

# Квазигидродинамическое моделирование электропроводности селективно легированных наноразмерных слоистых структур и островковых пленок в сильных электрических полях

© В.А. Гергель, Ю.В. Гуляев, В.А. Курбатов, М.Н. Якупов<sup>¶</sup>

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

(Получена 15 июля 2004 г. Принята к печати 9 августа 2004 г.)

Методами математического моделирования исследованы характерные особенности высокополюевого дрейфа электронов в субмикронных  $n^+ - n - n^+$ -структурах с существенным рельефом концентрации примеси в высокоомной части. Использовано квазигидродинамическое описание электронного дрейфа, включающее учет зависимостей подвижности и времени энергетической релаксации от электронной температуры, термодиффузионную составляющую электронного потока и дивергенцию потока электронной температуры. Показано, что секционирование высокоомной пролетной  $n$ -области дополнительными низкоомными  $n^+$ -включениями наноразмерной протяженности существенно снижает температуру электронного газа, повышает эффективную подвижность носителей, а следовательно, и высокополюевую электропроводность структуры за счет соответствующего повышения дрейфовой скорости.

В предыдущей работе авторов [1] было показано, что в полупроводниковых структурах, представляющих собой последовательность перемежающихся высоко- и низколегированных слоев протяженностью порядка 100 нм, существенно подавлен электроразогрев носителей тока за счет их эффективного охлаждения в низкоомных промежуточных слоях, где величина электрического поля сравнительно мала. Соответствующее снижение температуры электронного газа по сравнению с ситуацией в структурах с однородной пролетной областью препятствует термодеградациии подвижности, обеспечивает возможность достижения дрейфовых скоростей, существенно превосходящих скорость насыщения и соответствующий рост электропроводности структуры. Следует отметить, однако, что анализ дрейфового процесса и соответствующие численные оценки в работе [1] были выполнены на основе предложенного ранее [2] упрощенного квазигидродинамического описания, учитывающего лишь дрейфовую компоненту тока и конвективную — теплового потока. Как оказалось, это приближение довольно хорошо действует в высокоомных областях рассматриваемых структур, демонстрируя ожидаемое существенное снижение электронной температуры по сравнению со стационарным значением  $\sim e\mu\tau E^2$ , когда протяженность высокоомных областей много меньше так называемой тепловой длины  $\mu\tau E$  ( $\mu$  и  $\tau$  — подвижность и время энергетической релаксации). Однако адекватность этого приближения в низкоомных областях со сравнительно малым электрическим полем, где и происходит ожидаемое охлаждение электронного газа, вызывает определенные сомнения, поскольку дает слишком либеральную оценку толщины низкоомных областей, требуемую для эффективного охлаждения горячих носителей тока.

Поскольку исследуемый эффект сверхскоростного электронного дрейфа весьма интересен как с чисто физической, так и, возможно, практической точки зрения,

мы сочли необходимым дать ему более убедительное физическое обоснование в рамках полной квазигидродинамической модели дрейфа в сильном электрическом поле, включающей: степенные (для простоты) зависимости подвижности и времени энергетической релаксации от электронной температуры:

$$\mu = \mu_0 \left( \frac{T_0}{T} \right)^\alpha, \quad \tau_e = \tau_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^{1-\alpha}, \quad (\alpha = 1, 0.5); \quad (1)$$

термодиффузионную составляющую электронного потока:

$$j_n = \mu_\alpha n \left[ \frac{d\phi}{dx} - (1 - \alpha) \frac{dT}{dx} \right] - \mu_\alpha T \frac{dn}{dx} \quad (2)$$

и дивергенцию потока электронной температуры:

$$j_T = \left( \frac{5}{2} - \alpha \right) \left( -\mu_\alpha n T \frac{dT}{dx} + j_n T \right). \quad (3)$$

Соответствующая система уравнений модели по аналогии с пионерской работой Страттона [3] имеет вид

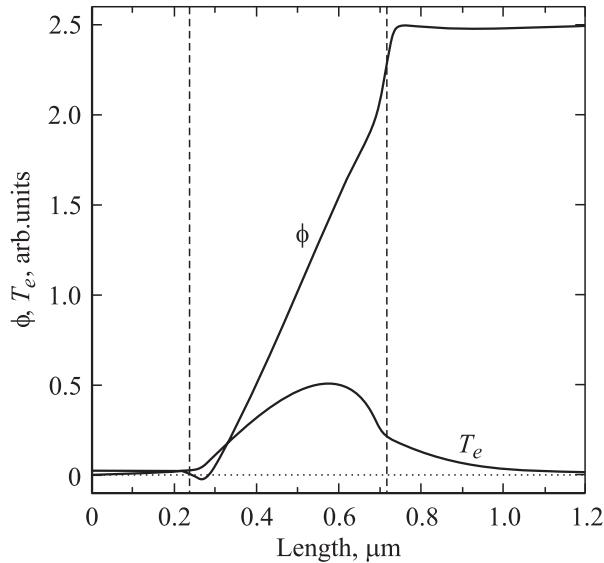
$$\begin{cases} \frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{(N_D - n)}{L_D^2} \frac{T_0}{N_D^+}, \\ \frac{dj_n}{dx} = 0, \\ \frac{dj_T}{dx} = j_n \frac{d\phi}{dx} - \frac{n(T - T_0)}{\tau}, \end{cases} \quad (4)$$

где

$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_s T_0}{e N_D^+}}$$

— длина Дебая. Более подробно используемая модель и алгоритм ее численной реализации изложены нами в статье [4], посвященной моделированию дрейфового процесса в обычной кремниевой  $n^+ - n - n^+$ -структуре с однородной концентрацией примеси в  $n$ -области.

<sup>¶</sup> E-mail: yamt@mail.ru



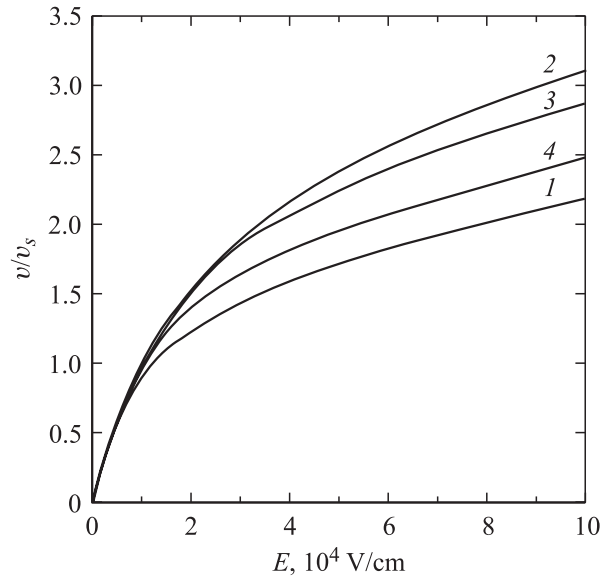
**Рис. 1.** Распределения потенциала  $\phi$  и электронной температуры  $T_e$  в референтной  $n^+ - n - n^+$ -структуре с  $L = 0.48$  мкм при напряжении на структуре  $V = 2.5$  В.

Рассмотрим сначала результаты моделирования дрейфового процесса в референтной  $n^+ - n - n^+$ -структуре с протяженностью однородно легированной ( $N_D = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) области  $L = 0.48$  мкм (в низкоомных контактных областях  $N_D^+ = 1.1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ). Приведенные на рис. 1 распределения потенциала  $\phi$  и электронной температуры  $T_e$ , полученные в рамках численной процедуры, развитой в работе [4], и отвечающие типичному напряжению на структуре  $V = 2.5$  В, показывают, что существенная часть тепловой энергии электронов, приобретаемой в высокоомной пролетной области  $L$ , рассеивается в решетку в низкоомной, контактной. При этом эффективно снижается электронная температура  $T_e$  в области сильного электрического поля, что уменьшает деградацию подвижности. В результате скорость носителей в области сильного поля продолжает увеличиваться с ростом напряжения, не выходя на насыщение, как это показывает кривая 1 на рис. 2, демонстрирующего расчетные вольт-амперные характеристики в координатах: относительная средняя скорость  $v/v_s = j_n/nv_s$  — среднее поле  $E = V/0.48 \cdot 10^4$ . Характеристики 2–4 на том же рисунке рассчитаны для структур, содержащих по 3 высокоомных области с  $L = 160$  нм, разделенных низкоомными промежутками протяженностью: 2 — 160, 3 — 80, 4 — 40 нм.

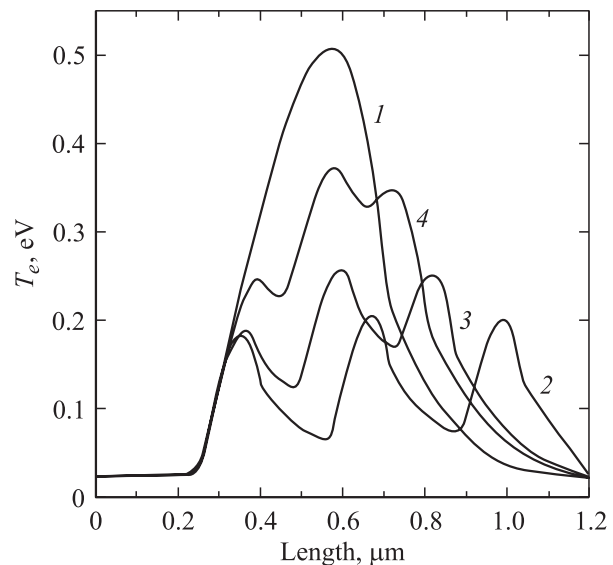
Приступим теперь непосредственно к обоснованию предложенного в работе [1] секционирования пролетной области, как способа повышения эффективной скорости дрейфа. Для этого разделим ее на три части по 0.16 мкм  $n^+$ -промежутками той же протяженности, предполагая, что дополнительное охлаждение электронного газа в низкоомных включениях приведет к осязательному снижению электронной температуры и соответствующему увеличению локальной электронной подвижности и эффек-

тивной скорости электронного потока. Результаты соответствующего моделирования, приведенные на рис. 3 (кривая 2) и рис. 2 (кривая 2) вполне подтверждают разумность сформулированных выше соображений.

Чтобы составить представление о необходимой для эффективного охлаждения толщине разделяющих низкоомных слоев, аналогичные расчеты были проделаны для структур с менее протяженными  $n^+$ -включениями в 80 и 40 нм (кривые 3 и 4 на рис. 2, 3). Эти данные показывают, что и в слоистых структурах с укороченными  $n^+$ -промежутками, где дополнительная тепловая энергия, полученная электронным газом в высокоомных



**Рис. 2.** Расчетные вольт-амперные характеристики исследованных структур: 1 — 0.48 мкм (референтная), 2 —  $3 \times 160$  (160) нм, 3 —  $3 \times 160$  (80) нм, 4 —  $3 \times 160$  (40) нм.



**Рис. 3.** Типичные распределения электронной температуры  $T_e$  при  $V = 2.5$  В в тестовых структурах 1–4. Нумерация кривых соответствует рис. 2.

секциях, не успевают полностью релаксировать, средняя скорость электронного дрейфа продолжает сохранять достаточно высокие значения. Последнее позволяет оценить протяженность „охлаждающих“  $n^+$ -промежутков, необходимую для существенного увеличения скорости дрейфа, величиной порядка 50–100 нм.

Ясно, что аналогичный эффект ускорения дрейфа носителей тока должен иметь место и для островковых пленочных структур, если проводимость островков в силу дополнительного легирования или же заданного несоответствия зон будет существенно превышать электропроводность матрицы. Мы полагаем, что рассмотренные здесь структуры с наноразмерными высокопроводящими включениями перспективны для повышения быстродействия полевых и биполярных транзисторов.

Данная работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, гранты № 03-02-20007, 04-02-17681.

## Список литературы

- [1] В.А. Гергель, Ю.В. Гуляев, А.П. Зеленый, М.Н. Якупов. ФТП, **38**, 237 (2004).
- [2] В.А. Гергель, В.Г. Мокеров, М.В. Тимофеев, Ю.В. Федоров. ФТП, **34**, 239 (2000).
- [3] R. Stratton. Phys. Rev., **126** (6), 2002 (1962).
- [4] В.А. Гергель, Ю.В. Гуляев, М.Н. Якупов. ФТП в печати.

*Редактор Т.А. Полянская*

## **A quasi-hydrodynamic modelling of electroconductivity of selectively doped layer nanostructures and island films in high electric fields**

*V.A. Gergel, Yu.V. Gulyaev, V.A. Kurbatov, M.N. Yakupov*

Institute of Radioengineering and Electronics,  
Russian Academy of Sciences,  
125009 Moscow, Russia