

АНАЛИЗ РАЗОГРЕВНЫХ ЭФФЕКТОВ В СУБМИКРОННЫХ ГЕТЕРОБИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРАХ

**Тимофеев В.И., доцент, канд. техн.
НТУУ «КПИ»**

Запропонована методика моделювання процесів самогрієву у субмікронних гетеробіполярних структурах, основана на аналізі рівнянь гідродинамічної моделі транзистора в дифузійно-дрейфовому наближенні і рівнянь переносу тепла. Результати двовимірного моделювання дозволяють розрахувати тепловий опір шляхом усереднення теплових характеристик і врахувати вплив розігрівних ефектів на параметри багатьох секційних потужних транзисторних структур. Запропоновані алгоритми можуть використовуватися для аналізу широкого спектра польових структур.

The technique of modelling of the heating processes in submicron heterostructure structures based on the analysis of the hydrodynamical equations of the transistor model in drift-diffusion approach and the heat equations is offered. Results of two-dimensional modelling allow to calculate thermal resistance by averaging thermal characteristics and to take into account heating effects influence on the parameters of multisection powerful transistor structures. The suggested algorithms can be used for the analysis of a wide spectrum of the field effect structures.

Субмикронные гетеробиполярные транзисторы (СГБТ) находят свое применение в широком спектре устройств миллиметрового диапазона, включая мощные, и достигают предельных частот усиления более 200 ГГц [1]. При

рассмотрении физических процессов в мощных СГБТ актуальной задачей является, наряду с описанием процессов переноса носителей в сильном электрическом поле, также описание связанных с этим процессов переноса тепла.

Моделирование процессов дрейфа и диффузии в гетеробиполярных транзисторах

Рассеяние мощности при высоких уровнях тока транзистора оказывает сильное влияние на характеристики транзистора. Один из подходов для учета этого влияния связан с изменением напряжения база-эмиттер [2,3], другой – с моделированием зависимости коэффициента усиления по току от температуры [4]. В работе [5] рассмотрен алгоритм теплового анализа мощных AlGaAs/GaAs СГБТ. Здесь мощный многосекционный транзистор представлен в виде тепловых источников на поверхности подложки, которые рассчитываются с учетом функции распределения плотности мощности (потока энергии). Рассчитано распределение температуры на поверхности подложки, мощность и тепловая нестабильность как функция топологических и электрофизических параметров в виде аналитических полуэмпирических зависимостей, однако, детальное исследование распределения температуры не проводилось.

Такое исследование возможно лишь при совместном анализе уравнения Пуассона, уравнений непрерывности тока для электронов и дырок, а также уравнения для потока энергии в двумерном приближении.

Рассмотрим вертикальную структуру СГБТ (рис. 1). Предполагается, что такая структура транзистора размещается на относительно большой подложке, которая существенным образом влияет на распределение тепла. При этом необходимо учитывать тот факт, что

размеры температурно неравновесной области существенно превышают размеры электрически активной области, в которой происходит взаимодействие потоков электронов и

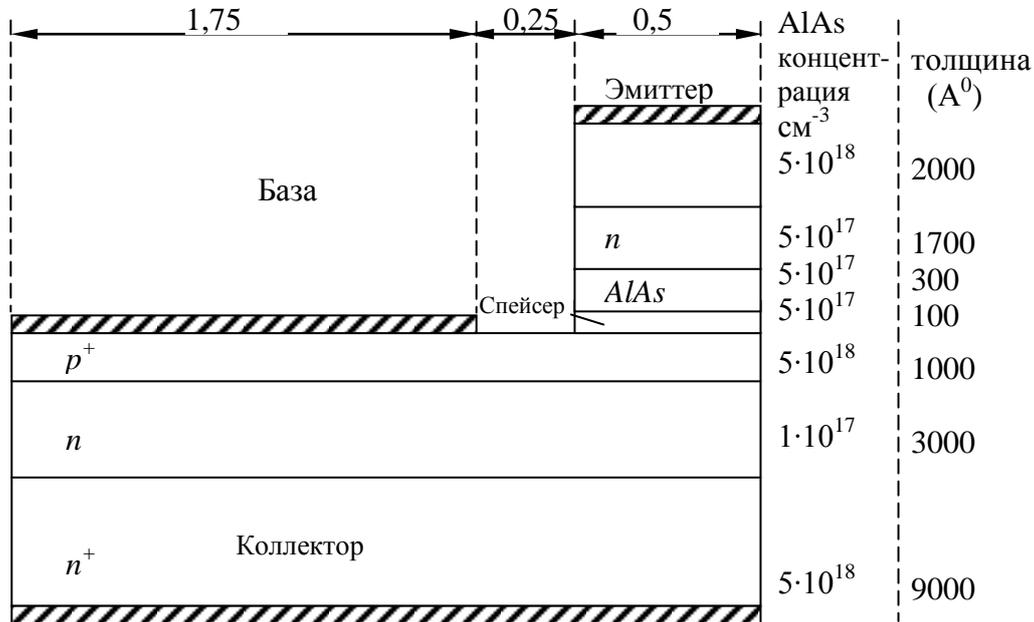


Рис. 1 Структура субмикронного гетеробиполярного транзистора (AlGaAs/GaAs)

дырок с электрическим полем. Эти особенности необходимо учитывать при задании граничных условий в моделируемой области для описания тепловых процессов. Область транзистора с тепловыми полями за границами активной области транзистора может быть, например, рассмотрена как некий дополнительный резистор, рассеивающий мощность. В моделируемой структуре транзистора (рис. 1) учтена симметрия относительно вертикальной оси реального СГБТ, что позволяет рассматривать только одну половину структуры для уменьшения вычислительных затрат.

Внутренняя часть транзистора в самом общем случае может быть описана уравнениями Пуассона

$$\nabla^2 \varphi = q(n - p - N_D + N_A) / \epsilon_0 \quad (1)$$

уравнениями непрерывности тока для электронов и дырок

$$\nabla \vec{J}_n = qR, \quad (2)$$

$$\nabla \vec{J}_p = qR, \quad (3)$$

а также уравнением для потока тепла

$$\nabla [c(T) \nabla T] = -P = \Delta \vec{J}_E. \quad (4)$$

Здесь φ - электрический потенциал, q - заряд электрона, n, p - концентрации электронов и дырок, ϵ_0 - диэлектрическая проницаемость, N_D, N_A - концентрации донорной и акцепторной примесей, \vec{J}_n, \vec{J}_p - плотности электронного и дырочного токов соответственно, R - скорость рекомбинации носителей заряда, $c(T)$ - температурно зависимый коэффициент

теплопроводности, P - мощность, рассеиваемая в единице объема, \vec{J}_E - плотность энергетического потока.

Температурная зависимость коэффициента теплопроводности для полупроводящего арсенида галлия может быть представлена [5] аппроксимацией $c(T) = 0,76 - 0,001T$, а для арсенида галлия n -типа с концентрацией, равной $3,5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, аналогичная зависимость запишется как $c(T) = 1/(aT - \epsilon)$, где $a = 9,2 \times 10^{-3}$, $\epsilon = 0,44$.

В работе [6] кроме традиционных стационарных диффузионно-дрейфовых составляющих токов электронов и дырок предложен способ учета дополнительных составляющих токов. Эти составляющие учитывают эффекты сильного легирования, зависящие от уровня инжекции, и температурную зависимость коэффициента диффузии. С учетом этого уравнения для плотностей электронного и дырочного токов запишутся:

$$\vec{J}_n = \mu_n \beta_n kT \nabla n - qn \mu_n \left[\nabla \left(\varphi + \frac{\chi}{q} \right) + \beta_n \frac{kT}{q} \frac{\Delta N_c}{N_c} - \alpha_n \nabla \left(\frac{kT}{q} \right) \right] \quad (5)$$

$$\vec{J}_p = -\mu_p \beta_p kT \nabla p - qp \mu_p \left[\nabla \left(\varphi + \frac{\chi + E_g}{q} \right) - \beta_p \frac{kT}{q} \frac{\Delta N_v}{N_v} + \alpha_p \nabla \left(\frac{kT}{q} \right) \right] \quad (6)$$

В данных уравнениях μ_n и μ_p - подвижности соответственно электронов и дырок, α_n , α_p , β_n , β_p - коэффициенты, рассчитываемые с учетом интеграла и квазипотенциалов Ферми, χ - энергия электронного сродства, N_c , N_v - эквивалентные плотности разрешенных

состояний для зоны проводимости и валентной зоны, соответственно, вычисляемые по известным соотношениям:

$$N_c = 2(2\pi m_n kT / h^2)^{3/2},$$

$$N_v = 2(2\pi m_p kT / h^2)^{3/2}.$$

Первое слагаемое в правой части (5) и (6) связано с диффузионной составляющей полного тока, где коэффициент диффузии учитывает фактор вырождения. Другие слагаемые в этих уравнениях учитывают обобщенную дрейфовую составляющую тока с учетом распределения электрического поля, параметров зонной структуры и градиента температуры.

Предполагая, что времена релаксации свободных носителей пропорциональны энергии, коэффициенты при градиентах слагаемых от T в уравнениях (5) и (6) могут быть рассчитаны как [6]:

$$\alpha_{n,p} = 3F_2(\eta_{n,p}) / F_1(\eta_{n,p}),$$

где $\eta_n = (E_n - E_c) / kT$;
 $\eta_p = (E_v - E_{f,p}) / kT$, а E_{fn} , E_{fp} - квазиуровни Ферми для электронов и дырок.

Такая зависимость описывает область коллектора, выполненного из арсенида галлия с концентрацией донорной примеси не менее $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, в предположении преобладания полярного оптического механизма рассеяния. Для других областей, где преобладает акустическое фононное рассеяние, время релаксации пропорционально корню квадратному от энергии носителей [7]:

$$\alpha_{n,p} = 2F_1(\eta_{n,p}) / F_0(\eta_{n,p}),$$

а для областей, где доминирует рассеяние на ионизированных примесях время релаксации пропорционально степени $3/2$ от энергии носителей:

$$\alpha_{n,p} = 4F_3(\eta_{n,p}) / F_2(\eta_{n,p}).$$

Функция $F_j(y)$, позволяющая вычислить коэффициенты α_n , α_p , β_n , β_p уравнений (5) и (6) представляет собой интеграл Ферми-Дирака вида:

$$F_j(y) = \frac{1}{\Gamma(j+1)} \int_0^\infty \frac{x^j dx}{1 + \exp(x-y)}.$$

Коэффициенты диффузии электронов и дырок с учетом вырождения определяются по формулам:

$$D_n = \mu_n \beta_n kT / q,$$

$$D_p = \mu_p \beta_p kT / q,$$

где коэффициенты $\beta_n = \beta(\eta_n)$ и $\beta_p = \beta(\eta_p)$ рассчитываются по формулам для квази уровней Ферми для электронов и дырок, приведенным выше.

Модели подвижности и рекомбинации

Зависимости подвижностей электронов и дырок от напряженности электрического поля, температуры и уровней легирования донорной и акцепторной примеси аппроксимируются следующими зависимостями [11]:

$$\mu_p(T, N_D + N_A, |E|) = \frac{380 \cdot (300/T)^{2,7}}{[1 + 3,17 \times 10^{-17} (N_D + N_A)]^{0,266} (1 + |E|/1,95 \times 10^4)}$$

[см²/В·с],

$$\mu_n(T, N_D + N_A, |E|) = \frac{\mu_0(T, N_D + N_A) + V_n |E|^3 / E_0^4}{1 + (|E|/E_0)^4}$$

где низкополевое значение подвижности, скорость насыщения электронов и критическое значение напряженности электрического рассчитывалось по следующим соотношениям:

$$\mu_0(T, N_D + N_A) = \frac{7200 \cdot (300/T)^{2,3}}{[1 + 5,51 \times 10^{-17} (N_D + N_A)]^{0,233}}$$

[см²/В·с],

$$V_n = (1,28 - 0,0015T) \times 10^7, \quad [\text{см/с}],$$

$$E_0 = (5,4 - T/215) \quad [\text{кВ/см}].$$

Подвижность электронов μ_n в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ рассчитана по средним взвешенным значениям подвижностей в Γ и X долинах. Подвижность дырок μ_p в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ рассчитана в приближении времен релаксации и линейной аппроксимации [7]:

$$\mu_p(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}) = \mu_p(\text{Ga}_x\text{As}) [m_{p,\text{GaAs}}^* / m_{p,\text{AlGaAs}}^*] [\tau_{p,\text{AlGaAs}} / \tau_{p,\text{GaAs}}].$$

Вклады в процентах разности энергетических зазоров в разрывы зоны проводимости и валентной зоны между AlGaAs и GaAs предполагаются как 65% и 35% для GaAs и AlGaAs .

При моделировании тепловых процессов в СГБТ необходимо учитывать механизмы рекомбинации электронов и дырок как через ловушки (рекомбинация по Шокли-Риду-Холлу), так и механизмы Оже-рекомбинации-генерации, характерные для высоких уровней легирования полупроводника.

В работе [11] в предположении близости уровней энергии ловушек с уровнями Ферми получено выражение для скорости рекомбинации по Шокли-Риду-Холлу следующего вида:

$$R_{\text{ШРХ}} = \frac{np - n_{ie}^2}{\tau_n(n + n_{ie}) + \tau_p(p + n_{ie})},$$

где $\tau_n = 1/S_n v_n N_l$, $\tau_p = 1/S_p v_p N_l$, а S_l и N_l - соответственно эффективное сечение захвата на ловушках и их концентрация, v_n и v_p - средние скорости неосновных

носителей относительно центров рекомбинации.

Учет высоких уровней легирования слоев в современных ГСБТ связан с механизмами рекомбинации зона-зона - Оже-рекомбинацией. Скорости Оже-рекомбинации для электронов и дырок соответственно связаны со следующими формулами:

$$R_n^{\text{Оже}} = \theta_n n^2 p \quad \text{и}$$

$$R_p^{\text{Оже}} = \theta_p n p^2.$$

Выражение для интегральной скорости рекомбинации для рассмотренных механизмов запишется в виде:

$$R^{\text{ШРХ}} = (np - n_{ie}^2) \{ \theta_n n + \theta_p p + 1 / [\tau_p (p + n_{ie}) + \tau_n (n + n_{ie})] \},$$

где θ_n и θ_p - коэффициенты Оже-рекомбинации.

Механизмы рекомбинации носителей заряда по Шокли-Риду-Холлу и Оже-рекомбинации с временем жизни носителей до 1×10^{-9} с могут считаться температурно независимыми.

Модель переноса тепла

Как показано в работе [10] выражение для плотности потока энергии может быть записано как

$$\vec{J}_E = \left\{ - \left[\alpha_n kT + E_c \right] \frac{\vec{J}_n}{q} - c_n \Delta T \right\} + \left\{ \left[\alpha_p kT - E_v \right] \frac{\vec{J}_p}{q} - c_p \Delta T \right\} \quad (7)$$

где коэффициенты c_n и c_p идентифицируются как коэффициенты теплопроводности соответственно для электронов и дырок.

Правые части уравнений (4) и (7) могут быть получены из экспериментального представления о том, что полная мощность, рассеиваемая полупроводниковой структурой, эквивалентна джоулеву нагреванию [11]:

$$P = - \int_S (\varphi_n J_n + \varphi_p J_p) dS,$$

где φ_n , φ_p - квазипотенциалы Ферми электронов и дырок, S - полная поверхность структуры.

При этом принято допущение о том, что все электроны и дырки суммарно вносят вклад в полную мощность рассеивания в структуре. Преобразуя в соответствии с теоремой Грина интеграл по поверхности в интеграл по объему

$$P = - \int_V (\varphi_n \operatorname{div} \vec{J}_n + \operatorname{grad} \varphi_n \vec{J}_n + \operatorname{div} \vec{J}_p + \operatorname{grad} \varphi_p \vec{J}_p) dV$$

и учитывая, что выражение под знаком интеграла соответствует термогенерации (саморазогреву) в единице объема, последнее выражение запишем как:

$$P = - \vec{J}_n \operatorname{grad} \varphi_n - \vec{J}_p \operatorname{grad} \varphi_p + qR(\varphi_p - \varphi_n) \quad (8)$$

При совместном решении системы уравнений (1)-(6) и (9) предполагается отсутствие излучения тепла и конвективных потоков, а также независимость квази уровней Ферми для электронов и дырок от температуры. Эти допущения позволяют рассматривать полупроводник, включая подсистемы свободных носителей заряда и решетку, как термодинамическую систему.

Для анализа эффекта разогрева возможен также подход, основанный на следующем алгоритме. На первом этапе решаются диффузионно-дрейфовые уравнения структуры транзистора и уравнение Пуассона при комнатной температуре решетки. В случае допущения о справедливости статистики Максвелла-Больцмана для моделирования токопереноса решается уравнение (1), а также уравнения непрерывности для электронов и дырок:

$$\operatorname{div}[\mu_n(\nabla n - n\nabla \ln n_{ie} - n\nabla(\varphi + \psi))] = R(p, n) \quad (9)$$

$$\operatorname{div}[\mu_p(\nabla p - p\nabla \ln n_{ie} - p\nabla(\varphi + \psi))] = R(p, n) \quad (10)$$

В уравнениях (9)-(10) величины n_{ie} и ψ описывают эффекты сильного легирования, где

$$n_{ie} = n_i^2 \exp\left(\frac{q\Omega_n + q\Omega_p}{2kT}\right) = n_i^2 \exp\left(\frac{\Delta E_g}{2kT}\right)$$

а n_i рассчитывается по формуле для собственной концентрации носителей заряда:

$$n_i = (N_c N_v)^{1/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right).$$

Далее по результатам моделирования из уравнения (8) рассчитывается мощность. По выделяемой мощности в соответствии с методикой [12] рассчитывается температура активной области транзистора. Так как процессы тепловыделения связаны с областью протекания тока через транзистор, это, как правило, приповерхностные высоколегированные слои. Для ГСБТ такой областью является область коллектора. Рассчитанное таким образом значение температуры задается как граничное условие Дирихле при моделировании тепловых полей в структуре транзистора при решении уравнения теплопроводности [13] для получения функции $T(x, y)$. На заключительном шаге осуществляется повторный пересчет распределений физических величин по уравнениям (1), (9), (10), в которых температура кристаллической решетки задается неравновесной функцией $T(x, y)$, что

позволяет учесть разогревные эффекты посредством температурной зависимостей коэффициентов диффузии и подвижностей для электронов и дырок.

Для интегрального учета разогрева по известной функции $T(x, y)$ путем усреднения можно рассчитать эквивалентное тепловое сопротивление R_t [7]:

$$-c(T)\Delta T \cdot \vec{n} = \frac{(T - T_0)}{R_t}$$

где n - единичный вектор, нормальный к внешней поверхности, T_0 – равновесная температура. Тепловое сопротивление рассчитывается с учетом распределения температурных полей в подложке транзистора и процедуры усреднения:

$$T_{cp} = \frac{\int T(x, y) dx dy}{l_x l_y},$$

$$R_t = \frac{T_{cp} - T_0}{Q}, \quad \text{где} \quad Q = \frac{\int \vec{I}_E \cdot \vec{n} \cdot da}{l_x l_y},$$

а l_x, l_y - размеры моделируемой области.

На рис. 2 представлен пример расчета тепловых полей для

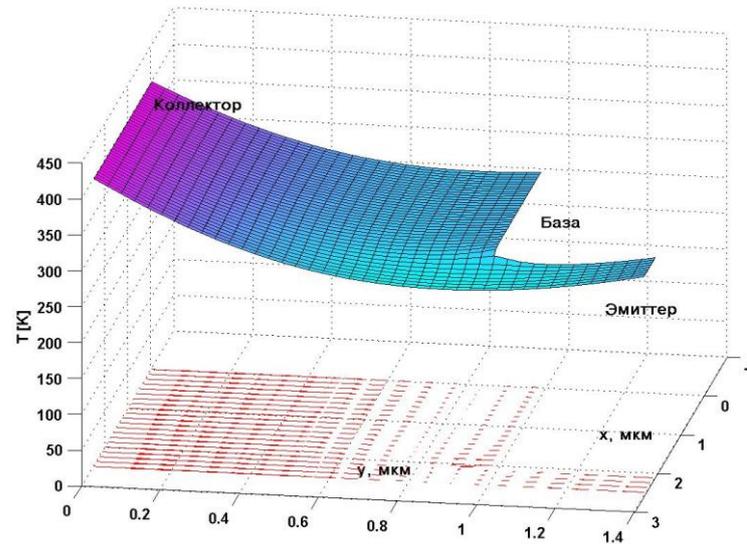


Рис. 2 Распределение тепловых полей в структуре ГСБТ (в проекции)

на горизонтальной плоскости приведено поле градиентов температуры)

топологической структуры ГСБТ (рис. 1), полученных в результате решения уравнения теплопроводности [13] при заданной температуре на электроде коллектора в соответствии со вторым вариантом учета процессов разогрева.

Выводы

Предложена методика моделирования процессов самогрева в субмикронных гетеробиполярных структурах, основанная на анализе уравнений гидродинамической модели транзистора в диффузионно-дрейфовом приближении и уравнений для переноса тепла. Показано, что области с большими градиентами температур локализуются у контакта коллектора и в межэлектродном промежутке база-эмиттер у границы гетероперехода. Результаты двумерного моделирования позволяют рассчитать тепловое сопротивление путем усреднения тепловых характеристик и учесть влияние разогревных эффектов на параметры многосекционных мощных транзисторных структур. Предложенные алгоритмы учета эффекта саморазогрева, отличающиеся уровнем строгости и вычислительными затратами, могут использоваться для анализа широкого спектра полевых структур, включая планарные субмикронные структуры, например, транзисторы с барьером Шотки и гетеротранзисторы (транзисторы с высокой подвижностью электронов).

Список литературы

1. Bester Y., Scott D., Mensa D., Jaganathan S., Mathew T., Rodwell M. InAlAs/InGaAs HBTs with Simultaneously High Values of F_t and F_{max} for Mixed Analog/Digital Applications // IEEE Electron Device Letters. – 2001. – Vol.22, №2. – P.56–58.
2. Adlerstein M.G., Zaitlin M.P. Thermal resistance measurements for AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors // IEEE Transactions on Electron Devices. – 1991. – Vol.38, №6. – P. 1553-1554.
3. Waldrop J.R., Wang K.C., Asbeck P.M. Determination of junction temperature in AlGaAs/GaAs heterojunction bipolar transistors by electrical measurements // IEEE Transactions on Electron Devices. – 1992. – Vol.39, №6. – P.1248-1250.
4. Cheney M.E., Fitch R.C., Robinson G.D., Huang C.I., Neidhard R.A. Electrical and thermal characteristics of heterojunction bipolar transistors fabricated on peeled film epitaxial layers. // Proc. Conf. On Advanced Concepts in High Speed Semiconductor Devices and Circuits. – 1991. – P.334-337.
5. Gao G-B, Wang M-Z, Gui X., MorkocH. Thermal design studies of high-power heterojunction bipolar transistors // IEEE Transactions on Electron Devices. – 1989. – Vol.36, №5. – P.854-863.
6. Marshak A.H. Transport equations for highly doped devices and heterostructure // Solid-State Electronics. – 1987. – Vol.30, №6. – P.1089-1093.
7. Liou L.L., Ebel J., Huang C. Thermal Effects on the Characteristics of AlGaAs/GaAs Heterojunction Bipolar Transistors Using Two-Dimensional Numerical Simulation. // IEEE Transactions on Electron Devices. – 1993. – Vol.40, №1. – P.35-43.
8. Польский Б.С. Численное моделирование полупроводниковых приборов. - Рига: Зинатне, 1986. - 168 с.
9. Прохоров Э.Д., Белецкий Н.И. Полупроводниковые материалы для приборов с междолинным переносом электронов. - Харьков: Вища школа. Изд-во при Харьк. ун-те, 1982. - 144 с.
10. Wachutka G.K. Rigorous thermodynamic treatment of heat generation and conduction in semiconductor device modeling. // IEEE Transactions Computer-Aided Design. – 1990. – Vol. 9, №5. – P.1141-1149.
11. Бубенников А.Н. Моделирование интегральных микротехнологий,

приборов и схем. – М.: Высшая школа, 1989.-320 с.

12. Прокопов В.Г., Тариелашвили Г.Т., Шеренковский Ю.В., Юрчук В.А. Моделирование мощных полевых транзисторов. ч.1.Тепловой режим. // Труды Междунар. конф. «Проблемы физической и биомедицинской электроники», Киев.-1995, с.240-244.

13. Семеновская Е.В, Тимофеев В.И. Моделирование теплового режима в субмикронных транзисторах с гетероселективным легированием // Электроника и связь.-2001, №13.-С.32-36.