

Квазигидродинамическое моделирование особенностей электропроводности сильно легированных наноразмерных слоистых гетероструктур в сильных электрических полях

© В.А. Гергель[¶], В.А. Курбатов, М.Н. Якупов^{¶¶}

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

(Получена 14 июля 2005 г. Принята к печати 31 августа 2005 г.)

Методами математического моделирования на основе уравнения энергетического баланса исследована электропроводность наноразмерных слоистых гетероструктур в сильных электрических полях. Показано, что характерной особенностью соответствующих характеристик является пик дифференциальной проводимости, положение и величина которого определяются высотой и крутизной гетеробарьеров, равно как и уровнем легирования структуры. Предложена физическая модель, интерпретирующая форму расчетных характеристик кумулятивным действием электростатического снижения высоты гетеробарьеров и ростом электронной температуры в окрестности инжектирующих гетерограниц.

PACS: 73.63.-b

В предыдущей работе авторов [1] было показано, что в полупроводниковых структурах, представляющих собой последовательность перемежающихся сильно и слабо легированных 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 термодеградаци подвижности, что обеспечивает возможность достижения дрейфовых скоростей, существенно превосходящих скорость насыщения, и соответствующий рост электропроводности структуры.

Нам представляется не менее интересным и целесообразным исследовать высокополевой дрейфовый процесс в сильно легированных слоистых структурах другого типа, а именно, гетерослоистых структурах-сверхрешетках, где достаточно сильные изменения локальной электропроводности обусловлены зонным несоответствием $\Delta E_c(x) = q\varphi_c(x)$, в результате которого часть подвижных носителей из широкозонных слоев переходит в узкозонные, обеспечивая тем самым выравнивание уровня Ферми.

Как и в наших предыдущих работах [1,2], положим в основу моделирования известную систему уравнений квазигидродинамики, включающую уравнения Пуассона и непрерывности:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0} (N_D - n), \quad (1)$$

$$\frac{dj_n}{dx} = 0$$

и уравнение энергетического баланса:

$$\frac{dj_T}{dx} = j_n \frac{d(\varphi + \varphi_c)}{dx} - n \frac{T - T_e}{\tau_e} \quad (2)$$

в формулировке Страттона [3] и отличающуюся тем, что в ней, за исключением уравнения Пуассона, слагаемые с электростатическим потенциалом φ дополнены слагаемым с зонным квазипотенциалом $\varphi_c = -E_c(x)/q$, где $E_c(x)$ — край зоны проводимости, изменяющийся с координатой в соответствии с изменениями состава. Систему [1,2] раскрывают формулы для электронного потока

$$j_n = \mu_\alpha n \left[\frac{d(\varphi + \varphi_c)}{dx} - (1 - \alpha) \frac{dT}{dx} \right] - \mu_\alpha T \frac{dn}{dx} \quad (3)$$

и потока электронной температуры

$$j_T = \left(\frac{5}{2} - \alpha \right) \left(-\mu_\alpha n T \frac{dT}{dx} + j_n T \right), \quad (4)$$

где μ_0 — низкополевая подвижность материала, значение $\tau_0 = \mu_0 T_0 / v_s^2$ согласовано с величиной так называемой скорости насыщения v_s , а формулы

$$\mu = \mu_0 \left(\frac{T_0}{T} \right)^\alpha, \quad \tau_e = \tau_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1-\alpha}, \quad 0 < \alpha < 1, \quad (5)$$

где $T_0 = 0.025$ В — равновесная температура решетки, конкретизируют степенные (для простоты) температурные зависимости подвижности и времени энергетической релаксации.

В дальнейшем мы для простоты будем пренебрегать возможной зависимостью исходной подвижности μ_0 от состава и использовать для постоянных μ_0 , v_s , τ_0 их типичные значения $\mu_0 = 1500$ В/см²с, $v_s = 10^7$ см/с, $\tau_0 = 4 \cdot 10^{-13}$ с.

[¶] E-mail: vgergel@mail.ru

^{¶¶} E-mail: yamt@mail.ru

Чтобы избежать соответствующих разрывов производной, для представления периодически изменяющегося зонного квазипотенциала φ_c , вместо обычно применяемых кусочно-линейных аппроксимаций, мы сконструировали на основе известной функции Ферми удобную вспомогательную функцию:

$$\varphi_c(x) = \varphi_0 \left[1 + \exp \left\{ \gamma \cos \frac{2\pi x}{L} \right\} \right]^{-1} - \varphi_0 [1 + \exp\{\gamma\}]^{-1}, \quad (6)$$

которая с ростом γ из постоянной $\varphi_c(x) \equiv 0$ превращается в сколь угодно резкий меандр с амплитудой φ_0 и максимальной производной на гетерограницах $\left| \frac{d\varphi_c}{dx} \right| = \frac{\pi}{2} \gamma \frac{\varphi_0}{L}$. Помимо того, что распределение (6) непрерывно сшивается с постоянными $\varphi_c = \{\varphi_0, 0\}$, что позволяет сформировать соответствующие контактные области после требуемого числа периодов изменения φ_c , главное его достоинство состоит в том, что оно позволяет сконструировать эффективный итерационный процесс вычислений, стартуя от соответствующих распределений концентрации, потенциала и температуры при требуемом значении приложенного напряжения V в однородной структуре $\gamma = 0$, а затем последовательно наращивать величину параметра γ до его конечного значения γ_0 , определяемого актуальной резкостью краев исследуемой гетероструктуры.

Для проведения конкретного вычислительного эксперимента была выбрана гипотетическая тестовая гетероструктура с однородным легированием $N_D = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, с узкозонными контактными областями и четырьмя гетеробарьерами с амплитудой $\varphi_0 = 0.3 \text{ В}$ и протяженностью 50 нм , разделенными между собой узкозонными слоями той же толщины.

На рис. 1, 2 приведены расчетные распределения относительной электронной концентрации, температуры и действующего потенциала $\varphi + \varphi_c$ в структуре с $N_D = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при сравнительно небольших напряжениях $V = 0.5$ и 1.0 В и значении параметра резкости гетеропереходов $\gamma = 20$. Здесь легко видеть ожидаемое согласно представлениям Андерсона и Чанга [4,5] чередование обогащенных и обедненных слоев на гетерограницах, а также незначительные пики электронной температуры, обусловленные электроразогревом в левых обедненных частях широкозонных слоев, которая успевает однако упасть практически до равновесного значения на следующей термоинжектирующей границе узкозонного слоя с широкозонным. Что же касается действующего потенциала ($\varphi + \varphi_c$), согласно рис. 1, то можно считать, что рассматриваемое небольшое внешнее напряжение просто-напросто перераспределяет потенциал между левой и правой областями обеднения в широкозонных слоях структуры. Следует обратить особое внимание, что в рассматриваемой ситуации гетеробарьеров конечной крутизны истинная высота энергетического барьера, складывающаяся в противоборстве

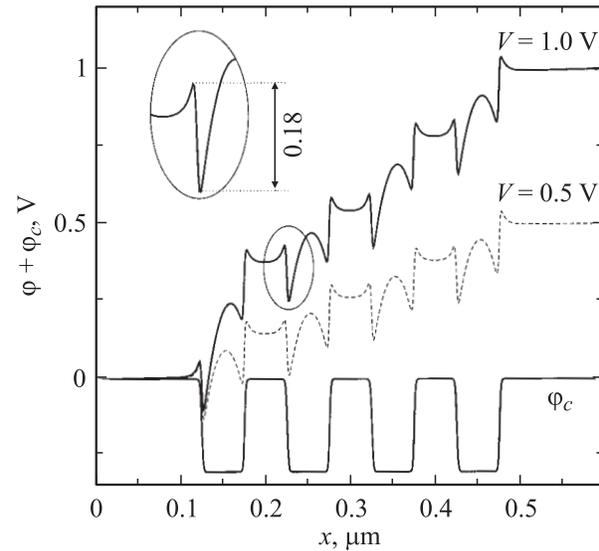


Рис. 1. Типичные распределения действующего потенциала. $N_D = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\gamma = 20$.

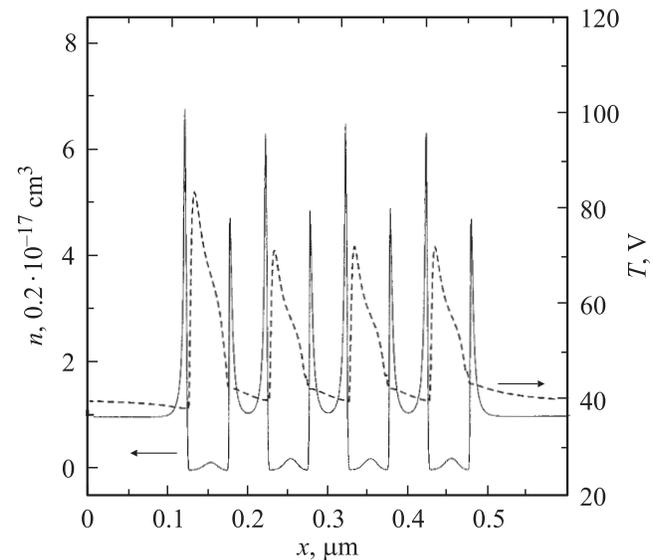


Рис. 2. Типичные распределения электронной концентрации и температуры в структуре с $N_D = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\gamma = 20$ при $V = 0.5 \text{ В}$.

электрического поля обедненного слоя и квазиполя гетеробарьера, оказывается существенно меньше исходного значения φ_0 (как показывает вставка на рис. 1, где поведение действующего потенциала ($\varphi + \varphi_c$) в окрестности одной из инжектирующих гетерограниц приведено в увеличенном масштабе). С ростом приложенного напряжения электрическое поле на границах обедненных слоев растет и соответственно энергетический барьер уменьшается, что и обуславливает увеличение тока через структуру. Оказывается, что по достижении определенного внешнего напряжения V_i скорость процесса нарастания тока резко увеличивается за счет заметного

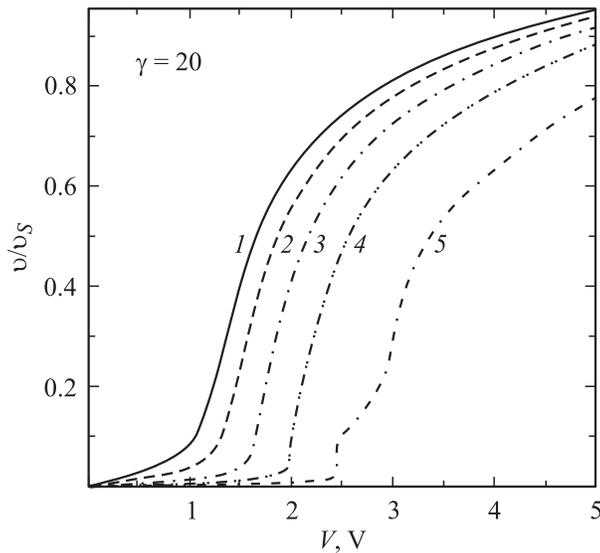


Рис. 3. Расчетные вольт-амперные характеристики структур с различным уровнем легирования N_D , 10^{17} см^{-3} : 1 — 5, 2 — 4, 3 — 3, 4 — 2, 5 — 1.

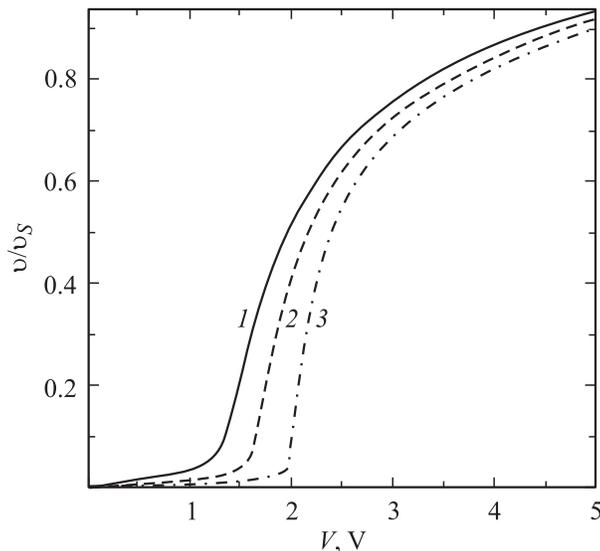


Рис. 4. Расчетные вольт-амперные характеристики структур с $N_D = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и отличающимися значениями параметра крутизны γ : 1 — 15, 2 — 20, 3 — 30.

увеличения электронной температуры в инжектирующих обогащенных границах узкозонных слоев. С дальнейшим ростом напряжения V электронная температура на гетерограницах увеличивается столь резко и сильно, что лимитирующее влияние гетеробарьеров на электронный транспорт становится пренебрежимо малым, а вольт-амперная зависимость при больших напряжениях приближается к соответствующей характеристике пространственно однородной (без гетеробарьеров) структуры. Ясно, что характерное напряжение максимума дифференциальной проводимости V_t должно уменьшать-

ся с увеличением легирования, как это показывают графически расчетные вольт-амперные характеристики, приведенные на рис. 3 в безразмерных единицах средней относительной скорости $v/v_s = j_n/N_D v_s$. Отметим, что характерное напряжение V_t уменьшается и с уменьшением крутизны гетеробарьеров γ (рис. 4).

Отметим также, что эффективная скорость носителей при больших напряжениях не слишком сильно отличается от v_s , а ее поведение имеет отчетливую тенденцию к насыщению, что обусловлено достаточно большой $\sim 1 \text{ мкм}$ общей протяженностью исследованной структуры и практически однородным (при больших напряжениях) распределением концентрации подвижных носителей в ней.

В заключение можно выразить надежду, что представленные результаты моделирования, свидетельствующие о высокой степени нелинейности электропроводности рассмотренных слоистых гетероструктур, заинтересуют соответствующие группы экспериментаторов и, возможно, найдут область своего технического использования. Кроме того, мы полагаем, что аналогичные нелинейные закономерности электропроводности должны быть свойственны и островковым гетеропленкам типа SiGe—Si, если электропроводность островков в силу зонного несоответствия и дополнительного легирования будет существенно превосходить электропроводность матрицы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 04-02-17681; INTAS, проект № 03-51-50-15.

Список литературы

- [1] В.А. Гергель, Ю.В. Гуляев, В.А. Курбатов, М.Н. Якупов. ФТП, **39**, 453 (2005).
- [2] В.А. Гергель, Ю.В. Гуляев, М.Н. Якупов. ФТП, **39** (9), 1075 (2005).
- [3] R. Stratton. Phys. Rev., **126** (6), 2002 (1962).
- [4] R.L. Anderson. Sol. St. Electron., **5**, 341 (1962).
- [5] L.L. Chang. Sol. St. Electron., **8**, 721 (1965).

Редактор Л.В. Беляков

A quasi-hydrodynamical modelling of characteristics peculiar to conductivity of strongly doped nano-sized layer heterostructures in the strong electric fields

V.A. Gergel, V.A. Kurbatov, M.N. Jacupov

Institute of Radio-engineering and Electronics
of Russian Academy of Sciences,
125009 Moscow, Russia