

УДК 621.382.323

В.И. Тимофеев, канд. техн. наук

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТОКОПРЕНОСА В
ГЕТЕРОБИПОЛЯРНЫХ СУБМИКРОННЫХ ТРАНЗИСТОРАХ

Аннотация

В работе рассмотрены вопросы физико-топологического моделирования субмикронных гетеробиполярных транзисторов. Предложены модели и алгоритмы моделирования, позволяющие учесть присущие таким структурам разогрев носителей заряда в сильном электрическом поле и эффекты сильного легирования и рассчитать распределения физических величин в структуре в двумерном приближении.

The paper is devoted to the modelling of submicron heterobipolar transistors. Offered models and algorithms allow to take into account inherent in such structures warming up of carriers of charge in strong electric field and strong doping effects and to calculate distributions of physical characteristics in two-dimensional approximation.

Введение

Благодаря новым возможностям технологии, применению новых полупроводниковых материалов и оптимизации топологии субмикронные гетеробиполярные транзисторы (СГБТ) достигают предельных частот усиления более 200 ГГц [1] и используются в широком спектре устройств миллиметрового диапазона. Особенности моделирования таких структур связаны как с разогревом носителей заряда сильным электрическим полем и изменением их подвижности, так и существенно нелинейными зависимостями распределений физических величин в активной области транзистора, характеризующихся большими градиентами. Целью данной работы является разработка математических моделей и вычислительных процедур для двумерного анализа физических характеристик СГБТ.

**Моделирование процессов дрейфа и диффузии в
гетеробиполярных транзисторах**

Детальное моделирование процессов дрейфа и диффузии может быть основано на двумерной модели активной области транзистора в

гидродинамическом приближении. Такие модели способны учесть основные эффекты биполярных субмикронных структур: разогрев электронов и дырок сильным электрическим полем и связанное с ним изменение подвижностей, процессы рекомбинации, эффекты сильного легирования – изменение ширины запрещенной зоны и вырождения полупроводников.

Рассмотрим вертикальную структуру СГБТ на основе AlGaAs-GaAs, показанную на рис.1. В моделируемой структуре транзистора 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

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

и уравнениями непрерывности тока для электронов и дырок.

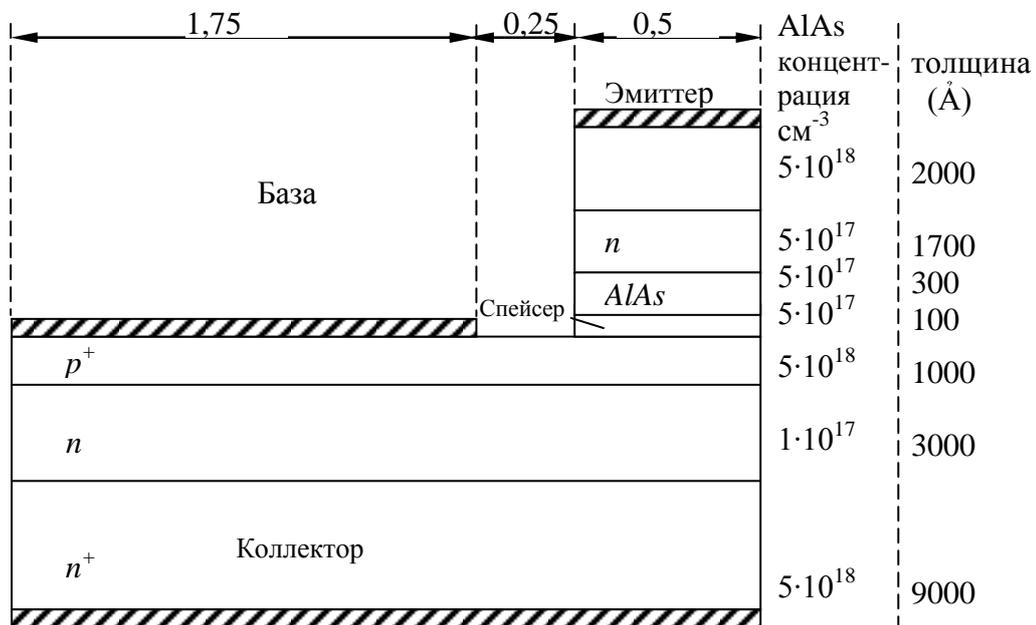


Рис. 1 Структура субмикронного гетеробиполярного транзистора (AlGaAs/GaAs)

Если для носителей заряда справедлива статистика Максвелла-Больцмана, то эффекты сильного легирования можно учесть

дополнительными слагаемыми в системе диффузионно-дрейфовых уравнений, аналогичных системе [2,3]:

$$\operatorname{div}[\mu_n(\nabla n - n\nabla \ln n_{ie} - n\nabla(\varphi + \psi))] = R(p, n) \quad , \quad (2)$$

$$\operatorname{div}[\mu_p(\nabla p - p\nabla \ln n_{ie} - p\nabla(\varphi + \psi))] = R(p, n) \quad . \quad (3)$$

Данная система с учетом уравнения Пуассона, аналогичного уравнению (1), является полной. Здесь φ - электрический потенциал, q - заряд электрона, n, p - концентрации электронов и дырок, $\varepsilon\varepsilon_0$ - диэлектрическая проницаемость, N_D, N_A - концентрации донорной и акцепторной примесей, μ_n, μ_p - подвижности электронов и дырок, соответственно, R - скорость рекомбинации носителей заряда. В уравнениях (2)-(3) величины n_{ie} и ψ описывают эффекты сильного легирования. Вводя собственную концентрацию носителей заряда:

$$n_i = (N_C N_V)^{1/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right),$$

может быть получено [2] выражение для некоторой эффективной собственной концентрации носителей заряда:

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

В последней формуле величина $q\Omega_n$ трактуется как сужение ширины запрещенной зоны со стороны зоны проводимости, а величина $q\Omega_p$ - как сужение ширины запрещенной зоны со стороны валентной зоны. Тогда величина $\Delta E_g = q\Omega_n + q\Omega_p$ является полным сужением ширины запрещенной зоны. Точное аналитическое определение величин $q\Omega_n$ и $q\Omega_p$ не представляется возможным. В дальнейшем эти величины для моделирования выбираются на основе экспериментальных данных. Параметр ψ характеризует величину сужения ширины запрещенной зоны со стороны зоны проводимости и валентной зоны и может быть определен как $\psi = q(\Omega_n - \Omega_p)/2$.

Модели подвижности

Зависимости подвижностей электронов и дырок от напряженности электрического поля, температуры и уровней легирования донорной и акцепторной примеси аппроксимируются следующими зависимостями [4]:

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

$$\mu_n(T, N_D + N_A, |E|) = \frac{\mu_0(T, N_D + N_A) + V_H |E|^3 / E_0^4}{1 + (|E|/E_0)^4} \quad [\text{см}^2/\text{Вс}],$$

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

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

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

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

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:

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

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 .

Алгоритмы и результаты моделирования СГБТ

Решение приведенных уравнений в двумерной области со сложной функцией в правой части, задающей распределение плотности заряда, как правило, связано с применением численных методов с заданным шагом дискретизации и неоднородными граничными условиями.

Процедура дискретизации и представление уравнений в конечно-разностном виде позволяет свести дифференциальные уравнения в частных производных к системе алгебраических уравнений. Для моделируемой области со сложной конфигурацией может использоваться метод конечных элементов [5,6]. При триангуляции используется адаптивная процедура уменьшения шага сетки до достижения заданной

точности. Особенно это актуально в областях с большими градиентами моделируемых функций и в приграничных областях. При этом сравниваются потенциалы в соседних точках в области с наибольшим значением градиента потенциала.

Решение систем нелинейных аппроксимационных уравнений связано с различными модификациями метода Ньютона. В случае локальных физико-топологических моделей, включающих уравнение Пуассона и уравнение непрерывности тока, каждое из этих уравнений решается отдельно при заданных граничных условиях и выбранном шаге дискретизации, аналогично алгоритмам работы [7].

После получения решения с заданной точностью для потенциалов (уравнение Пуассона) и концентраций n и p (уравнения непрерывности для электронов и дырок) совместно решается система уравнений с расчетом на каждом шаге коэффициентов диффузии и подвижностей носителей заряда по соответствующим аппроксимациям. Алгоритм решения системы уравнений Пуассона и уравнения непрерывности с учетом аппроксимаций и уравнения для напряженности электрического поля $\varepsilon = -\text{grad}(\varphi)$ представляет собой несколько вложенных циклов. Каждое из этих уравнений, в свою очередь, является системой конечно-элементных уравнений большой размерности. Разреженные матрицы систем обладают диагональным преобладанием и имеют ленточную структуру. Для решения систем уравнений используется метод прогонки в сочетании с итерационным многошаговым методом Ньютона.

Алгоритм решения системы уравнений локальной физико-топологической модели может быть представлен следующими этапами.

Шаг 1. Триангуляция моделируемой области с заданным шагом и расчет профилей легирующей примеси.

Шаг 2. Решение уравнения Пуассона для равновесного распределения концентрации носителей (на первой итерации).

Шаг 3. Расчет распределения напряженности электрического поля в структуре $E(x,y)$ и подвижностей носителей по аппроксимационным зависимостям при заданных значениях концентрации и профилей легирующей примеси.

Шаг 4. Решение уравнений непрерывности тока с заданной точностью и определение распределений концентрации подвижных носителей $n(x,y)$ и $p(x,y)$.

Шаг 5. Совместное решение системы уравнений, состоящей из уравнений Пуассона и непрерывности.

Шаг 6. Расчет токов на электродах и проверка выполнения закона Кирхгофа для токов, оценка погрешности вычислений. Если заданная точность не достигнута осуществляется дробление шага дискретизации триангулярной сетки и переход на шаг 1.

Граничные условия для решения уравнения Пуассона задавались как условия Дирихле на электродах (при электрических смещениях на эмиттере, базе и коллекторе, соответственно, 0.0, 1.0 и 5.0 В) и однородные условия Неймана на свободных и боковых границах. Для уравнений непрерывности для электронов и дырок граничные условия на электродах (на границе металл-полупроводник) задавались исходя из эффективного значения собственной концентрации носителей заряда n_{ie} и условий: $n_0 p_0 = n_{ie}^2$ и $n_0 - p_0 - N_D + N_A = 0$. Тогда $p_0 = n_{ie}^2 / n_0$, а

$$n_0 = \frac{N_D - N_A}{2} + \left[\frac{(N_D - N_A)^2}{4} + n_{ie}^2 \right]^{1/2}.$$

Токи транзистора рассчитываются как нормальные составляющие токов к контактам соответственно коллектора, базы и эмиттера по известным двумерным распределениям концентрации электронов и дырок, напряженности электрического поля и подвижностям в результате решения исходной системы уравнений при достижении заданной точности в узлах сетки.

В структуре транзистора использовались некомпенсированные полупроводники с распределением легирующей примеси как показано на рис. 2 и 3. Эмиттерный гетеропереход моделировался как скачок потенциала высотой около 0.4 эВ без учета квантования энергетических уровней.

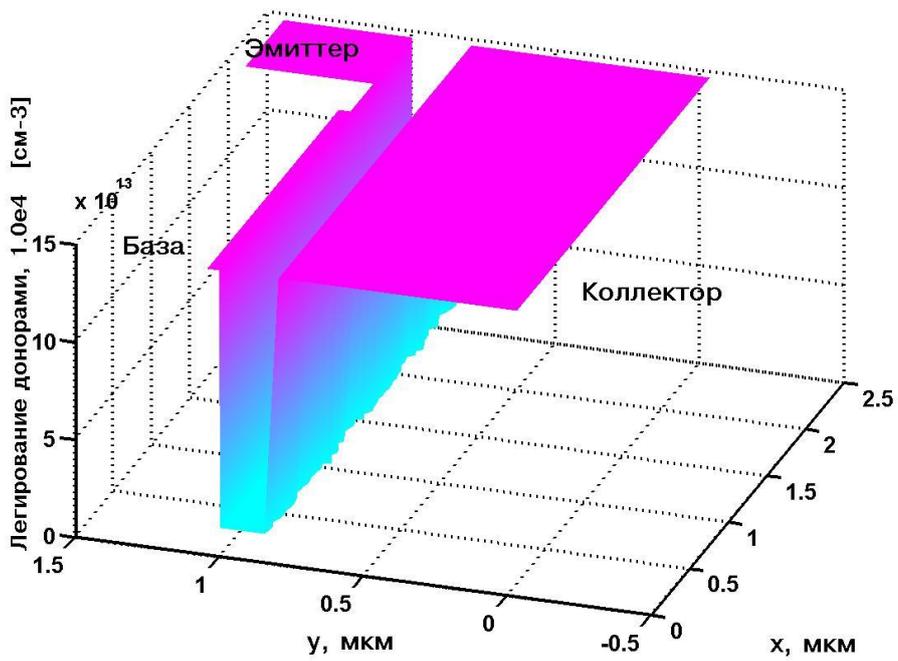


Рис. 2 Профиль легирования донорами

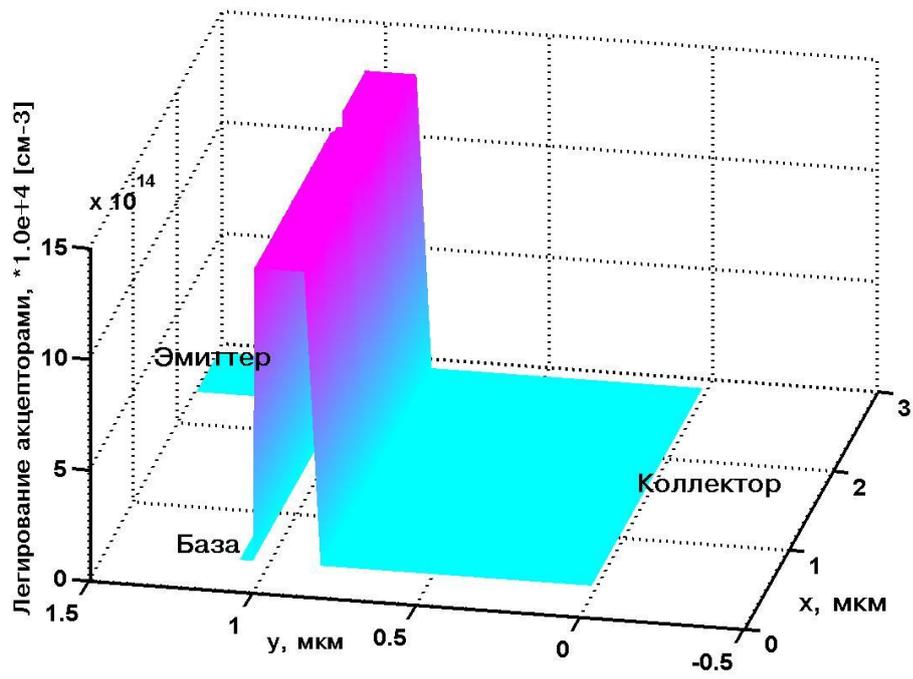


Рис. 3 Профиль легирования акцепторами

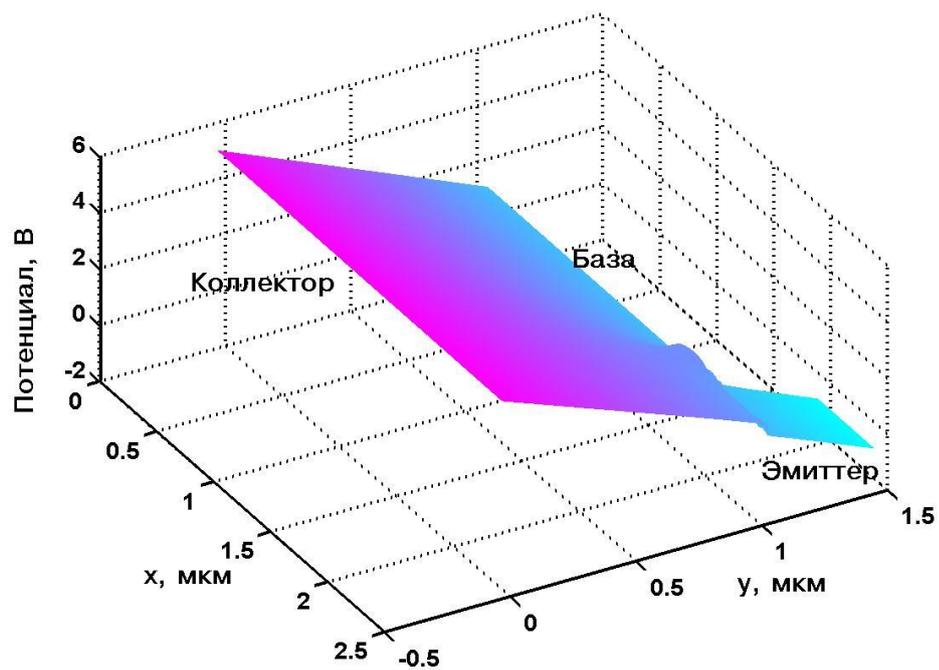


Рис. 4 Потенциал в структуре транзистора

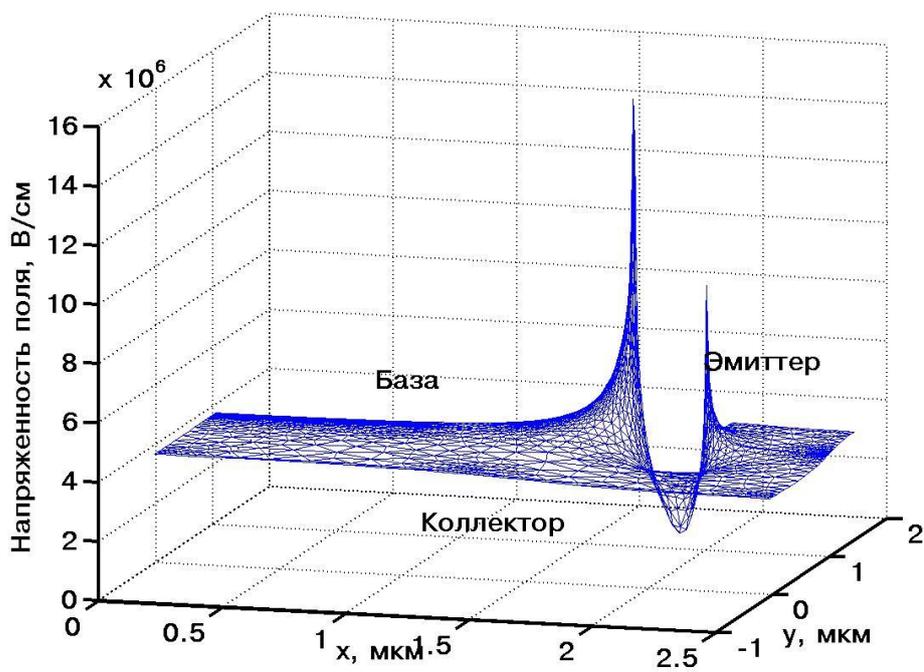


Рис. 5 Распределение напряженности электрического поля

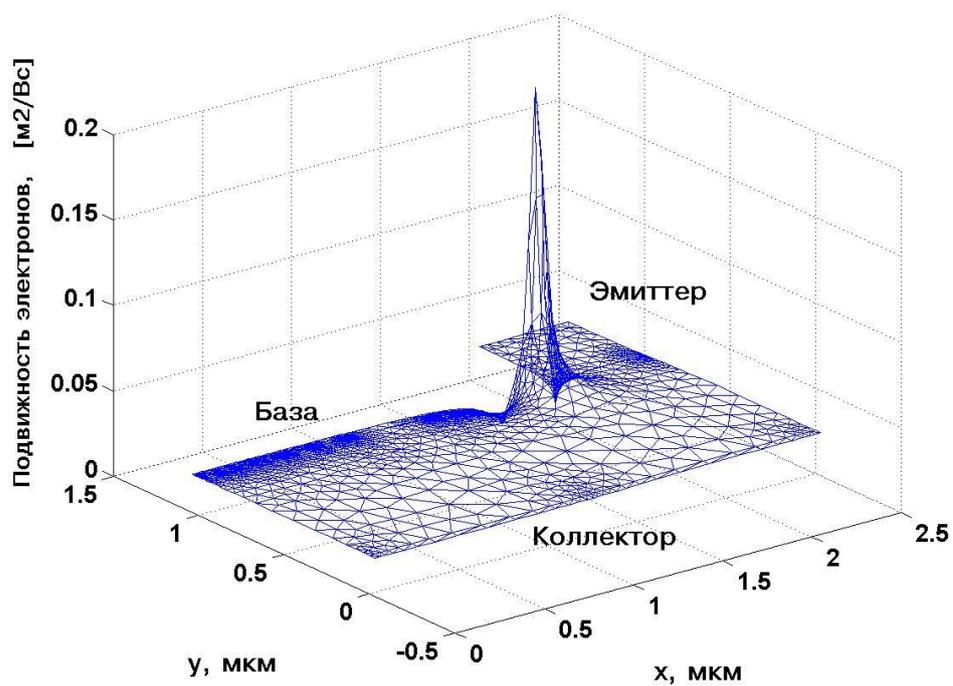


Рис. 6 Подвижность электронов в структуре транзистора

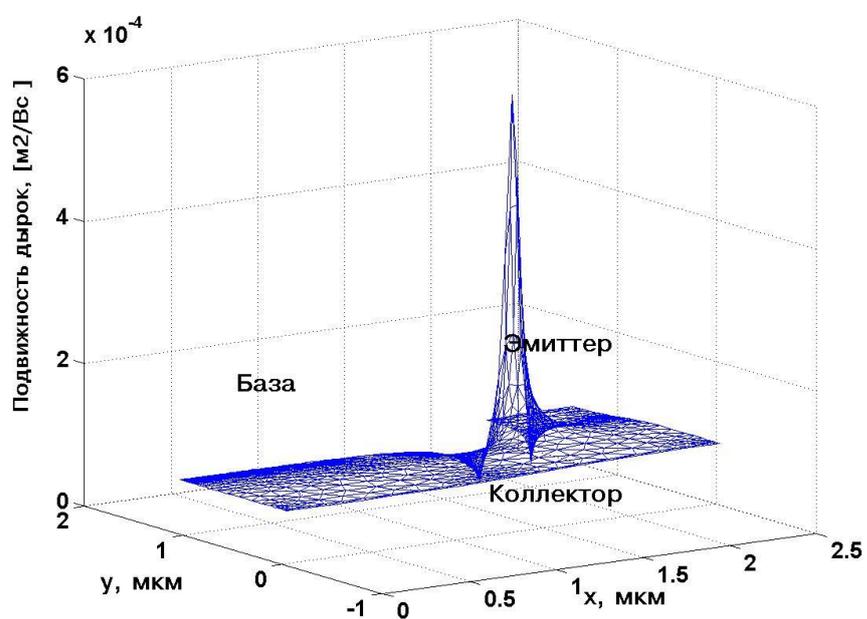


Рис. 7 Подвижность дырок в структуре транзистора

Анализ результатов моделирования (рис. 4-7) показывает, что область сильного поля в СГБТ локализуется в межэлектродном

промежутке база-коллектор и примыкает к области базы и $p-n$ перехода база-коллектор, а также вблизи эмиттерного гетероперехода. Подвижности электронов и дырок максимальны в межэлектродном промежутке эмиттер-база, что соответствует их низкополевым значениям вблизи «пороговых» значений напряженности электрического поля и почти не изменяются в сильных полях, что соответствует разогреву и междолинным переходам электронов и появлению горячих дырок. Особенности структуры и малые размеры активной области транзистора приводят к относительно высоким значениям напряженности электрического поля в области коллекторного перехода и коллектора (более $4 \cdot 10^7$ В/см), что связано с рассеиванием большой мощности и с необходимостью оптимального выбора толщины области коллектора.

Выводы

Предложены модели и алгоритмы моделирования субмикронных гетеробиполярных транзисторов, позволяющие учесть присущие таким структурам эффекты и рассчитать распределения физических величин в двумерном приближении. Показано, что область сильного поля и разогрев электронов и дырок в вертикальной структуре транзистора связаны с областью коллекторного перехода, а также областью базы со стороны гетероперехода. Для учета нестационарных эффектов для электронов и дырок предложенная модель может быть дополнена релаксационными уравнениями, полученными в работе [8]. Результаты моделирования могут использоваться для анализа физических характеристик СГБТ и оптимизации его структуры, а также для аппроксимации характеристик и параметров для схемотехнических расчетов.

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. Б.С.Польский. Численное моделирование полупроводниковых приборов. Рига: Зинатне, 1986.-168 с.

3. Бубенников А.Н. Моделирование интегральных микротехнологий, приборов и схем. – М.: Высшая школа, 1989.-320 с.

4. 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.

5. Зенкевич О., Морган К. Конечные элементы и аппроксимация: Пер. с англ. – М.: Мир, 1986.- 318 с.

6. Гавурин М.К. Лекции по методам вычислений. Изд-во «Наука», М., 1971. 190 с.

7. Тимофеев В.И. Двумерное численное моделирование субмикронных полевых структур // «Электроника и связь». – 2004, №22-С.137-140.

8. Москалюк В.А., Иващук А.В, Тимофеев В.И. Расчет релаксационных параметров GaAs в сильных полях. // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.-2003, №3-С.61-64.