

Квазигидродинамическая модификация приближения плавного канала в теории МОП транзистора

© В.А. Гергель, М.Н. Якупов[¶]

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
125009 Москва, Россия

(Получена 14 сентября 2004 г. Принята к печати 15 ноября 2004 г.)

Предложена новая модель расчета характеристик глубоко-субмикрометровых полевых транзисторов современной микроэлектроники. В ней сочетаются традиционно упрощенное квазиодномерное представление о характере распределения электрических полей в канале транзистора (приближение плавного канала и заряженных слоев) и продвинутое квазигидродинамическое описание высокополевого электронного дрейфа (уравнение энергетического баланса), адекватное ситуациям с высокими градиентами температуры электронного газа. Представлены развернутая математическая формулировка модели, метод ее численной реализации, расчетные вольт-амперные характеристики тестовых транзисторных структур, физический анализ электрических свойств глубоко-субмикрометровых транзисторов с учетом особенностей распределения концентраций подвижного заряда, электрических полей и температуры в канале транзистора.

1. Введение

Феноменальные успехи микроэлектронной МОП технологии, успешно осваивающей производство микросхем с характерной длиной канала транзисторов $\sim 10^{-5}$ см, сформировали определенный кризис в понимании физики работы столь короткоканальных приборов. Дело в том, что в формировании электрических характеристик глубоко-субмикрометровых МОП транзисторов определяющую роль играет нелокальный электроразогрев, усугубленный двумерным характером распределения больших электрических полей ($10^5 - 10^6$ В/см) в пространственной структуре прибора. Поэтому модели транзисторов, используемые в современных компьютерных системах схемотехнического проектирования [1,2], основанные на дрейфово-диффузионном наполнении так называемого приближения плавного канала и содержащие до сотни подгоночных параметров, следует рассматривать не более как способы аналитической аппроксимации соответствующих экспериментальных зависимостей.

С другой стороны, имеющиеся к настоящему времени сложные программные комплексы двумерного моделирования характеристик транзисторов на основе так называемой модели энергетического транспорта типа [3,4] не только достаточно трудоемки, но и весьма неубедительны в плане верификации заложенных в них закономерностей и параметров электронного дрейфа, что обуславливает трудности физической интерпретации результатов моделирования. Отмеченное обстоятельство и является, по нашему мнению, причиной сравнительно ограниченного использования двумерных квазигидродинамических моделей транзистора в практике конструирования.

В соответствии с изложенным пониманием современной ситуации в области моделирования характеристик глубоко-субмикрометровых МОП транзисторов мы ре-

шили создать транзисторную модель промежуточного уровня, сочетающую традиционно-упрощенное квазиодномерное представление о характере распределения электрических полей в канале транзистора (приближение плавного канала и заряженных слоев) и продвинутое квазигидродинамическое описание электронного дрейфа, адекватное ситуациям с высокими градиентами температуры электронного газа. Изложению модели и посвящена настоящая статья, где мы представим математическую формулировку модели и методы ее численной реализации, расчет электрических характеристик тестовой транзисторной структуры, физический анализ электрических свойств транзистора с учетом особенностей распределения концентраций, полей и температуры в канале.

2. Приближение плавного канала

Как известно, термин „приближение плавного канала“ [5,6] означает: 1) пренебрежение дивергенцией латеральной компоненты электрического поля E_x в уравнении Пуассона для приграничной с диэлектриком области полупроводниковой подложки; 2) предположение о квазиравновесном (больцмановском) распределении плотности инверсионного слоя по нормальной координате z . Эти предположения позволяют аналитически записать первый интеграл уравнения Пуассона, выразить z -компоненту поля в окисле, индуцированную зарядами в полупроводнике, определить падение напряжения в окисле и получить в результате известную формулу

$$V_G = \phi + \frac{d}{\epsilon_i \epsilon_0} \sqrt{2\epsilon_s \epsilon_0 q N} \sqrt{\phi + T \exp \frac{\phi - 2\phi_B - V(x)}{T}}, \quad (1)$$

записанную с соответствующими упрощениями, отвечающими режиму инверсии. Здесь, как обычно, V_G — потенциал затвора за вычетом напряжения плоских зон,

[¶] E-mail: yamt@mail.ru

$\phi = \phi(x)$ — поверхностный потенциал, T — электронная температура в вольтах, N — концентрация акцепторов, $\varepsilon_i \varepsilon_0 / d = C_0$ — удельная емкость окисла, d — его толщина; $\varepsilon_i, \varepsilon_s$ — относительные диэлектрические проницаемости окисла и полупроводника, ε_0 — электрическая постоянная; q — заряд электрона. Обратим внимание, что в экспоненте (1) вместе с так называемым потенциалом инверсии $2\phi_B = 2T \ln(N/n_i)$ фигурирует и априори неизвестный локальный фермиевский потенциал $V(x)$. Это означает, что формула (1) позволяет установить искомую связь напряжения затвора и поверхностного потенциала лишь на границах канала, где фермиевский потенциал определен соседними сильно легированными областями истока, $V(0) = 0$, и стока, $V(L) = V_D$, V_D — напряжение стока. Для рассмотрения собственно канальной области $0 < x < L$ производится своеобразная замена переменных:

$$\sqrt{2\varepsilon_0 \varepsilon_s q N} \sqrt{\phi + T \exp \frac{\phi - 2\phi_B - V(x)}{T}} = Q_{inv} + \sqrt{2\varepsilon_0 \varepsilon_s q N \phi}, \quad (2)$$

где Q_{inv} — поверхностная плотность заряда электронного инверсионного слоя, $\sqrt{2\varepsilon_0 \varepsilon_s q N \phi}$ — поверхностная плотность заряда обедненного слоя акцепторов. Формулы (1), (2) позволяют выразить поверхностную плотность заряда инверсионного слоя через текущее значение поверхностного потенциала,

$$Q_{inv} = C_0 (V_G - \phi - \sqrt{\phi_1 \phi}), \quad \phi_1 = 2\varepsilon_0 \varepsilon_s q N C_0^{-2}, \quad (3)$$

чтобы затем, определив дрейфовый поверхностный ток формулой

$$I = Q_{inv} \mu \frac{d\phi}{dx}, \quad (4)$$

из условия его непрерывности $dI/dx = 0$ установить связь между поверхностными потенциалами на границах канала:

$$I = \frac{\mu C_0}{L} \left(V_G \phi - \frac{\phi^2}{2} - \frac{2}{3} \phi \sqrt{\phi_1 \phi} \right) \Big|_{\phi(0)}^{\phi(L)}. \quad (5)$$

После подстановки в (5) граничных значений поверхностного потенциала, с той или иной точностью определенных из (1), (5) превращается в формулу для вольт-амперных характеристик транзистора. Заметим, что для открытых режимов транзистора обычно достаточным является весьма грубое приближение $\phi(0) = 2\phi_B$, $\phi(L) = 2\phi_B + V_D$.

3. Квазигидродинамическая модификация

Теперь, достаточно обстоятельно пояснив суть приближения плавного канала, которое иногда называют моделью заряженных слоев [7], приступим, наконец, к

его квазигидродинамической модификации, сохраняя в качестве исходного выражения формулу (3) для поверхностной плотности заряда инверсионного слоя.

Прежде всего введем в рассмотрение температурную зависимость подвижности

$$\mu_\alpha(T) = \mu_0 \left(\frac{T_0}{T} \right)^\alpha, \quad (6)$$

ограничившись простейшим законом (степенным, $\alpha = 1, 0.5$). Здесь $\mu_0 = 1500 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ — исходная низкополевая подвижность электронов в кремнии, $T_0 = 0.025 \text{ В}$ — равновесная температура решетки. Далее записываем формулу для латерального электронного тока с учетом всех его компонент — дрейфовой, диффузионной и термодиффузионной:

$$j_n = \mu_\alpha Q_{inv} \frac{d}{dx} (\phi - T) - Q_{inv} \frac{d}{dx} (\mu_\alpha T) - \mu_\alpha T \frac{dQ_{inv}}{dx}. \quad (7)$$

Заметим, что здесь в качестве действующего латерального электрического поля записана производная потенциала в центре тяжести инверсионного заряда, который как раз на величину температуры меньше поверхностного. Затем, как обычно, записываем выражение для потока температуры электронного газа:

$$j_T = q^{-1} \left(\frac{5}{2} - \alpha \right) \left(-\mu_\alpha Q_{inv} T \frac{dT}{dx} + j_n T \right), \quad (8)$$

где $(5/2 - \alpha)$ — коэффициент Пельтье, а слагаемые во вторых скобках описывают теплопроводность и конвекцию. Наконец, так называемое уравнение энергетического баланса есть

$$q \frac{dj_T}{dx} = j_n \frac{d}{dx} (\phi - T) - \frac{Q_{inv} (T - T_0)}{\tau_e(T)}. \quad (9)$$

Следует напомнить [8], что закон изменения времени энергетической релаксации с температурой $\tau_e(T)$ согласован с формулой для подвижности:

$$\tau_e(T) = \tau_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1-\alpha}, \quad \tau_0 = \frac{\mu_0 T_0}{v_s^2}, \quad (10)$$

где $v_s \approx 10^7 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ — скорость насыщения.

Теперь, чтобы придать определенную „изящность“ окончательной математической формулировке модели перейдем к безразмерным переменным

$$\phi = \frac{\phi}{T_0}, \quad T = \frac{T}{T_0}, \quad x = \frac{x}{L}, \quad (11)$$

где L — расстояние между стоком и истоком, т. е. длина канала. Тогда вместо (7) для тока получим

$$j_n = \frac{\mu_0 C_0}{L} T_0^2 i_n, \quad (12)$$

где в соответствии с (3) безразмерный ток есть

$$i_n = T^{-\alpha} \left[\frac{d\phi}{dx} - (2 - \alpha) \frac{dT}{dx} - T \frac{d}{dx} \right] \left(V_G - \phi - \sqrt{\phi \phi_1} \right). \quad (13)$$

Соответственно

$$j_T = \frac{\mu_0 C_0}{qL} T_0^3 i_T, \quad (14)$$

$$i_T = \left(\frac{5}{2} - \alpha\right) \left[-T^{1-\alpha} \frac{dT}{dx} (V_G - \phi - \sqrt{\phi\phi_1}) + i_n T \right], \quad (15)$$

а уравнение энергетического баланса, которое и образует модель вместе с условием сохранения тока (13) $di_n/dx = 0$, принимает вид

$$\frac{di_T}{dx} = i_n \frac{d}{dx} (\phi - T) - (V_G - \phi - \sqrt{\phi\phi_1}) (T - 1) T^{\alpha-1} \left(\frac{L}{l_T}\right)^2. \quad (16)$$

Отметим, что квадрат отношения так называемой тепловой длины $l_T = \sqrt{\mu_0 \tau_0 T_0} \approx 30$ нм к длине канала транзистора, фигурирующий в релаксационном слагаемом (16), по сути дела является главным содержательным параметром модели.

4. Граничные условия

Перейдем теперь к обсуждению вопроса о граничных условиях к уравнению энергетического баланса (16). Очевидно, что мы не сможем традиционным образом сформулировать их на границах канала с истоковой и стоковой сильно легированными областями, поскольку не располагаем априорным знанием температуры электронного газа на этих не достаточно хорошо физически определенных границах. Наш опыт моделирования высокополевого дрейфа в $n^+ - n - n^+$ -структурах [8] показывает, что граничные условия в этой задаче следует ставить на внешних границах стока и истока с соответствующими металлическими контактами, где с гораздо большими физическими основаниями можно считать температуру электронного газа равновесной. Для этого сформулируем новое квазиодномерное представление об электронном дрейфе в областях стока и истока транзистора. Экстримизируя тенденцию современной МОП технологии к уменьшению толщины истоковой и стоковой областей, мысленно расположим имплантированные донорные центры на границе раздела с окислом, превратив их тем самым во встроенный заряд, экранированный соответствующим инверсионным слоем подвижных электронов. При этом формируется поверхностный потенциал, связь которого с плотностью инверсионного слоя можно описать той же формулой (1), заменив в ней V_G на соответствующее напряжение плоских зон $V_{FBS} = C_0^{-1} D_S \approx 100$ В, где D_S [К · см⁻²] — доза имплантации. Ясно, что, дополнив соответствующие скобки в уравнениях (13), (16) слагаемым $V_{FBS} f(x)$, где $f(x)$ — достаточно резкая вспомогательная функция, значения которой близки к нулю в канале и к единице в стоковой

и истоковой областях, мы соответственно расширим область моделирования и зададим необходимые граничные условия на ее внешних границах:

$$\phi_S = 2 \left(\phi_B + T_S \ln \frac{V_{FBS}}{\sqrt{\phi_1 T_S}} \right) \approx 1 \text{ В}, \quad (17)$$

$$\phi_D = V_D + \phi_S, \quad T_S = T_D = T_0. \quad (18)$$

5. Алгоритм вычислений

Окончательно система уравнений модели состоит из уравнений непрерывности и теплового баланса:

$$\begin{cases} \frac{di_n}{dx} = 0, \\ \frac{di_T}{dx} = i_n \frac{d}{dx} (\phi - T) - (V'_G - \phi - \sqrt{\phi\phi_1}) (T - 1) T^{\alpha-1} \left(\frac{L}{l_T}\right)^2, \end{cases} \quad (19)$$

где $V'_G = V_G f(x) + V_{FBS} [1 - f(x)]$,

$$f(x) = \begin{cases} 1/(1 + e^{20}), & 0.0 < x < 0.5, \\ 1/(1 + e^{20 \cos[\pi(x-0.5)]}), & 0.5 < x < 2.5, \\ 1/(1 + e^{20}), & 2.5 < x < 3.0, \end{cases} \quad (20)$$

а i_n и i_T определяются формулами (13), (15) с заменой V_G на V'_G . Соответственно условия на внешних границах стока и истока есть

$$\begin{aligned} \phi(0) &= \phi_S, & \phi(3) &= \phi_D, \\ T(0) &= T(3) = T_0, \end{aligned} \quad (21)$$

где ϕ_S и ϕ_D — поверхностные потенциалы, определенный из (17), (18). Отметим, что собственно канальной области отвечают значения безразмерной координаты $1 \leq x \leq 2$.

Для дискретизации системы (19) был использован метод интегральных тождеств, что дает

$$\begin{cases} i_n^{i+1} - i_n^i = 0; \\ i_T^{i+1} - i_T^i = \left\{ i_n^i \frac{d}{dx} (\phi - T)^i - (V_G^i - \phi_i - \sqrt{\phi_i \phi_1}) \right. \\ \quad \left. \times (T_i - 1) T_i^{\alpha-1} (L/l_T)^2 \right\} 0.5(a_i + a_{i+1}), \end{cases} \quad (22)$$

где $a_i = x_i - x_{i-1}$, а плотность электронного тока и потока тепла имеют вид

$$\begin{aligned} i_n^i &= T_i^{-\alpha} \left[\frac{d\phi^i}{dx} - (2 - \alpha) \frac{dT^i}{dx} - T_i \frac{d}{dx} \right] \\ &\quad \times (V_G^i - \phi_i - \sqrt{\phi_i \phi_1}), \end{aligned}$$

$$i_T^i = \left(\frac{5}{2} - \alpha\right) \left[-T_i^{1-\alpha} \frac{dT^i}{dx} (V_G^i - \phi_i - \sqrt{\phi_i \phi_1}) + i_n^i T_i \right], \quad (23)$$

где $dn^i/dx = (n_i - n_{i-1})/a_i$, $dT^i/dx = (T_i - T_{i-1})/a_i$.

Система уравнений (22) с граничными условиями (21) решалась с помощью модифицированного метода Ньютона. В качестве начального приближения использовалось равномерное распределение примеси с постепенным переходом к резким $n-n^+$ -границам. При этом для каждого следующего значения напряжения в качестве начального приближения для потенциала использовалось соответствующим образом скорректированное конечное приближение предыдущего шага. Все это обеспечивало достаточно хорошую сходимость итерационного процесса, а именно, на каждое новое значение приложенного напряжения V_D приходилось делать не более 5–6 итераций Ньютона.

6. Апробация модели

Проверку применимости развитой модели высокополевого электронного дрейфа в инверсионном слое субмикрометрового МОП транзистора и выявлению тонких физических особенностей этого процесса, недоступных пониманию в рамках привычного дрейфово-диффузионного подхода, проведем, используя традиционно упрощенное представление о пространственно-технологической структуре прибора, т. е. будем считать подложку тестового транзистора однородно легированной, а границы стоковых и истоковых областей резкими, не принимая во внимание (временно) конкретики LDD, halo и side-well реальных субмикрометровых конструкций (рис. 1).

На рис. 2 приведены результирующие выходные характеристики транзистора с параметрами $N = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $d = 10 \text{ нм}$, $L = 0.5 \text{ мкм}$, рассчитанные для двух значений параметра температурной зависимости подвижности $\alpha = 0.5, 1.0$. Как и ожидалось, наклон начального (слабый разогрев) участка кривых с различными α одинаков, а при больших токах характеристики с $\alpha = 0.5$ и 1.0 заметно различаются, что говорит о существенном

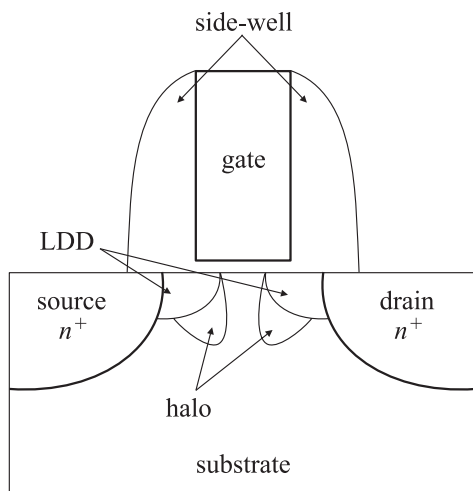


Рис. 1. Типичная пространственная структура глубоко-субмикрометрового МОП транзистора.

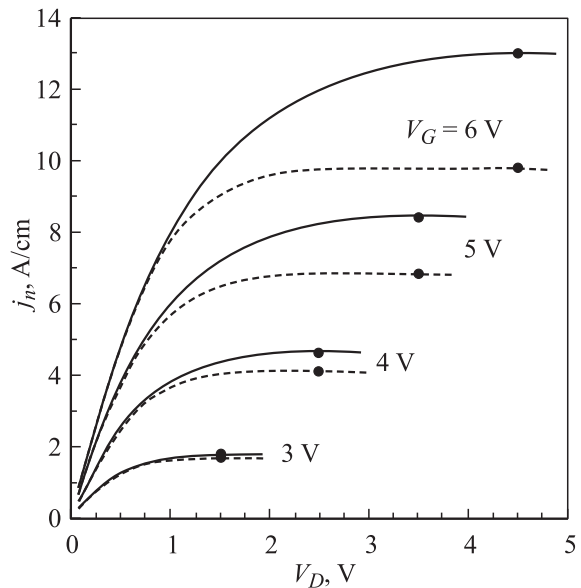


Рис. 2. Расчетные вольт-амперные характеристики тестовой транзисторной структуры с $L = 0.5 \text{ мкм}$ и $d = 10 \text{ нм}$ при $\alpha = 0.5$ (сплошные кривые) и 1.0 (штриховые). $V_G = 3, 4, 5, 6 \text{ В}$.

влиянию характера термодеградации подвижности на форму ВАХ. Поскольку априорные данные о конкретном значении α отсутствуют, эту величину следует считать важным параметром настройки модели.

Заметим, что, оставаясь в рамках приближения плавного канала, мы и не надеялись пройти так называемую отсечку (pinch-off) канала. Поэтому, дискретно наращивая напряжение стока V_D , просто прекращали вычисления в точке потери сходимости. Для лучшего ориентирования читателей и большей наглядности мы отметили на токовых кривых (точками) значения напряжений насыщения, отвечающие элементарной теории транзистора, $V_{D \text{ sat}} = V_G - V_{\text{th}}$, определив, как принято, $V_{\text{th}} = 1.5 \text{ В}$ по пересечению зависимости проводимости канала при малых V_D от напряжения затвора с осью абсцисс.

С целью показать чувствительность модели к изменению структурных параметров на рис. 3 приведена серия расчетных вольт-амперных характеристик с $\alpha = 0.75$, отвечающих транзисторным структурам с $L = 0.25 \text{ мкм}$, $d = 5 \text{ нм}$, $N = 10^{17}$ и $4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Значительный физический интерес представляют внутренние распределения температуры, потенциала и локальной скорости электронов по длине канала и в прилегающих областях стока и истока, получаемые в процессе вычисления вольт-амперных характеристик. В качестве примера на рис. 4, 5 приведены распределения этих величин для ряда типичных точек на характеристиках рис. 3, отвечающих значениям напряжения стока $V_D = 2 \text{ В}$ и затвора $V_G = 4, 5, 6 \text{ В}$.

Особое внимание следует обратить на температурные распределения рис. 4, где штриховыми линиями пока-

зана плотность теплового потока в относительных единицах. Эти распределения иллюстрируют основную особенность электропрогрева в субмикрометровых транзисторных структурах, заключающуюся в пространственном разделении разогрева (канал) и охлаждения (сток). При этом дифференциальная жесткость процесса (непрерывность первой производной температуры) приводит к существенному падению температуры уже в пристокковой части канала, где термоток, поменяв свой знак, складывается с полевым и диффузионным

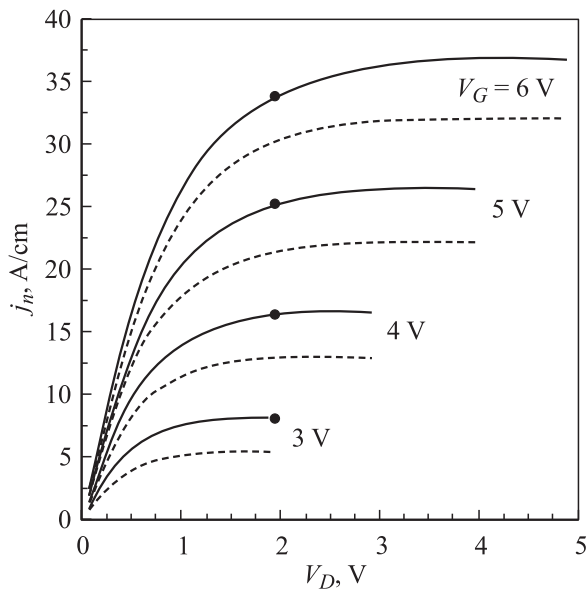


Рис. 3. Расчетные вольт-амперные характеристики тестовых транзисторных структур с $L = 0.25$ мкм, $d = 5$ нм, $N = 10^{17}$ (сплошные кривые), $4 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ (штриховые) при $\alpha = 0.75$. $V_G = 3, 4, 5, 6$ В.

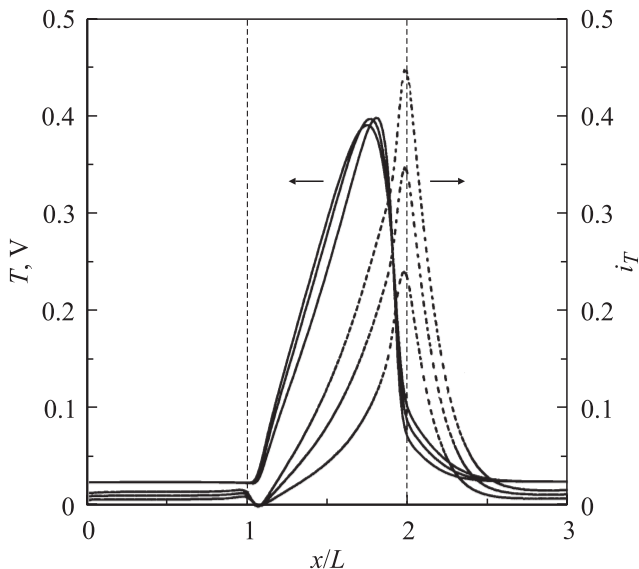


Рис. 4. Расчетные распределения температуры и плотности потока тепла (в относительных единицах), отвечающие режимам, отмеченным точками на рис. 3 ($V_D = 2$ В, $V_G = 4, 5, 6$ В).

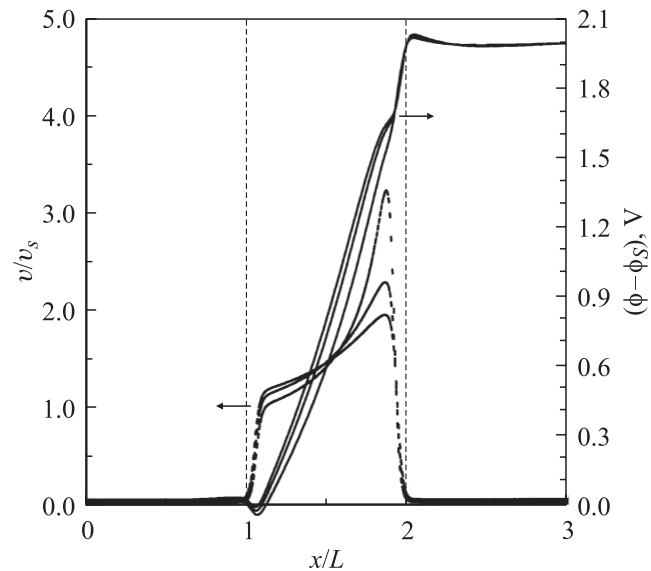


Рис. 5. Типичные распределения электронной скорости v и поверхностного потенциала в режиме $V_D = 2$ В, $V_G = 4, 5, 6$ В.

током. Последнее в совокупности с соответствующим „подскоком“ подвижности обуславливает специфический пик электронной скорости в пристокковой части канала (рис. 5).

Отметим, что абсолютные значения скорости здесь существенно превышают скорость насыщения. Кроме того следует подчеркнуть, что в рассматриваемой пристокковой части канала интенсивность джоулевого разогрева, как и в остальных его частях, существенно превышает интенсивность терморелаксации, а интенсивное охлаждение носителей здесь обусловлено главным образом дивергенцией теплового потока, с избытком уносящего электронное тепло в сток. В сток. области с малым электрическим полем, где терморелаксация становится доминирующей, а главной компонентой теплового потока становится теплопроводность.

Отметим, что описанный процесс локального охлаждения носителей в пристокковой части канала обостряется (становится более резким) в режимах, близких к отсечке канала.

7. Заключение

Резюмируя изложенное, можно сказать, что в основе настоящей статьи и соответствующего нового подхода к моделированию высокополевого дрейфового процесса в субмикрометровых транзисторных структурах лежит предложенное здесь модельное представление сток. областей в форме сверхплотных инверсионных слоев. Тем самым обеспечивается возможность квазиодномерного рассмотрения полной структуры транзистора. Это и позволило нам в полной мере использовать всю мощь квазигидродинамического подхода [9], с исключительной

полнотой описывающего высокополевой дрейфовый процесс в его наиболее наглядном (одномерном) варианте.

Отметим также относительную простоту математической реализации развитой модели промежуточного уровня, которую, имея в виду известный MINIMOS Зельберхера [10], уместно будет называть в дальнейшем MESOMOS.

Мы предполагаем высокую перспективность использования MESOMOS в практике микроэлектронных исследований и разработок, поскольку транзисторные характеристики, полученные в процессе предварительных тестовых расчетов, демонстрируют типичные свойства характеристик реальных транзисторных структур и достаточно высокую чувствительность (управляемость) к численным значениям соответствующих параметров. Для этого, разумеется, потребуется определенная доработка модели в части как физики дрейфового процесса, так и адекватного учета структурно-технологических особенностей конструкции прибора.

В следующей продвинутой версии MESOMOS вместо элементарной формулы подвижности (6) будет использовано более общее выражение

$$\mu_{\alpha}(T) = \mu_0 \left[\frac{\mu_0^2}{\mu_S^2} - 1 + \frac{N_A}{10^{17}} + \left(\frac{T}{T_0} \right)^{2\alpha} \right]^{-1/2}, \quad (24)$$

позволяющее учесть электронное рассеяние на шероховатостях границы раздела и кулоновских центрах в приповерхностной части полупроводника, а формула (3) для электронной плотности будет заменена несколько более громоздкой, но учитывающей обеднение края поликремниевого затвора. С помощью пары дополнительных вспомогательных функций координат в рассмотрение будет введена латеральная неоднородность легирования стоковых и истоковых областей (LDD) и подложки (halo). Наконец, располагая профилем электронной температуры, мы сможем сравнительно простым способом включить в модель ударную ионизацию (дырочный ток подложки) и надбарьерную инжекцию в окисел (ток затвора и начальная стадия деградация).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04-02-17681).

Список литературы

- [1] BSIM3 *User's Manual* (Department of Electrical Engineering and Computer Science, University of California, Berkeley CA, 1996).
- [2] HiSIM1.1.1 *User's Manual* (STARC, 2002).
- [3] Taurus-Medici™, *Synopsys Data Sheet* (California, 2003).
- [4] Dessis™, *ISE Data Sheet* (Switzerland, 2003).
- [5] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984).
- [6] Y.P. Tsividis. *Operation and Modeling of the MOS Transistor* (McGraw-Hill, 1999).
- [7] H.C. Pao, C.T. Sah. *Sol. St. Electron.*, **9**, 927 (1966).
- [8] В.А. Гергель, Ю.В. Гуляев, В.А. Курбатов, М.Н. Якупов. *ФТП*, **39**, 453 (2005).

[9] R. Stratton. *Phys. Rev.*, **126** (6), 2002 (1962).

[10] MINIMOS-NT 2.0 *User's Guide* (Institute for Microelectronics Technical Univ. Vienna, Austria, 2002).

Редактор Л.В. Шаронова

A quasidynamical modification of the uniform channel in the MOS transistor theory

V.A. Gergel, M.N. Yackupov

Institute for Radio Engineering and Electronics,
Russian Academy of Sciences,
125009 Moscow, Russia