявляющейся при данном («зарядовом») подходе к определению подвижности в форме соответствующей нестабильности вели-

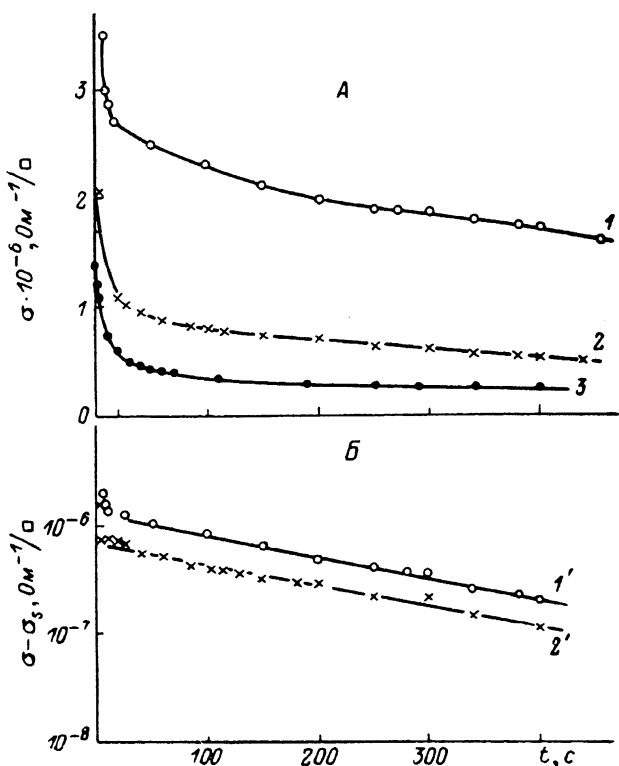


Рис. 3. Кинетика релаксации электропроводности канала для режима 1 в линейном (А) и полулогарифмическом (Б) масштабах.

1, 1' — $V_g = V_{g1} = -0.04 \text{ В}$; 2, 2', 3 — $V_g = V_{g2} = -0.07 \text{ В}$.

чины $\Delta \sigma_0$, а следовательно, и μ_{LI}^* (рис. 3, кривые 1—3). Это может также объяснить расхождение между теоретическим и найденным значениями μ_{LI}^* .

Поскольку, как отмечалось, релаксация σ обусловлена в основном уменьшением n ($\mu \approx \text{const}$), по кривым 1—3 (рис. 3) можно восстанавливать кинетику заполнения ПС $n_t(t)$. Согласно [5], при $V_g = \text{const}$ имеем

$$\Delta n_t(t) = n_t(t) - n_t(0) = [n(t) - n_0] \left[1 + \frac{\frac{C_{ox}}{qS_{ox}} kT + \frac{n_{об}}{2q\varphi_s} kT}{n(t)} \right],$$

$$n_0 = n|_{t=0}, \quad n(t) = \frac{\sigma(t)}{q\mu_{LI}^*}.$$

Отсюда, например, для кривой 1 (рис. 3) получаем $\Delta n_t \approx 3.7 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$. Поскольку считалось, что $n_t(0) = 0$, эту величину Δn_t следует рассматривать как плотность ПС, заполненных к моменту времени $t = 400 \text{ с}$. Ей отвечает $[\text{см. (1)}] \langle \delta^2 \rangle / 2 = 0.09$.

Таким образом, исследования кинетики спада электропроводности канала показывают, что на ранних стадиях релаксации в режиме 1 действительно реализуются малые степени заполнения ПС, для которых характерны слабые ФП

и поверхностное рассеяние. Находя на кривой 1 (рис. 1) величину $qn_H\mu_H$, равную величине электропроводности на «хвосте» ($t=400$ с) кривой релаксации $\sigma(t)$ (рис. 3, кривая 1), оцениваем эффективный холл-фактор $r_H \approx \mu_H/\mu_{L1}^* = 0.8 \div 2.4 \sim 1$.

Рассмотрим теперь возможность определения по кривым релаксации $\sigma(t)$ кинетических характеристик ПС. С учетом того, что на начальных стадиях релаксации (т. е. вдали от равновесия) кинетика спада электропроводности определяется только захватом электронов на ПС, находим время захвата $\tau_c \equiv \tau_\sigma = 200$ с $= (\alpha N_i)^{-1}$, $\alpha = \langle vs \rangle / \delta$ — коэффициент захвата, v — тепловая скорость электронов ($v \approx 6 \cdot 10^8$ см/с, $T=100$ К), s — сечение захвата ПС, $\delta \approx 10^{-6}$ см — эффективная толщина инверсионного канала, $N_i \equiv n_i^* \approx 2.4 \cdot 10^{10}$ см $^{-2}$ — полная плотность ПС. Отсюда $\alpha = \frac{1}{\tau_c N_i^*} \approx 2 \cdot 10^{-13}$ см 2 /с и $s = \alpha \delta / v = 3 \cdot 10^{-26}$ см 2 . Как отмечалось, столь малые сечения захвата наблюдаются лишь для состояний, локализованных в окисле [6, с. 331; 7]).

Проводя аналогичный анализ для режима 2, также ограничиваясь начальной (далекой от равновесия) областью кривой нарастания n_H-t и представляя ее в полулогарифмическом масштабе [$\ln(n_{HS} - n_H) - t$, n_{HS} — равновесное значение n_H], определяем время выброса электронов с ПС $\tau_c = (\alpha N_c)^{-1} \exp(E_s/kT) = 3300$ с (рис. 2), $N_c = 1.4 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$ — эффективная плотность состояний в канале (см. [10, с. 349]), E_s — энергетическая глубина ПС, отсчитанная от дна зоны проводимости. Находим $E_s \approx 60$ мэВ.

Отсюда вытекает, что флукуационный потенциал и поверхностное рассеяние электронов в области слабой инверсии контролируются туннельным обменом носителями заряда между инверсионным каналом и «мелкими» ПС, локализованными в окисле вблизи его границы с кремнием.

Сделаем несколько заключительных замечаний.

Измерения кинетики релаксации μ_H , n_H и электропроводности канала позволяют реализовать эффективный метод многоплановой оценки электронных свойств области границы раздела полупроводник—диэлектрик.

Начальными стадиями релаксации отвечают слабые ФП и поверхностное рассеяние; в этих условиях проявляются предельно достижимые кинетические характеристики инверсионного канала.

Исследованная система практически не содержит поверхностных состояний, локализованных на физической границе кремний—окисел: наблюдаемые ПС расположены в диэлектрике вблизи его границы с полупроводником. Зарядовый подход к определению плотности ПС, основанный на уравнении электронейтральности без учета изменения заряда в окисле (традиционный для всех современных методов спектроскопии ПС), оказывается при этом некорректным в отличие от использованного здесь «кинетического» подхода к нахождению параметров ПС по модифицированным их воздействием кинетическим характеристикам инверсионного канала. Детальное сопоставление результатов, получаемых в рамках указанных подходов, должно способствовать выявлению физических причин низкочастотных шумов, долговременной нестабильности порогового напряжения и других характеристик полевых транзисторов, работающих, в частности, при пониженных температурах. В связи с этим важен также факт существования долгоживущих (квазистационарных) состояний инверсионного канала с заметно различающимися значениями холловской подвижности.

Авторы признательны Е. И. Гольдману, В. В. Рылькову, В. Б. Сандомирскому, Ю. Л. Ткачу, Е. В. Ченскому и Б. С. Щамхаловой за дискуссии и полезные замечания.

Список литературы

- [1] Байрамов М. А., Веденев А. С., Ждан А. Г., Щамхалова Б. С. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 9. С. 1618—1624.

² Отклонение зависимости $\ln(n_{HS} - n_H) - t$ от линейной на самой начальной стадии релаксации (т. е. в области малых $n_H \lesssim 10^9$ см $^{-2}$) обусловлено тем, что мы пренебрегли при расчете увеличением в процессе релаксации емкости слоя обеднения кремния (см., например, [12]). Тем самым, считая $dn_H/dt = -dn_i/dt$, мы занизили величину производной dn_i/dt .

- [2] Бугаев В. И., Веденеев А. С., Ключкова А. М., Панков В. Г., Панченко Р. В. // Электрон. техн. 1985. Сер. 8. В. 3. С. 30—32.
- [3] Веденеев А. С. // Измерит. техн. 1986. № 11. С. 46—48.
- [4] Байрамов М. А., Веденеев А. С., Ждан А. Г., Сульженко П. С. // Электрон. техн. 1985. Сер. 8. В. 3. С. 78—79.
- [5] Байрамов М. А., Веденеев А. С., Волков Л. В., Ждан А. Г. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 8. С. 1365—1369.
- [6] Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М., 1977. 331 с.
- [7] Lundstrom I., Svensson Ch. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. N 12. P. 5045—5047.
- [8] Brews J. R. // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. N 5. P. 2181—2192.
- [9] Li S. S., Thurper W. R. // Sol. St. Electron. 1977. V. 20. N 7. P. 609—616.
- [10] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двухмерных систем. М., 1985. 425 с.
- [11] Добровольский В. Н., Литовченко В. Г. Перенос электронов и дырок у поверхности полупроводников. Киев, 1976. 190 с.
- [12] Ждан А. Г., Лушников Н. А. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 5. С. 793—797.

Институт радиотехники и электроники АН СССР
Москва

Получена 26.06.1989
Принята к печати 30.06.1989