

УДК 530.182:621.385.6

**МОДЕЛЬ И ПРОГРАММНЫЙ ПАКЕТ
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ И ОПТИМИЗАЦИИ ХАРАКТЕРИСТИК ГЕНЕРАЦИИ
ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ**

© 2016 г. *В.В. Макаров, А.О. Сельский, В.А. Максименко, А.А. Короновский,
О.И. Москаленко, А.Е. Храмов*

Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина
hramovae@gmail.com

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (№ 931 и 3.23.2014/К), Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 15-02-00624 и 15-32-20299), гранта Президента РФ для молодых российских ученых – кандидатов наук (МК-5426.2015.2).

Разработан и реализован программный пакет для моделирования пространственно-временной динамики заряда в полупроводниковой наноструктуре (сверхрешетке), находящейся под воздействием внешнего наклонного магнитного поля. Подробно изложены аналитическая и численная модели, положенные в основу программного пакета. Описана структура прикладного программного пакета. Показано, что разработанный программный пакет может быть успешно использован для исследования динамики полупроводниковых сверхрешеток, в том числе для улучшения характеристик генерации наноструктуры в устройствах суб-ТГц и ТГц диапазона.

Ключевые слова: полупроводниковая сверхрешетка, программный пакет, численная модель.

**MODEL AND PROGRAM PACKAGE FOR STUDY AND OPTIMIZATION
OF GENERATION CHARACTERISTICS
OF SEMICONDUCTOR SUPERLATTICE**

*V.V. Makarov, A.O. Selskii, V.A. Maksimenko, A.A. Koronovskii,
O.I. Moskalenko, A.E. Hramov*

Saratov State Technical University
Saratov State University

hramovae@gmail.com

The program package for the simulation of the dynamics of semiconductor superlattice under influence of external magnetic field has been developed. The analytical and numerical model on which the program package is based are described in detail in the paper. The approbation of the developed package shows, that it can be effectively used to study the dynamics of semiconductor superlattices, including the optimization of generation characteristics of sub-THz/THz devices.

Key words: semiconductor superlattice, program package, numerical model.

1. Введение

Освоение терагерцового (ТГц) диапазона частот является одним из новых и бурно развивающихся направлений современной радиофизики, электроники и фотоники. Значительная актуальность и интерес к продвижению устройств полупроводниковой электроники сверхвысокочастотного (СВЧ) диапазона в более высокочастотную область обусловлены тем, что в настоящее время ТГц диапазон (особенно интервал 0.3–3 ТГц) является одним из наименее освоенных в электронике и квантовой радиофизике [1, 2]. Будучи за пределами режимов работы традиционных СВЧ и оптических устройств, он принадлежит к так называемому “терагерцовому провалу” (terahertz gap) [3]. В настоящее время ТГц технологии играют все более важную роль в связи с развитием спектроскопии ТГц диапазона, устройств высокоскоростной беспроводной передачи информации, систем радиовидения и безопасности и т.д. [2, 4–6].

Одним из перспективных полупроводниковых устройств нанoeлектроники, способных генерировать суб-ТГц и ТГц излучение в широком диапазоне рабочих температур (в том числе и при комнатной), является полупроводниковая сверхрешетка (СР), представляющая собой структуру, состоящую из чередующихся слоев нескольких (обычно двух) полупроводниковых материалов с различной шириной запрещенной зоны [7–9]. При приложении электрического поля в такой периодической наноструктуре наблюдается формирование движущихся доменов заряда, частота прохождения которых варьируется в диапазоне от десятков до сотен ГГц в зависимости от физических параметров структуры и ряда внешних факторов (параметры контактов, приложенное магнитное поле и т.д.) [10, 11]. Последнее делает возможным использование СР в режиме доменного транспорта в генераторах и усилителях суб-ТГц и ТГц диапазона [12, 13].

Поскольку полупроводниковая СР представляет собой нелинейную активную среду, в которой могут реализовываться различные колебательные режимы, зависящие от большого числа управляющих параметров, то для проведения детального исследования и оптимизации характеристик полупроводниковой сверхрешетки необходимо прибегать к численному моделированию и экспериментальным исследованиям. Однако, в силу сложности и дороговизны процесса выращивания экспериментальных образцов наноструктур, большой интерес представляет численное моделирование динамики пространственного заряда в полупроводниковой СР и прогнозирование характеристик генерации и усиления сигналов в зависимости от физических параметров наноструктуры (например, ширина минизоны), а также внешних факторов (температура, сопротивление контактов, внешняя колебательная система и т.д.). Особое значение с практической точки зрения имеет вопрос моделирования транспорта заряда в исследуемой наноструктуре под влиянием внешнего наклонного магнитного поля [14], которое может существенно влиять на ее поведение, увеличивая частоту и мощность генерируемых колебаний [15, 16].

Таким образом, создание программного пакета, направленного на численное моделирование пространственно-временной динамики заряда в полупроводниковой СР, к которой приложены внешние электрическое и наклонное магнитное поля, представляется актуальной задачей. Наиболее универсальным подходом к моделированию транспорта заряда в полупроводниковой СР является использование так называемого полуклассического подхода [17, 18], основанного на предположении, что межминизонным туннелированием (туннелированием Ландау-Зинера) можно пренебречь и, как следствие, рассматривать транспорт электронов только в первой минизоне. Такой подход может быть

реализован с помощью самосогласованной модели, состоящей из уравнений непрерывности и Пуассона, где зависимость дрейфовой скорости носителей заряда рассчитывается на основании подхода, предложенного Есаки и Теу [8, 19, 20]. Такая математическая модель не требует значительных затрат вычислительных мощностей и одновременно дает хорошее согласие с результатами экспериментального изучения СР. Именно эта математическая модель и положена в основу программного пакета, описанного в настоящей статье.

2. Математическая модель

2.1. Исследуемая модель полупроводниковой сверхрешетки. Исследуемая модель полупроводниковой СР представлена на рис. 1а. Рассматривается СР, имеющая длину L и площадь поперечного сечения A , состоящая из чередующихся слоев двух полупроводниковых материалов с разной шириной запрещенной зоны (в качестве примера показаны GaAs и AlGaAs). В такой структуре потенциал для электрона может быть описан периодической одномерной моделью прямоугольных ям и барьеров (модель Кронига-Пенни) (рис. 1б). При этом волновые функции электронов в двух соседних ямах перекрываются, и система уровней энергии атомов преобразуется в систему энергетических минизон (ширина которых зависит от толщины барьера), в пределах которых электроны могут свободно туннелировать и перемещаться в перпендикулярном к слоям направлении [17]. Для простоты восприятия на рис. 1б представлена только первая минизона, Δ , в пределах которой будет рассматриваться электронный транспорт. Ограничимся случаем, когда ширина минизоны составляет более 10 миллиэлектронвольт, вследствие чего транспорт электронов в наноструктуре будет осуществляться в основном за счет минизонного туннелирования (сильносвязанная СР) [18]. Оси координат иллюстрируют ориентацию вектора магнитной индукции \mathbf{B} , лежащего в плоскости x - z и наклоненного на угол θ по отношению к оси x . Вектор напряженности электрического поля \mathbf{F} направлен в противоположном направлении координатной оси x . На контакты сверхрешетки подано постоянное напряжение V . При превышении напряжением V порогового значения, совпадающего с моментом начала блоховских колебаний, в наноструктуре образуются домены высокой концентрации заряда, движущиеся от эмиттера к коллектору сверхрешетки.

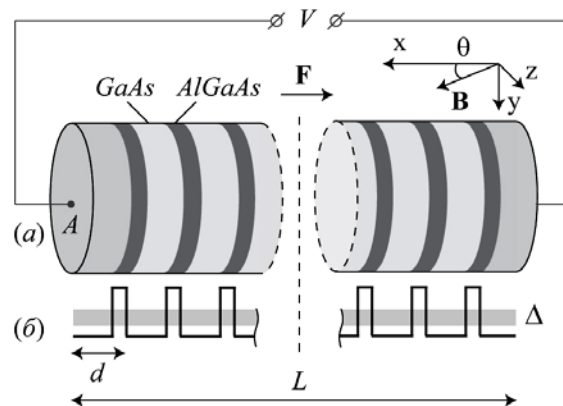


Рис.1. Слои полупроводниковой сверхрешетки (а) и схематичное изображение зонной структуры (б).

2.2. Математическая модель, описывающая транспорт заряда в полупроводниковой сверхрешетке. Для моделирования динамики заряда в наноструктуре воспользуемся самосогласованной системой уравнений непрерывности и уравнением Пуассона. Обозначим концентрацию электронов как $n(x,t)$, где x – продольная координата в сверхрешетке, t – время, а значение напряженности электрического поля – как $F(x,t)$. Тогда эволюция плотности заряда описывается уравнением непрерывности в виде

$$e \frac{\partial n}{\partial t} = - \frac{\partial J}{\partial x}, \quad (1)$$

где $J(x,t)$ – плотность тока, протекающего через поперечное сечение сверхрешетки, $e > 0$ – заряд электрона. В рамках дрейфового приближения плотность тока $J(x,t)$ может быть найдена с помощью формулы

$$J = en(x,t)v_d(F(x,t)), \quad (2)$$

где $v_d(x,t)$ описывает дрейфовую скорость электрона для значения напряженности электрического поля $F(x,t)$ [19]. Важно отметить, что хотя внешнее наклонное магнитное поле B явным образом не входит в уравнения, описывающие динамику доменов заряда, оно оказывает существенное влияние на характер зависимости дрейфовой скорости от напряженности электрического поля $v_d(F)$ и, как следствие, на динамические режимы в полупроводниковой сверхрешетке [18–20]. Тогда как при наличии магнитного поля аналитически найти зависимость дрейфовой скорости от напряженности электрического поля не удается [21], в случае $B = 0$ Тл зависимость дрейфовой скорости $v_d(F)$ допускает аналитическую форму записи [22]:

$$v_d = v_0 \frac{\tau \omega_B}{1 + \tau^2 \omega_B^2}, \quad (3)$$

где $\omega_B = eFd / \hbar$ — частота блоховских колебаний.

Одновременно с уравнением (1) самосогласованно решается уравнение Пуассона

$$\frac{\partial F}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon_0 \epsilon_r} (n_m - n_D), \quad (4)$$

в котором n_D описывает равновесную концентрацию электронов, определяемую уровнем легирования, а ϵ_0 и ϵ_r обозначают электрическую постоянную и относительную диэлектрическую проницаемость материала соответственно. Для корректного моделирования процессов в СР необходимо учесть процессы, происходящие на границах полупроводниковой наноструктуры, а именно, учесть влияние контактов. Если предположить омические контакты на эмиттере и коллекторе сверхрешетки, то плотность тока через эмиттер J_0 будет определяться проводимостью контакта σ $J(0,t) = \sigma F(0,t)$, а напряженность электрического поля $F(0,t)$ может быть найдена из уравнения Кирхгофа

$$V = U + \int_0^L F(x, t) dx, \quad (5)$$

где V – напряжение, приложенное к сверхрешетке, а U описывает падение напряжения на контактах [17]. Если A – площадь контакта, то, зная распределение плотности тока в сверхрешетке $J(x, t)$, можно вычислить силу тока, протекающего через СР

$$I(t) = A \int_0^L J(x, t) dx, \quad (6)$$

который можно легко измерить в физическом эксперименте.

2.3. Расчет дрейфовой скорости электронов во внешнем наклонном магнитном поле. Для нахождения дрейфовой скорости одного отдельно взятого электрона, находящегося под воздействием электрического и магнитного полей, воспользуемся конфигурацией, показанной на рис.1а. Для данной конфигурации предполагается, что основная ось решетки, вдоль которой нанесены слои полупроводниковых материалов, совпадает с осью координат x , а вектор магнитного поля $B = (B \cos \theta, 0, B \sin \theta)$ лежит в плоскости $x - z$ и составляет угол θ с осью x . Электрическое поле $F = (-F, 0, 0)$ приложено вдоль полупроводниковой сверхрешетки в направлении, противоположном оси x .

Потенциальная энергия внутри каждой потенциальной ямы имеет минимум, который обеспечивает локализацию электронов в первой энергетической минизоне и уменьшает вероятность межзонного туннелирования [23]. В рамках полуклассического подхода уравнение движения отдельного электрона внутри этой энергетической минизоны имеет вид $\dot{\mathbf{p}}(t) = -e[\mathbf{F} + (\nabla_{\mathbf{p}} E(\mathbf{p}(t)) \times \mathbf{B})]$, где $\mathbf{p}(t) = (p_x(t), p_y(t), p_z(t))$ – импульс электрона в момент времени t и $E(\mathbf{p})$ – дисперсионная характеристика электрона в нижней энергетической минизоне в рамках предположения сильносвязанной сверхрешетки [19] (ширина минизоны > 10 мэВ), имеющая вид

$$E = \frac{\Delta}{2} \left[1 - \cos \left(\frac{p_x d}{\hbar} \right) \right] + \frac{p_y^2 + p_z^2}{2m^*}. \quad (7)$$

В соотношении (7) Δ является шириной энергетической минизоны, d – период полупроводниковой сверхрешетки, m^* – эффективная масса электрона. Уравнение (7) может быть расписано в виде уравнений для компонентов импульса [19]

$$\dot{p}_x(t) = eF - \omega_{\perp} p_y(t), \quad (8)$$

$$\dot{p}_y(t) = \frac{d \Delta m^* \omega_{\perp}}{2\hbar} \sin \left(\frac{p_x(t) d}{\hbar} \right) - \omega_{\text{P}} p_z(t), \quad (9)$$

$$\dot{p}_z(t) = \omega_{\text{P}} p_y(t), \quad (10)$$

где $\omega_{\parallel} = eB \cos \theta / m^*$ и $\omega_{\perp} = eB \sin \theta / m^*$ – циклотронные частоты, соответствующие компонентам магнитного поля B_x и B_z . Скорость электрона в направлении оси x определяется соотношением

$$v_x(t) = \dot{x}(t) = v_0 \sin\left(\frac{p_x(t)d}{\hbar}\right), \quad (11)$$

принимающим максимальное значение $v_0 = \Delta d / (2\hbar)$. Для нахождения дрейфовой скорости v_d отдельного электрона с начальным импульсом $\mathbf{P}_0 = (p_{0x}, p_{0y}, p_{0z})$ используется подход, предложенный Л. Эсаки и Р. Тсу [8, 20]:

$$v_d(\mathbf{P}_0) = \frac{1}{\tau} \int_0^{\infty} v_x(t) \exp(-t/\tau) dt, \quad (12)$$

где τ – время рассеяния электронов, учитывающее как упругое, так и неупругое рассеяние [17].

Как уже отмечалось выше, важным фактором, позволяющим упростить моделирование процессов в полупроводниковой СР в рамках описанной модели, является рассмотрение транспорта электронов только в нижней минизоне СР в приближении сильной связи. При этом также дополнительно предполагается, что межзонным тунелированием Ландау-Зинера можно пренебречь и равновесная концентрация носителей (в отсутствие поля) одинакова для всех слоев СР. Следует отметить, что подобные приближения широко распространены при моделировании транспорта заряда в полупроводниковых наноструктурах и хорошо описывают экспериментальные результаты (см., например, [11, 24, 25]).

3. Самосогласованная численная модель сверхрешетки

На основе описанной в разделе 2 математической модели построена численная модель для исследования динамики полупроводниковой сверхрешетки, находящейся под воздействием внешнего магнитного поля.

При разработке численной модели необходимо привести все основные уравнения к безразмерному виду. В этом случае коллективная динамика носителей заряда в полупроводниковой сверхрешетке описывается с помощью самосогласованной системы дифференциальных уравнений, включающей безразмерное уравнение непрерывности, описывающее изменение концентрации электронов с течением времени, и безразмерное уравнение Пуассона, описывающее распределение электрического поля вдоль сверхрешетки:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\beta \frac{\partial J}{\partial x}, \quad (13)$$

$$\frac{\partial F}{\partial x} = v(n-1), \quad (14)$$

где $\beta = v_0' \tau' / L'$ характеризует максимальную скорость электронов в минизоне, а $v = eL'n_D' / (F_c' \epsilon_0 \epsilon_r)$ пропорционален равновесной концентрации заряда. В этих уравне-

ниях размерные величины отмечены знаком «штрих», например, n' , x' , t' , а для безразмерных величин используется запись без штриха, n , x , t . Переход к безразмерным величинам осуществляется через следующие соотношения:

$$x = x' / L', \quad t = t' / \tau', \quad n = n' / n'_D, \quad J = J' / (en'_D v'_0), \quad F = F' / F'_c, \quad F_c = \hbar / (ed'\tau'), \quad (15)$$

где $e > 0$ – заряд электрона, а F'_c соответствует значению напряженности электрического поля, при котором период блоховских колебаний совпадает с временем рассеяния, и используется как нормировочное значение электрического поля. Параметр $v'_0 = \Delta'd' / (2\hbar)$ соответствует максимально возможному значению безразмерной дрейфовой скорости. Параметры $\delta = [\tau'_e / (\tau'_e + \tau'_i)]^{1/2}$ и $\tau' = \delta\tau'_i$ характеризуют рассеяние электронов и зависят от времен упругого τ'_e и неупругого τ'_i рассеяния.

Система (13), (14) решается относительно безразмерных величин: $n(x, t)$ и $F(x, t)$, где $n(x, t)$ – безразмерная объемная плотность носителей заряда, $F(x, t)$ – распределение электрического поля, $J(x, t)$ – плотность тока, текущего через сверхрешетку, x и t – безразмерные координата и время. В рамках дрейфового приближения при низких температурах T' распределение плотности тока рассчитывается как $J = nv_d(F)$. Зависимость дрейфовой скорости, $v_d(F)$, для конкретных параметров внешнего магнитного поля находится с помощью численного интегрирования уравнения (12).

Полагая, что контакты на эмиттере и коллекторе омические, а плотность тока через эмиттер $J(0, t)$ определяется проводимостью контакта, в соответствии с законом Ома имеем граничное условие $J(0, t) = sF(0, t)$, где $s = \sigma'F'_0 / (en'_D\omega'_{B0}d')$ соответствует безразмерной электрической проводимости эмиттера, связанной с размерной величиной σ' . Безразмерное значение падения напряжения на сверхрешетке $U_{SL} = U_{SL}' / (F'_cL')$ может быть найдено из условия

$$U_{SL} = \int_0^L F dx, \quad (16)$$

где интегрирование проводится по длине системы $L = L' / d'$.

Рассмотренная выше система уравнений интегрируется численно. Сверхрешетка разбивается на достаточно большое число N узких слоев с шириной Δx . В пределах каждого m -го слоя концентрация электронов n_m полагается постоянной. Обозначив концентрацию электронов в слое m как n_m , уравнение, описывающее эволюцию плотности заряда в слое m , может быть представлено в виде дискретного аналога непрерывного уравнения (13) [26]

$$\Delta x \frac{dn_m}{dt} = \beta(J_{m-1} - J_m), \quad m = 1, \dots, N, \quad (17)$$

где J_{m-1} и J_m – плотности тока, протекающего через верхнюю и нижнюю границу m -го слоя соответственно. Плотность тока J_m определяется как $J_m = n_m v_d(F_m)$, где v_d опи-

сывает дрейфовую скорость электрона в зависимости от величины электрического поля F_m в слое m . Для каждого слоя m справедливо дискретное представление уравнения Пуассона

$$F_{m+1} = v(n_m - 1) + F_m, \quad m = 1, \dots, N. \quad (18)$$

Падение напряжения на сверхрешетке в данной конечно-разностной модели определяется с помощью соотношения (16), в котором интеграл заменяется суммированием по всем N слоям дискретизованной модели

$$U_{SL} = \frac{\Delta x}{2} \sum_{m=1}^N (F_m + F_{m+1}). \quad (19)$$

При этом сила тока (в размерных единицах), текущего через сверхрешетку, может быть найдена в соответствии с [17] как

$$I' = \frac{A' en'_D v_0}{N + 1} \sum_{m=0}^N J_m, \quad (20)$$

где A' – площадь поперечного сечения полупроводниковой сверхрешетки.

4. Описание программного пакета

В основу разработанного программного пакета для численного моделирования нестационарных нелинейных процессов в полупроводниковой сверхрешетке положена описанная выше математическая и построенная на ее основе численная модели. Особый акцент в разработанном программном пакете сделан на возможности анализа физических процессов и оптимизации характеристик генерации устройств на основе СР.

Функциональная схема взаимодействия подпрограмм представлена на рис.2. Программа моделирования процессов в СР включает в себя подпрограмму INPUT, которая позволяет задать точные физические параметры исследуемой наноструктуры, в том числе ее период, длину и ширину минизоны, а также параметры внешнего магнитного поля (индукция и угол наклона) и основные параметры численной схемы. Для анализа поведения полупроводниковой сверхрешетки в определенном диапазоне значений параметров данная подпрограмма позволяет задать время переходного процесса, желаемую дискретизацию записываемых временных рядов, временной диапазон записи пространственно-временных распределений концентрации заряда, плотности тока и поля в слоях наноструктуры. Следующим шагом (1) вызывается подпрограмма MAIN, осуществляющая запуск подпрограмм, осуществляющих расчет динамики заряда в СР согласно модели, описанной в разделах 2 и 3. Данная подпрограмма производит изменение управляющего параметра, в качестве которого может выступать напряжение питания или параметры внешнего магнитного поля. По завершении расчета временной реализации для каждого значения управляющего параметра подпрограмма MAIN записывает в файл такие характеристики, как мощность колебаний и среднюю величину тока, генерируемого СР, что позволяет восстановить вольт-амперные характеристики моделируемого образца.

Так как решение вышеописанной численной модели является достаточно ресурсоемкой задачей, представляется эффективным использование предварительно найденной зависимости дрейфовой скорости от напряжения электрического поля при расчете плотности тока в каждом слое СР. Для этого запускается подпрограмма DRIFT_VELOCITY (2), осуществляющая расчет дрейфовой скорости электрона при заданных параметрах внешнего магнитного поля в широком диапазоне значений напряженности электрического поля. В дальнейшем дрейфовая скорость электрона определяется с помощью интерполяции затабулированной зависимости. Следующим шагом (3) подпрограмма SL_INIT производит инициализацию всех переменных, задание начального распределения поля и заряда в слоях наноструктуры, а также открытие файлов для записи реализаций.

Численная модель, используемая для расчета пространственно-временной динамики заряда в слоях СР, реализована в подпрограммах SL_CONTINUITY и POISSON, которые, соответственно, рассчитывают изменение концентрации электронов (4) и напряженности поля (5) в каждом слое наноструктуры с учетом предыдущего состояния и приложенного напряжения питания. Результирующий ток, генерируемый сверхрешеткой, вычисляется в подпрограмме SL_CURRENT (6), после чего подпрограмма SL_OUTPUT (7) записывает полученные значения тока, а также пространственно-временные распределения заряда в слоях сверхрешетки в файл. После этого либо запускается следующая итерация (8), либо управление передается в подпрограмму FINALIZATION (9), которая очищает все массивы, содержащие информацию о предыдущем состоянии системы и производит закрытие файлов для записи. Далее подпрограмма MAIN производит изменение значения управляющего параметра и запуск расчета новой реализации, либо завершение работы программы.

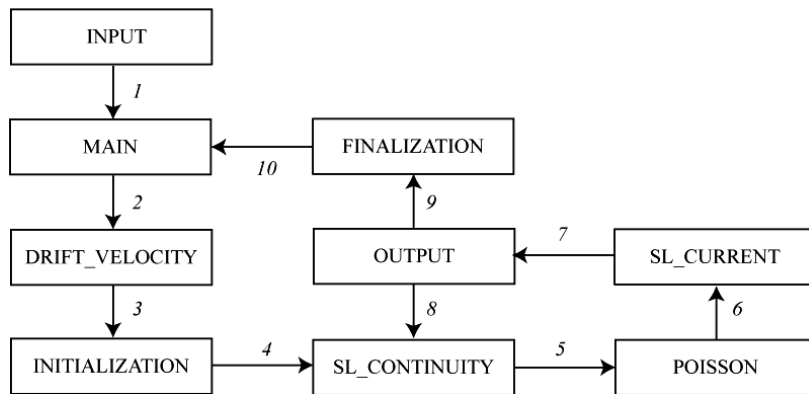


Рис.2. Функциональная схема взаимодействия подпрограмм в программном пакете.

5. Результаты моделирования динамики полупроводниковой сверхрешетки

Остановимся кратко на ряде важных результатов моделирования физических процессов, происходящих в полупроводниковой сверхрешетке. В качестве базовой модели для оценки физических параметров нами рассматривается реальная полупроводниковая структура, исследованная ранее в работах [11, 24, 25]. Этой наноструктуре соответствуют следующие размерные параметры основных физических величин, описывающих систему: $d' = 8.3$ нм – период сверхрешетки, $L' = 115.2$ нм – ее длина, $A' = 5 \times 10^{-10}$ – площадь поперечного сечения, $\Delta' = 19.1$ мэВ – ширина минизоны, $n'_D = 3 \times 10^{22}$ м⁻³ – равно-

весная концентрация электронов, определяемая уровнем легирования, $m^* = 0.067m_e$, где m_e – масса свободного электрона, $F_c^t = 3.1725 \times 10^5$ В/м – значение электрического поля, соответствующее максимуму зависимости дрейфовой скорости, ϵ_0 и $\epsilon_r = 12.5$ – электрическая постоянная и относительная диэлектрическая проницаемость материала соответственно.

В настоящей работе были выбраны следующие параметры конечно-разностной схемы: $N = 480$, $\Delta t = 5 \times 10^{-4}$, при которых численная схема устойчива и обеспечивает необходимую точность расчетов.

5.1. Пространственно-временная динамика заряда и спектральный состав колебаний тока в полупроводниковой сверхрешетке. Для понимания процессов, происходящих в полупроводниковой наноструктуре, в первую очередь представляет интерес рассмотрение динамики электронных доменов в ее слоях с течением времени. На рис.3а показано типичное пространственно-временное распределение концентрации заряда в сверхрешетке в режиме генерации ($V=610$ мВ) в отсутствие внешнего магнитного поля. Возникновение домена заряда происходит вблизи эмиттера ($x=0$) наноструктуры, при этом домен имеет слабую концентрацию электронов. В процессе движения по сверхрешетке концентрация заряда в домене резко возрастает (10-50 нм), вследствие чего он теряет скорость (60 нм), в дальнейшем слабо увеличивается (60-115 нм). Выход домена сопровождается резким скачком величины тока на временной реализации (рис.3б), что является причиной наличия в спектре колебаний (рис.3в) хорошо выраженных высших гармоник, имеющих мощность, сопоставимую с мощностью основной частоты генерации ($f_0=13.7$ ГГц), вплоть до 200-300 ГГц. Такая картина свидетельствует о возможности использования полупроводниковой сверхрешетки в качестве генератора электромагнитного излучения суб-ТГц и ТГц диапазонов.

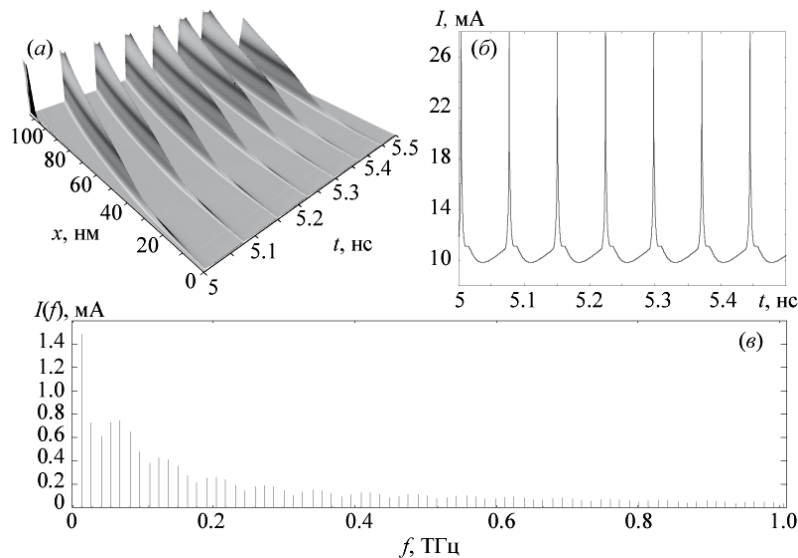


Рис.3. Пространственно-временная динамика заряда в слоях сверхрешетки (а), временные реализации тока (б) и их спектр колебаний (в). Напряжение питания сверхрешетки 610 мВ, $B=0$ Т.

5.2. Абсорбция и импеданс полупроводниковой сверхрешетки. С практической точки зрения представляется важным исследование высокочастотного импеданса СР, так как это позволяет проанализировать поведение сверхрешетки в различных электронных схемах и устройствах, в которых СР может выступать либо в качестве генератора, либо усилителя ВЧ сигналов. Не менее важно исследование величины абсорбции, что дает возможность оценить поглощение электромагнитной мощности, а также определить области усиления внешнего сигнала наноструктурой.

В данном случае была рассмотрена динамика полупроводниковой сверхрешетки без внешнего магнитного поля, на которую был подан внешний периодический сигнал. Для моделирования внешнего периодического сигнала, воздействующего на наноструктуру, внешнее переменное напряжение $V_{ext}(t) = V_m \cos(2\pi f_e t)$, где V_m и f_e – амплитуда и частота внешнего сигнала соответственно, прибавлялось к постоянному напряжению, приложенному к сверхрешетке. Для расчета ВЧ импеданса использовался подход, развитый в [27]. Абсорбция внешнего сигнала рассчитывалась согласно работе [28].

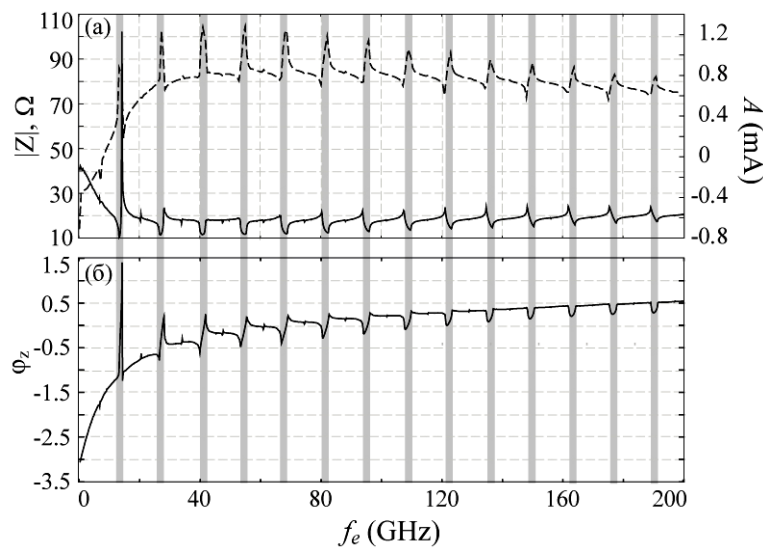


Рис.4. Зависимости (а) абсорбции (пунктирная линия) и амплитуды (сплошная линия), а также (б) фазы ВЧ импеданса от частоты внешнего воздействия. Постоянное напряжение, подаваемое на СР, $V=610$ мВ, амплитуда внешнего сигнала $V_m=60$ мВ, $B=0$ Т. Области синхронизации выделены серым цветом.

Было обнаружено, что синхронизация с внешним периодическим сигналом приводит к существенному увеличению его абсорбции, A (рис.4а), при этом, амплитуда импеданса, Z , демонстрирует обратное поведение. Также на границе первого клюва синхронизации происходит сильный скачок амплитуды импеданса и более слабые скачки в других областях синхронизации. Кроме того, обратим внимание на величину абсорбции на низких частотах до 9 ГГц, где она принимает отрицательные значения. Последнее говорит о том, что в данном частотном диапазоне сверхрешетка может быть использована в качестве усилителя электромагнитного излучения. Фаза импеданса, φ_z (рис.4б), как уже ранее было показано в [27], меняется в области синхронизации в пределах от 0 до π/n , где n – номер клюва синхронизации, а в асинхронном режиме между клювами синхрони-

зации остается примерно постоянной. Обнаруженные эффекты можно использовать для диагностики синхронных режимов при работе сверхрешетки в ТГц диапазоне, когда прямые измерения затруднены. В частности, возможна диагностика установления синхронного режима по резкому изменению амплитуды импеданса, что легко измеряется экспериментально с использованием анализатора цепей, или увеличению величины поглощения внешнего электромагнитного излучения.

5.3. Динамика полупроводниковой сверхрешетки под воздействием внешнего магнитного поля. При моделировании влияния внешнего магнитного поля на динамику заряда в СР практический интерес представляет исследование зависимости мощности генерации в зависимости от угла наклона внешнего магнитного поля. На рис.5 показана двухпараметрическая зависимость мощности колебаний тока, генерируемого наноструктурой от напряжения питания и угла наклона внешнего магнитного поля. Легко заметить, что мощность колебаний очень сильно зависит от угла наклона магнитного поля, кроме того, существует оптимальный угол $\theta=60^\circ-75^\circ$, при котором происходит увеличение мощности более чем в 3 раза по сравнению с автономным случаем (в отсутствие внешнего магнитного поля эквивалентно $\theta=0^\circ$). Одновременно мощность генерации уменьшается с увеличением приложенного напряжения. Заметим, что в автономном случае мощность колебаний тока СР возрастает с увеличением напряжения питания, что говорит о существенной перестройке динамики электронных доменов при приложении внешнего магнитного поля.

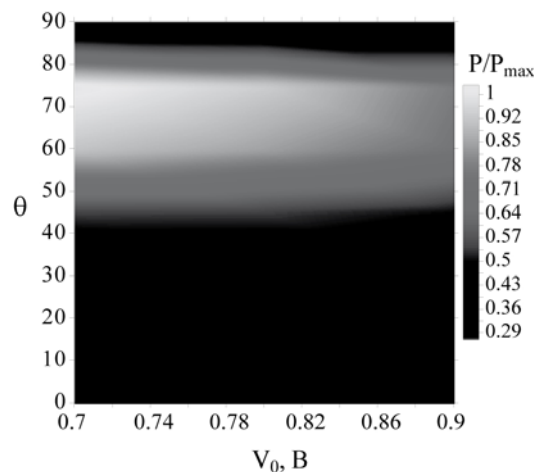


Рис.5. Двухпараметрическая зависимость мощности колебаний тока на сверхрешетке в зависимости от угла наклона внешнего магнитного поля и постоянного напряжения, приложенного к сверхрешетке. Индукция магнитного поля $B=7$ Т.

6. Заключение

Разработан программный пакет, позволяющий проводить численное моделирование нестационарных процессов и оптимизацию характеристик генерации полупроводниковой сверхрешетки, к которой приложено электрическое и магнитное поле. Проведен ряд численных экспериментов, показывающих, что разработанный программный пакет является эффективным инструментом для исследования процессов, происходящих в полупроводниковых наноструктурах, и проектирования приборов на их основе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В.Л. Братман, А.Г. Литвак, Е.В. Суворов. Освоение терагерцового диапазона: источники и приложения // УФН, 2011, т.81, с.867-874;
V.L. Bratman, A.G. Litvak, E.V. Suvorov. Mastering the terahertz domain: sources and applications // Physics Uspekhi, 2011, 54, p.837–844.
2. M. Tonouchi. Cutting-edge THz-technology // Nature Photonics, 2007, №1, p.97–105.
3. C.R. Sirtori. Applied physics: Bridge for the terahertz gap // Nature, 2002, v.417, p.132-133.
4. Y. Watanabe, K. Kawase, T. Ikari, H. Ito, Y. Ishikawa, H. Minamide. Component spatial pattern analysis of chemicals using terahertz spectroscopic imaging // Appl. Phys. Lett, 2003, v.83, p.800-802.
5. P.H. Siegel. THz Technology // IEEE trans. Microwave Theory Techniques, 2002, v.50, №.3, p.910-928.
6. Ho-Jin Song, T. Nagatsuma. Present and Future of Terahertz Communications // Terahertz Science and Technology, IEEE Transactions on, 2011, v.1, p.256-263.
7. М.И. Овсянников, Ю.А. Романов, В.Н. Шабанов, Р.Г. Логинова. Полупроводниковые периодические структуры // Физика и техника полупроводников, 1970, т.12, №4, с.2225-2231;
M.I. Ovsyannikov, Yu.A. Romanov, V.N. Shabanov, R.G. Loginova. Poluprovodnikovye periodicheskie struktury // Fizika i tekhnika poluprovodnikov, 1970, t.12, №4, s.2225-2231.
8. L. Esaki, R. Tsu. Superlattices and Negative Differential Conductivity in Semiconductors // IBM Journal of Research and Development, 1970, v.14, №.1, p.61–65.
9. А.Я. Шик. Сверхрешетки – периодические полупроводниковые // Физика и техника полупроводников, 1974, № 8, с.1841;
A.Y. Shik. Superlattices – Periodic Semiconductor Structures // Sov. Phys.-Semicond., 1975, №8, p.1195.
10. A.O. Selskii, A.A. Koronovskii, A.E. Hramov et al. Effect of temperature on resonant electron transport through stochastic conduction channels in superlattices // Phys. Rev. B., 2011, v.84, p.235311.
11. V.A. Maksimenko, V.V. Makarov, A.A. Koronovskii et al. The effect of collector doping on the high-frequency generation in strongly coupled semiconductor superlattice // Europhysics Letters, 2015, v.109, p.47007.
12. V.V. Makarov, A.E. Hramov, A.A. Koronovskii et al. Sub-terahertz amplification in a semiconductor superlattice with moving charge domains // Appl. Phys. Lett., 2015, v.106, p.043503.
13. A.E. Hramov, V.V. Makarov, A.A. Koronovskii et al. Subterahertz Chaos Generation by Coupling a Superlattice to a Linear Resonator // Phys. Rev. Lett., 2014, v.112, p.116603.
14. G. Belle, J.C. Maan, G. Weimann. Measurement of the miniband width in a superlattice with interband absorption in a magnetic field parallel to the layers // Solid state communications, 1985, v.56, №.1, p.65-68.
15. А.О. Сельский, А.А. Короновский, А.А. Москаленко и др. Исследование переходов между различными режимами генерации колебаний тока в полупроводниковой сверхрешетке в присутствии наклонного магнитного поля при различных температурах // Письма в ЖТФ, 2015, т.41, №16, с.8-14;
A.O. Sel'skii, A.A. Koronovskii, O.I. Moskalenko, A.E. Hramov, T.M. Fromhold, M.T. Greenaway, A.G. Balanov. Studying transitions between different regimes of current oscillations generated in a semiconductor superlattice in the presence of a tilted magnetic field at various temperatures // Technical Physics Letters, 2015, v.41, Issue 8, p.768-770.
16. V.V. Makarov, V.A. Maksimenko, A.O. Selskii et al. THz-generation in semiconductor superlattice in the external tilted magnetic field // Proc. SPIE, 2015, v.9322, p.932211.
17. A. Wacker. Semiconductor superlattices: a model system for nonlinear transport // Physics Reports, 2002, v.357, p.1–111.
18. L.L. Bonilla, H.T. Grahn. Nonlinear dynamics of semiconductor superlattices // Rep. Prog. Phys, 2005, v.68, p.577–683.
19. T.M. Fromhold, A. Patane, S. Bujkiewicz et al. Chaotic electron diffusion through stochastic webs

- enhances current flow in superlattices // *Nature*, 2004, v.428, p.726–730.
20. *M.T. Greenaway, A.G. Balanov, E. Scholl, T.M. Fromhold*. Controlling and enhancing terahertz collective electron dynamics in superlattices by chaos-assisted miniband transport // *Phys. Rev. B.*, 2009, v.80, p.205318.
 21. *T. Hyart, J. Mattas, K.N. Alekseev*. Model of the Influence of an External Magnetic Field on the Gain of Terahertz Radiation from Semiconductor Superlattices // *Phys. Rev. Lett.*, 2010, v.103, p.117401.
 22. *Ю.А. Романов*. О нелинейных эффектах в периодических полупроводниковых структурах // *Оптика и спектроскопия*, 1972, т.33, №5, с.917–920;
Iu.A. Romarov. Nonlinear effects in periodic semiconductor structures // *Optics and Spectroscopy*, 1972, t.33, № 5, p.917-920.
 23. *A. Patane, D. Sherwood, L. Eaves et al*. Tailoring the electronic properties of GaAs/AlAs superlattices by InAs layer insertions // *Appl. Phys. Lett.*, 2002, v.81, p.661–663.
 24. *N. Alexeeva, M.T. Greenaway, A.G. Balanov et al*. Controlling High-Frequency Collective Electron Dynamics via Single-Particle Complexity // *Phys. Rev. Lett.*, 2012, v.109, p.024102.
 25. *D. Fowler, D.P.A. Hardwick, A. Patane et al*. Magnetic-field-induced miniband conduction in semiconductor superlattices // *Phys. Rev. B.*, 2007, .76, p.245303.
 26. *Д. Поттер*. Вычислительные методы физики. – М.: Мир, 1975, 392 с.;
D. Potter. Computational physics. – London: Wiley, 1973, 315 p.
 27. *A. Jappsen, A. Amann, A. Wacker, E. Scholl, E. Schomburg*. High-frequency impedance of driven superlattices // *J. Appl. Phys.*, 2002, v.92, №6, p.3137.
 28. *T. Hyart, K. Alekseev, E. Thuneberg*. Bloch gain in dc-ac-driven semiconductor superlattices in the absence of electric domains // *Physical Review B*, 2008, v.77, №16, p.165330.

Поступила в редакцию 09.09.2015.