

Моделирование особенностей эффекта насыщения дрейфовой скорости в субмикронных кремниевых структурах

© В.А. Гергель, Ю.В. Гуляев, М.Н. Якупов[¶]

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

(Получена 28 июня 2004 г. Принята к печати 19 января 2005 г.)

Методами математического моделирования исследованы характерные особенности высокополевого дрейфа электронов в субмикронных $n^+ - n - n^+$ -структурах в квазигидродинамическом приближении. С использованием альтернативных зависимостей подвижности и времени энергетической релаксации от электронной температуры рассчитаны профили распределения потенциала, температуры, дрейфовой скорости и плотности потока тепловой энергии электронов. Показано, что в субмикронной ситуации существенная часть тепловой энергии, приобретаемой электроном в высокоомной n -области, рассеивается в низкоомном n^+ -контакте. Этот эффект снижает темп нарастания электронной температуры в пролетной области с ростом напряжения, повышает эффективную подвижность и препятствует насыщению дрейфовой скорости, как это показывают приведенные расчетные вольт-амперные характеристики.

Эффект насыщения дрейфовой скорости носителей заряда в кремнии и других полупроводниках был хорошо известен еще на заре развития физики полупроводников [1] и интерпретировался [2] как проявление полевой зависимости подвижности типа

$$\mu = \mu_0 \left[1 + \left(\frac{E}{E_S} \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (1)$$

где $\mu_0 \approx 1500 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ — низкополевая подвижность, характерное поле $E_S = v_S/\mu_0 \approx 0.7 \cdot 10^4 \text{ В/см}$, где $v_S \approx 10^7 \text{ см/с}$ — скорость насыщения. В свою очередь полевая зависимость подвижности трактуется [3] как проявление соответствующей зависимости подвижности от электронной температуры T . Последняя увеличивается с ростом электрического поля вследствие джоулева разогрева электронной подсистемы и определяется известным условием энергетического баланса, отвечающего компенсации джоулева разогрева отдачей избыточной тепловой энергии электронов в фононную подсистему кристалла:

$$j_n E = \mu n E^2 = \frac{n(T - T_0)}{\tau_e}, \quad (2)$$

$$T = T_0 + \mu(T)\tau_e(T)E^2, \quad (3)$$

где n — концентрация электронов, τ_e — время энергетической релаксации, а T_0 — температура решетки, предполагаемая равновесной.

Далее уравнение (2) „раскрывается“ в предположении степенного характера зависимости подвижности и времени релаксации от температуры:

$$\mu = \mu_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^\alpha, \quad \tau_e = \tau_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^\beta, \quad (4)$$

$$T = T_0 + \left(\frac{T_0}{T} \right)^{\alpha-\beta} \mu_0 \tau_0 E^2. \quad (5)$$

Следует отметить, что в (4), (5) лишь значение μ_0 можно считать хорошо определенным физическим параметром (из эксперимента и микроскопического описания процесса релаксации импульса), менее определенной является величина показателя α , для которого существуют лишь теоретические оценки, полученные при условии жесткого доминирования какого-либо одного из известных механизмов рассеяния. Что же касается τ_0 и β , эффективно описывающих сложную комбинацию разного рода многофононных процессов релаксации электронной энергии, они фактически являются подгоночными параметрами, численные значения которых должны обеспечить требуемое асимптотическое поведение подвижности в сильных полях $\mu \rightarrow v_S/E$. Это требование дает соотношение $\tau_0 = \mu_0 T_0 / v_S^2$ и известную связь показателей $\beta = 1 - \alpha$. Отметим, что из возможных сочетаний этих показателей наиболее физически аргументированными следует считать пару $\{\beta = 1/2, \alpha = 1/2\}$, отвечающую механизму рассеяния импульса на акустических фоновых, а также пару $\{\beta = 0, \alpha = 1\}$, которая хоть и не имеет столь же однозначной физической интерпретации, но дает полевую зависимость подвижности

$$\mu = \mu_0 \left[\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \left(\frac{E}{E_S} \right)^2} \right]^{-1}, \quad (6)$$

практически не отличимую от отвечающей паре $\{1/2, 1/2\}$ формулы (1) в плане сравнения с экспериментальными зависимостями дрейфовой скорости от электрического поля.

На начальном этапе развития субмикронной технологии ожидалось, что рассматриваемое насыщение дрейфовой скорости будет существенно лимитировать характеристики субмикронных транзисторов, в активной области которых развиваются гигантские электрические поля порядка 10^5 В/см . Оказалось, однако, что в субмикронных структурах эффект насыщения дрейфовой скорости существенно подавлен и в современных моделях транзисторных структур используются формулы

[¶] E-mail: yamt@mail.ru

типа (1), (6) со значительно большими величинами $E_S \approx 10^5$ В/см, что отвечало бы гигантским значениям скорости насыщения $\sim 10^8$ см/с.

Столь замечательное поведение электронной подсистемы в субмикронных структурах, разумеется, обусловлено соответствующей инерционностью разогрева электронов, проявляющейся, когда время пролета расстояния между низкоомными контактными областями становится соизмеримым со временем энергетической релаксации. В стационарных условиях эта инерционность проявляется нелокальностью теплового баланса, когда существенная часть тепловой энергии электронов, приобретенной в высокоомной области пролета, рассеивается в низкоомной контактной области. Для адекватного учета указанной нелокальности условие (2) следует дополнить соответствующей дивергенцией теплового потока, сформулировав так называемую квазигидродинамическую модель электронного транспорта, аналогичную предложенной Страттоном в его пионерской работе [4].

К настоящему времени опубликовано достаточно много работ по квазигидродинамическому моделированию электронного дрейфа [5]. Однако фрагментарность приводимых в них результатов численного моделирования не позволяет выявить достаточно ярких физических особенностей результирующих вольт-амперных характеристик, пригодных для сопоставления этих результатов с экспериментальными, и соответствующей верификации параметров используемых моделей подвижности. Выявление такого рода характерных особенностей высокополевого дрейфа в субмикронных структурах и составляет цель данной работы, которую мы попытаемся достичь путем сопоставления результатов моделирования, последовательно наращивая сложность описания дрейфа, с использованием обеих альтернативных моделей подвижности $\alpha = 1/2; 1$.

В качестве объекта моделирования была выбрана простейшая кремниевая $n^+ - n - n^+$ -структура с резкими перепадами концентрации примеси $10^{19}/10^{18}$ см $^{-3}$ и протяженностью высокоомной области $L_1 = 0.25$ мкм. Соответственно выражения для потока электронной плотности

$$j_n = \mu_\alpha n \left[\frac{d\phi}{dx} - (1 - \alpha) \frac{dT}{dx} \right] - \mu_\alpha T \frac{dn}{dx} \quad (7)$$

и потока электронной температуры

$$j_T = \left(\frac{5}{2} - \alpha \right) \left(\mu_\alpha n T \frac{dT}{Dx} + j_n T \right) \quad (8)$$

выписаны нами в наиболее прозрачной форме. Здесь ϕ — потенциал, T — электронная температура в энергетических единицах.

В стационарных условиях система уравнений Пуассона непрерывности и теплового баланса выглядит следу-

ющим образом:

$$\begin{cases} \frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{(N - n)}{L_D^2} \frac{T_0}{N_D^+}, \\ \frac{dj_n}{dx} = 0, \\ \frac{dj_T}{dx} = j_n \frac{d\phi}{dx} - \frac{n(T - T_0)}{\tau}, \end{cases} \quad (9)$$

где N и N_D^+ — концентрации доноров в n -слое и n^+ -слое соответственно,

$$L_D = \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_0 T_0}{q_e N_D^+}}$$

длина Дебая, $\varepsilon \varepsilon_0$ — диэлектрическая проницаемость.

Введя безразмерные величины $x \rightarrow x/L_D$, $\phi \rightarrow \phi/T_0$, $T \rightarrow T/T_0$, для концентрации доноров $N \rightarrow N/N_D^+$ и электронов $n \rightarrow n/N_D^+$, получим из соотношения (9):

$$\begin{cases} \frac{d^2\phi}{dx^2} = (N - n), \\ \frac{dj_n}{dx} = 0, \\ \frac{dj_T}{dx} = j_n \frac{d\phi}{dx} - \frac{n(T - T_0)}{N_D^+ \tau \mu_0}. \end{cases} \quad (10)$$

Для дискретизации системы уравнений (10) используем метод интегральных тождеств:

$$\begin{cases} \left(\frac{d\phi}{dx} \right)^{i+1} - \left(\frac{d\phi}{dx} \right)^i = (N - n) 0.5(a_i + a_{i+1}), \\ j_n^{i+1} - j_n^i = 0, \\ j_T^{i+1} - j_T^i = \left[j_n^i \left(\frac{d\phi}{dx} \right)^i - \frac{n(T - T_0)}{N_D^+ \tau \mu_0} \right] 0.5(a_i + a_{i+1}), \end{cases} \quad (11)$$

где

$$a_i = x_i - x_{i-1}, \quad \left(\frac{d\phi}{dx} \right)^i = \phi_i - \phi_{i-1},$$

а плотность электронного тока и потока тепла имеют вид

$$\begin{aligned} j_n^i &= \mu_\alpha n^i \left[\left(\frac{d\phi}{dx} \right)^i - (1 - \alpha) \left(\frac{dT}{dx} \right)^i \right] - \mu_\alpha T^i \left(\frac{dn}{dx} \right)^i, \\ j_T^i &= \left(\frac{5}{2} - \alpha \right) \left[\mu_\alpha n^i T^i \left(\frac{dT}{dx} \right)^i - j_n^i T^i \right], \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$\left(\frac{dn}{dx} \right)^i = n_i - n_{i-1}, \quad \left(\frac{dT}{dx} \right)^i = T_i - T_{i-1}.$$

Систему уравнений (11) необходимо дополнить граничными условиями при $x = 0$ и $x = L$:

$$\phi(0) = 0, \quad \phi(L) = V,$$

$$T(0) = T(L) = T_0, \quad (13)$$

где V — приложенное к структуре напряжение, T_0 — температура решетки, $N_D^+ = 10^{19}$ — концентрация доноров в n^+ -слое, $L = 1$ мкм — протяженность рассматриваемой структуры с учетом контактных n^+ -областей.

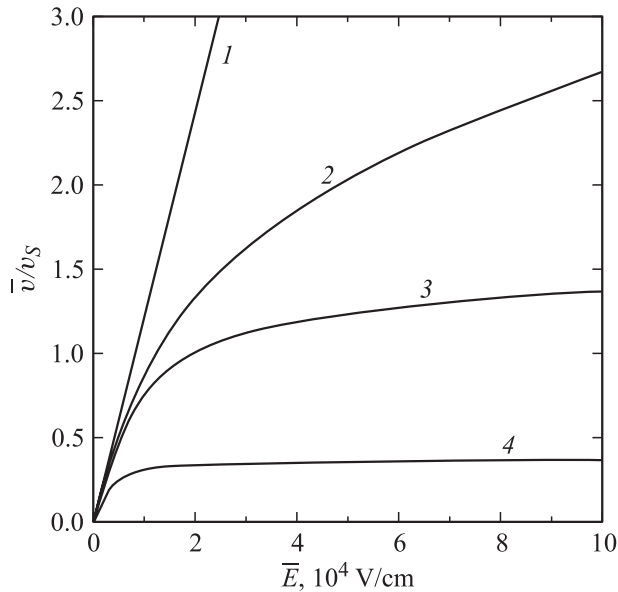


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики $n^+ - n - n^+$ -структуры в модели: 1 — постоянной подвижности; 2, 3 — энергетического транспорта; 4 — локальной температуры. $L_1 = 0.25$ мкм, $T_0 = 0.025$ эВ.

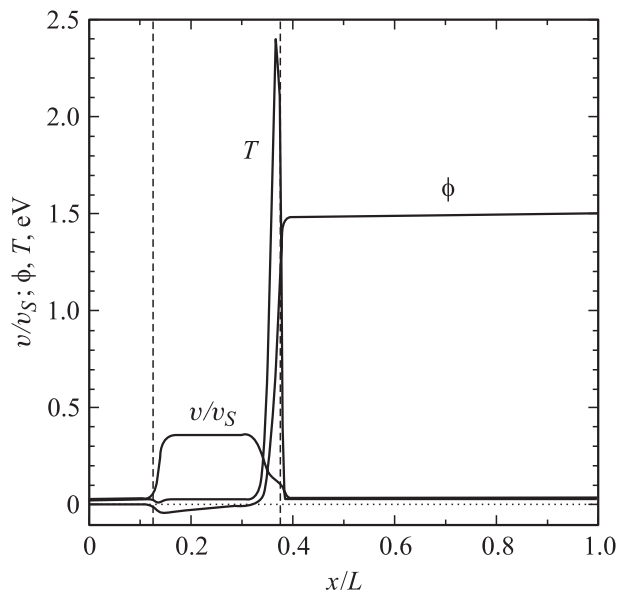


Рис. 2. Типичные распределения потенциала ϕ , электронной температуры T и дрейфовой скорости v , отвечающие приближению локальной температуры. $V = 1.5$ В, $T_0 = 0.025$ эВ.

Система уравнений (11) с граничными условиями (13) решалась с помощью модифицированного метода Ньютона. В качестве начального приближения использовалось равномерное распределение примеси с постепенным переходом к резким $n - n^+$ -границам. Кроме того, расчет соответствующих распределений и токов на последовательности тестовых напряжений от 0 до 2.5 В начинается с малых величин. При этом для каждого

следующего значения напряжения в качестве начального приближения для потенциала использовалось соответствующим образом скорректированное конечное приближение с предыдущего шага. Все это обеспечивало достаточно хорошую сходимость соответствующего итерационного процесса, а именно, на каждое новое значение приложенного напряжения V необходимо было делать не более 5–6 итераций Ньютона.

На рис. 1 представлены рассчитанные вольт-амперные характеристики, для наглядности приведенные в координатах: относительная средняя скорость $\bar{v} = \frac{j_n}{qN_D v_S}$ в зависимости от среднего поля $\bar{E} = \frac{V}{0.26L}$. Кривая 1 отвечает дрейфовой модели с постоянной подвижностью $\mu = \mu_0 = 1500 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, кривая 4 — дрейфово-диффузионному приближению с локальной температурой, а кривые 2, 3 — квазигидродинамическим моделям с $\alpha = 1/2, 1$.

Отметим, что отчетливый эффект насыщения демонстрирует лишь кривая 4, отвечающая модели с локальным разогревом, где, однако, эффективная скорость насыщения $\sim 3 \cdot 10^6 \text{ см/с}$ в 3 раза меньше исходной $v_S = 10^7 \text{ см/с}$. Неадекватность модели с локальным разогревом в ситуации субмикронных размеров иллюстрируют графики на рис. 2, где приведены отвечающие этой модели распределения потенциала, температуры и локальной скорости при $V = 1.5$ В, а положение пролетной области с $N_D = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ отмечено штриховыми вертикалями. Эти результаты показывают, что учет диффузионной компоненты тока в рамках модели с локальным разогревом приводит к существенному перераспределению потенциала с n -области и образованию так называемого статического домена сильного поля у анода. Здесь сосредоточена основная часть приложенного напряжения, аномально высокое электрическое поле и электронная температура. Однако большой градиент нарастания электронной концентрации в домене формирует значительный диффузионный противоток, что и обуславливает результирующее отличие эффективной скорости от v_S . Отметим также, что наиболее ярко неадекватность приближения локальной температуры, по нашему мнению, демонстрирует то, что средняя тепловая энергия электронов в домене оказалась при этом больше приложенного потенциала.

Следующие рис. 3, 4 иллюстрируют основные результаты данной работы, отвечающие квазигидродинамическому рассмотрению электронного дрейфа. Здесь представлены распределения потенциала, температуры и плотности потока энергии в относительных единицах, отвечающие модели энергетического транспорта в ее альтернативных вариантах $\alpha = 1/2, 1$. В качестве характерных свойств можно отметить: относительную однородность температурного профиля в высокоомной n -области, характерный сдвиг максимума температурных распределений к аноду, заметное проникновение горячих электронов в глубину n^+ -анодного контакта. Последнее означает, что существенная часть электронов,

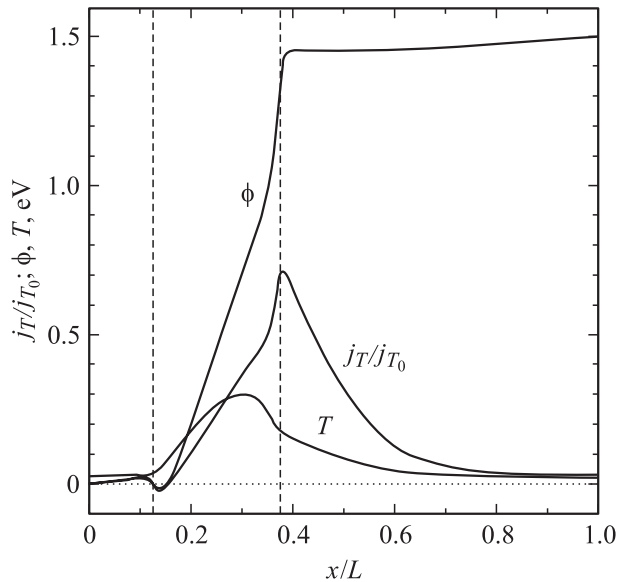


Рис. 3. Распределения потенциала ϕ , температуры T и плотности теплового потока j_T в квазигидродинамическом приближении с $\mu \propto T^{-1/2}$.

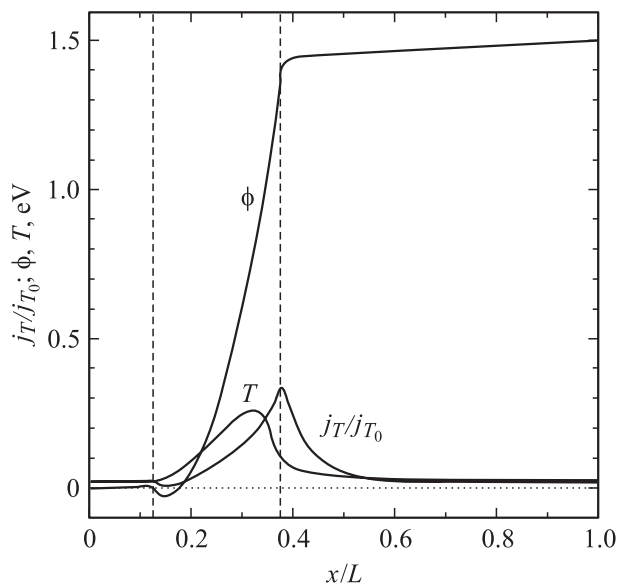


Рис. 4. Распределения потенциала ϕ , температуры T и плотности теплового потока j_T в квазигидродинамическом приближении с $\mu \propto T^{-1}$.

„нагретых“ в высокоомной части структуры, отдает свою избыточную тепловую энергию в толще n^+ -контакта.

Отметим, что именно охлаждением в контакте обусловлено то, что максимум температуры отдален от $n-n^+$ -границы на заметное расстояние. Существенную роль в квазигидродинамических моделях играет первое слагаемое формулы (8), отвечающее теплопроводной составляющей потока электронной температуры. Именно его влиянием обусловлено странное, на первый взгляд, обстоятельство, что в прианодной области температура

падает, а ее поток продолжает нарастать вплоть до геометрической границы с контактом, как это с большим увеличением показано на рис. 5. В качестве положительного обстоятельства можно также отметить, что максимальная электронная температура в обоих случаях составляет примерно пятую часть потенциала, в то время как согласно упрощенной (конвективной) модели, использованной в нашей предыдущей работе [6], следовало ожидать существенно более высокую температуру $T \approx V/2$.

Сравнивая результаты расчетов, использующих рассмотренные альтернативные модели подвижности, можно отметить лишь, что модель с $\alpha = 1/2$ дает несколько более высокие температуры в дрейфовой области и более высокую дрейфовую скорость. В модели с $\alpha = 1$, с постоянным временем релаксации, мы соответственно получаем меньшую скорость за счет более сильной температурной зависимости подвижности. Следует подчеркнуть, что качественная близость результатов расчетов в рамках обеих моделей подвижности не дает возможности высказать физически обоснованных предпочтений в пользу одной из них, что, вероятно, можно будет сделать в дальнейшем по результатам соответствующих целенаправленных экспериментов.

В этой связи мы сочли целесообразным „нарастить“ сложность описания высокополевого дрейфа в рамках модели энергетического транспорта, введя в рассмотрение механизм рассеяния электронов на заряженных примесях с помощью интерполяционной формулы

$$\mu = \mu_0 \left[\left(\frac{N}{10^{17}} \right) + \left(\frac{T}{T_0} \right)^{2\alpha} \right]^{-1/2}, \quad (14)$$

близкой по духу к зависимости, предложенной Хеншем [7]. При этом в уравнении (7) следует заменить α

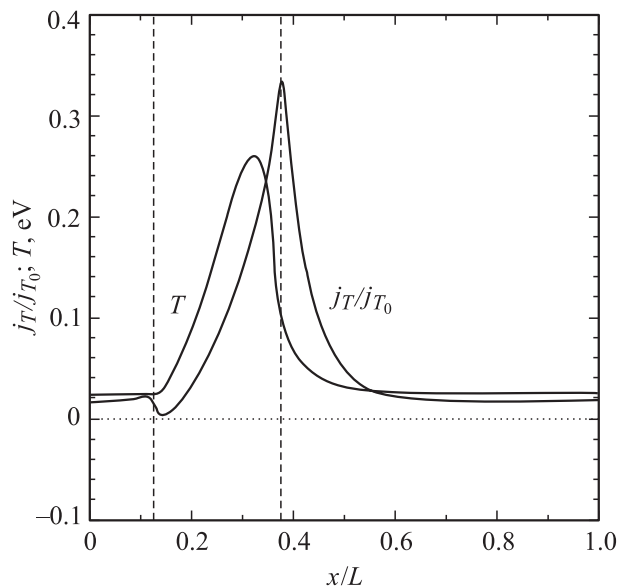


Рис. 5. Характерный сдвиг распределений температуры T и плотности теплового потока J_T , обусловленный электронной теплопроводностью.

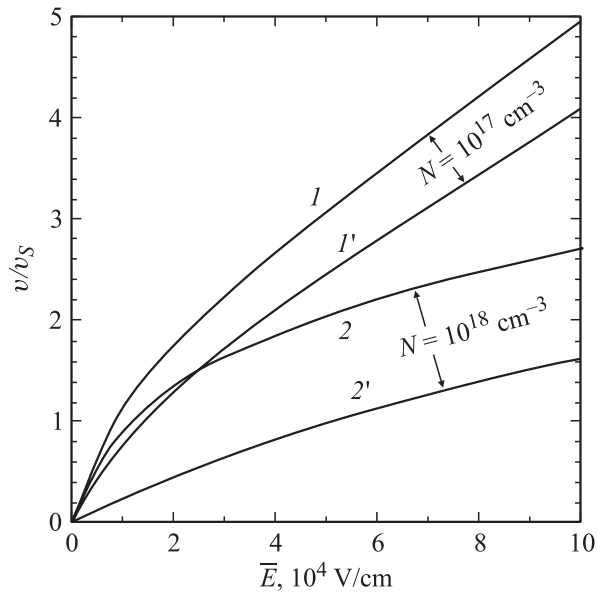


Рис. 6. Вольт-амперные характеристики с учетом зависимости подвижности от концентрации доноров. Расчет $1, 2$ — без учета; $1', 2'$ — с учетом примесного рассеяния.

на $\frac{\partial \ln \mu}{\partial \ln T}$. Соответствующие расчетные вольт-амперные характеристики (в модели $\alpha = 1/2$) представлены на рис. 6 для концентрации доноров в пролетной области $N = 10^{17}, 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Здесь же для сравнения приведены аналогичные характеристики, полученные без учета примесного рассеяния. Можно отметить ожидаемое снижение наклона соответствующих кривых на начальном участке и их эквидистантное поведение при больших полях. Заметим также, существенно большие скорости в ситуации с $N = 10^{17}$, возможно, в какой-то мере обусловлены инжекцией электронов из катодного контакта в пролетную область.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 04-02-17681.

Список литературы

- [1] J.L. Moll. *Physics of Semiconductors* (Mc-Graw-Hill, N.Y., 1964).
- [2] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984).
- [3] K. Hess. *Theory of Semiconductors Devices* (Piscataway, N.Y., IEEE, 2000).
- [4] R. Stratton. *Phys. Rev.*, **126** (6), 2002 (1962).
- [5] T. Grasser, T.W. Tang, H. Kosina, S. Silberher. *Proc. IEEE*, **91** (2), (2003).
- [6] В.А. Гергель, Ю.В. Гуляев, А.П. Зеленый, М.Н. Якупов. *ФТП*, **38**, 237 (2004).
- [7] W. Hänsch, M. Miura-Mattausch. *J. Appl. Phys.*, **60** (2), 650 (1986).

Редактор Т.А. Полянская

Modelling the peculiarities of the drive rate saturation effect in submicron silicon structures

V.A. Gergel, Yu.V. Gulayev, M.N. Yakupov

Institute for radioengineering and electronics,
Russian Academy of Sciences,
125009 Moscow, Russia