

МИНОБРНАУКИ РОССИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н.Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Кафедра Физики открытых систем

**Исследование тока, протекающего в полупроводниковой
сверхрешетке**

АВТОРЕФЕРАТ БАКАЛАВРСКОЙ РАБОТЫ

Студентки 4 курса 4041 группы
направления 09.03.02 Информационные системы и технологии
код и наименование направления (специальности)
Института физики
наименование факультета, института, колледжа
Судьина Вадима Сергеевича
фамилия, имя, отчество

Научный руководитель
доцент кафедры физики открытых систем,
к.ф.-м.н.



А.О. Сельский

Заведующий кафедрой
физики открытых систем
профессор, д.ф.-м.н.



А.А. Короновский

Саратов 2022 год

Введение.

Целью настоящей работы было рассмотреть различные режимы работы полупроводниковой сверхрешетки при различных напряжениях без учета контактов и с учетом контактов, что ближе к экспериментальным данным. Для выполнения поставленной цели было необходимо решить следующие задачи: изучить способы моделирования динамики электронов в полупроводниковых сверхрешетках, создать программу для расчета тока, протекающего через структуру, по гидродинамической модели, рассчитать ток при различных значениях напряжения, приложенного к полупроводниковой сверхрешетке, в случае без контактов и с учетом омических контактов. Данная задача актуальна в связи с возможными приложениями сверхрешеток в виде генераторов СВЧ сигналов. Отличительной особенностью сверхрешеток является то, что при малых напряжениях может быть достигнута частота колебаний тока в несколько десятков гигагерц.

Первая глава работы посвящена гидродинамической модели для описания динамики концентрации носителей заряда, напряженности электрического поля, плотности тока в отдельных слоях полупроводниковой гетероструктуры. Модель включает уравнение непрерывности, уравнение Пуассона и дрейфовое приближение. В дрейфовом приближении для расчета плотности тока используется зависимость дрейфовой скорости от напряженности электрического поля, поэтому во второй главе подробно излагается метод расчета дрейфовой скорости электронов. Далее в самой работе используется для расчетов формула Эсаки-Тсу [1].

В третьей главе работы приводятся рассчитанные реализации тока, протекающего через полупроводниковую сверхрешетку, при различных значениях напряжения, приложенного к ней, как без учета контактов, так и с учетом омических контактов. В обоих случаях показаны примеры колебаний тока, протекающего через структуру. Второй способ описания сложнее, однако ближе к описанию реальной структуры.

Основное содержание работы

Гидродинамическая модель полупроводниковой сверхрешетки.

Моделирование процессов, протекающих в полупроводниковой сверхрешетке, осуществлялось с помощью системы уравнений, включающей в себя уравнение непрерывности

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

уравнение Пуассона

$$\frac{\partial F}{\partial x} = \frac{e}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} (n - n_D) \quad (2)$$

и выражение для плотности тока с учетом дрейфовой скорости электрона [2, 3]

$$J = env_d(F), \quad (3)$$

Где t обозначает время, а координата x соответствует направлению, перпендикулярному к слоям сверхрешетки. Переменные $n(x, t)$, $F(x, t)$ и $J(x, t)$ определяют концентрацию носителей заряда, напряженность электрического поля и плотность тока соответственно. Параметры ε_0 , ε_r обозначают абсолютную и относительную диэлектрические проницаемости, n_D — равновесную концентрацию электронов, v_d — дрейфовую скорость электрона, вычисленную для напряженности электрического поля F , и $e > 0$ — заряд электрона.

Для удобства численного счета система уравнений (1)-(3) была обезразмерена следующим образом

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\beta \frac{\partial J}{\partial x}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial F}{\partial x} = v(n - 1) \quad (5)$$

Здесь $n(x, t)$, $F(x, t)$ и $J(x, t)$ тоже определяют концентрацию, напряженность электрического поля и плотность тока соответственно. x и t — безразмерные координата и время, $\beta = 0,031$, $v = 15,769$ — безразмерные параметры управления. Безразмерные параметры связаны с размерными как

$x = x'/L'$, $t = t'/\tau'$, $n = n'/n'_D$, $J = J'/en'_D v'_0$, $x = x'/L'$, $F = F'/F'_c$, $F'_c = \hbar/(ed'\tau')$, $\beta = v'_0\tau'/L'$, $v = L'en'_D/(F'_c\varepsilon_0\varepsilon_r)$, где $d' = 8.3$ нм и $L' = 115.2$ нм — период и длина сверхрешетки, $\Delta' = 19.1$ мэВ равна длине минизоны, $n'_D = 3 \times 10^{22} \text{ м}^{-3}$ — n-тип легирования в слоях SL, $e > 0$ — электронный заряд, $F'_c = 3.1725 \times 10^5$ В/м — нормированное значение электрического поля, параметры ε_0 , $\varepsilon_r = 12.5$ обозначают абсолютную и относительную диэлектрические проницаемости соответственно. Так же выражение для плотности тока с учетом дрейфовой скорости электрона описывается следующим безразмерным уравнением

$$J = nv_d(F), \quad (6)$$

В случае наличия контактов, считалось, что они омические, тогда плотность тока J_0 через эмиттер будет определяться проводимостью контакта $\sigma = 3788 \Omega^{-1}$ Ом, $J_0 = \sigma F(0)$, напряженность электрического поля $F(0)$ может быть найдена из граничных условий

$$V = U + \int_0^L F(x) dx, \quad (7)$$

Где V — напряжение, приложенное к сверхрешетке, U описывает падение напряжения на контактах.

Для описания коллективной динамики заряда в полупроводниковой сверхрешетке используется система уравнений Пуассона и уравнений непрерывности, которые интегрируются численно. Сверхрешетка разбивается на достаточно большое число N узких слоев шириной Δx . В пределах каждого m -го слоя концентрация электронов n_m полагается постоянной.

Эволюция плотности заряда в слое m описывается уравнением непрерывности

$$\Delta x \frac{dn_m}{dt} = \beta J_{m-1} - \beta J_m, \quad m = 1, \dots, N, \quad (8)$$

$e > 0$ — заряд электрона, J_{m-1} и J_m — плотности тока, протекающего соответственно через левую и правую границу m -го слоя.

Для каждого слоя m справедливо дискретное представление уравнения Пуассона

$$F_{m+1} = v\Delta x(n_m - 1) + F_m, \quad m = 1, \dots, N, \quad (9)$$

в котором $n_D = 3 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ — равновесная концентрация электронов, определяемая уровнем легирования, а ε_0 и $\varepsilon_r=12.5$ — соответственно электрическая постоянная и относительная диэлектрическая проницаемость материала.

Напряженность электрического поля $F(0)$ может быть найдена из уравнения Кирхгофа

$$V = U + \frac{\Delta x}{2} \sum_{m=1}^N (F_m + F_{m+1}), \quad (10)$$

где V — напряжение, приложенное к сверхрешетки, U — падение напряжения на контактах, в случае расчета без учета контактов U бралось равным 0. С учетом формирования слоев повышенной концентрации и заряда вблизи эмиттера и пониженной концентрации зарядов вблизи коллектора сверхрешетки падение напряжения U определяется соотношением [4]

$$U = F_0(\Delta x_l - \Delta x_s) + F_0(\Delta x_l - \Delta x_q) + F_1\Delta x_s + F_{N+1}\Delta x_q + F_{N+1}\Delta x_q - \frac{en_0(\Delta x_q)^2}{2\varepsilon_0\varepsilon_r} + \sigma F_0 S R_c. \quad (11)$$

Здесь $\Delta x_l = 50 \text{ нм}$ — длина контактов, Δx_s и Δx_q — протяженности областей повышенной и пониженной концентрации электронов вблизи контактов, $n_0 = 3 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$ — концентрация электронов в контактном слое, $S = 5 \cdot 10^{-10} \text{ м}^2$ — площадь контакта, а $R_c = 17 \text{ Ом}$ — контактное сопротивление с учетом сопротивления измерительной линии. Зная плотность тока в каждом слое, можно вычислить силу тока, протекающего через сверхрешетку,

$$I(t) = \frac{S}{N+1} \sum_{m=0}^N J_m, \quad (12)$$

и соответствующую той, которую можно измерить в эксперименте.

Важную роль в описанной выше модели играет зависимость дрейфовой скорости v_d от напряженности F электрического поля.

Дрейфовая скорость. При приложении электрического поля через проводник случайно движущиеся электроны подвергаются воздействию

электрических сил вдоль направления электрического поля. Это поле заставляет электрон случайным образом смещаться в сторону более высокого потенциала. В результате электроны не ускоряются, а движутся с конечной средней скоростью. Как правило, электроны перемещаются случайным образом в проводнике, но когда применяется электрическое поле, оно прикладывает к ним силу, и это случайное движение превращается в небольшой поток в одном направлении. Как быстро электрон может двигаться через проводник, зависит от подвижности электронов, которая специфична для проводника. Тогда как в проводнике, когда электроны беспорядочно движутся к более высокому потенциалу, они случайным образом непрерывно сталкиваются и рассеиваются от кристаллических дефектов, фононов, примесей, вакансий и т. д. Во время таких столкновений электрон теряет часть своей кинетической энергии. Эта скорость движения называется дрейфовой скоростью. [5] Предложенные Л. Эсаки и Р. Тсу в 1969 году исследования разнообразных квантово-механических эффектов, связанных с резонансным туннелированием и блоховскими колебаниями, сверхрешетки являются уникальным полигоном как для изучения и понимания процессов физики твердого тела [6, 7] так и для исследования явлений нелинейной динамики [8-11].

В работе зависимость дрейфовой скорости от напряженности электрического поля в полупроводниковой сверхрешетке будем описывать уравнением [1]

$$v_d = \frac{d\Delta}{2\hbar} \frac{\tau\omega_B}{(1+\tau^2+\omega_B)} \quad (13)$$

Используя те же коэффициенты обезразмеривания что и раньше, данное уравнение можно переписать в безразмерном виде

$$v_d(F) = \frac{F}{1+F^2} \quad (14)$$

Безразмерное напряжение $U_{SL} = U'_{SL}/(F'_c L')$ применяемое к сверхрешетке является ограничением, заданное формулой

$$U_{SL} = \int_0^1 F dx, \quad (15)$$

где интегрирование ведется по безразмерной длине исследуемой системы.

Для определения безразмерной плотности тока с электропроводимостью $\sigma' = 3788 \text{ См}^{-1}$ использовалась омическая граница условия

$$J(0, t) = sF(0, t), \quad (16)$$

где $s = \sigma' F_c' / (en_D' v_0') = 17.6511$ – безразмерный контрольный параметр, соответствующий электропроводимости эмиттерного контакта.

Все расчеты производились исходя из предположений, что температура близка к нулю.[12]

Ток, протекающий через сверхрешетку. В рамках работы был написан программный код для моделирования тока, протекающего через полупроводниковую сверхрешетку, с использованием гидродинамического приближения при различных значениях напряжения без учета контактов и с контактами.

Случай без контактов легче в реализации, однако дает результаты далекие от экспериментальных. Примеры расчета реализации тока без контактов показан на рисунке 1.

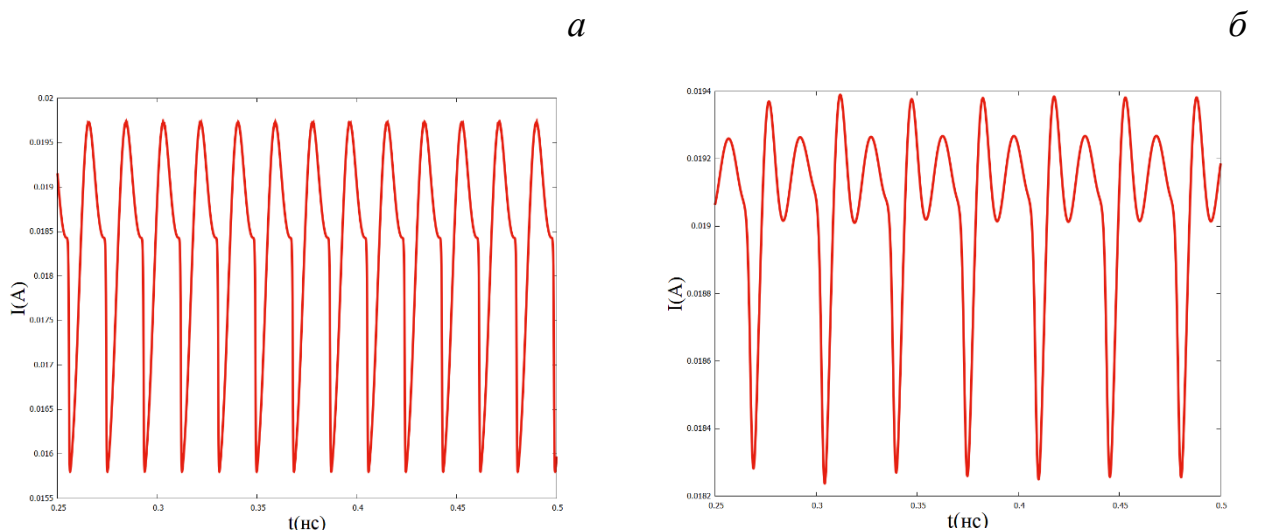


Рисунок 1. Графики зависимости силы тока от времени без учета контактов, при напряжении $U=0.1 \text{ В}$ (а) и $U=0.2 \text{ В}$ (б).

При добавлении контактов необходимо существенно модифицировать программный код. После этого значение, при котором наблюдается генерация колебаний смещается в сторону больших напряжений и до значения напряжения 0.36 В колебаний тока в сверхрешетке не наблюдается. При этом колебания изначально имеют скорее не гармонический характер, а похожи на релаксационные колебания с очень быстрой разрядкой, как показано на рисунке 2. При этом на участке нарастания тока содержится много шумов.

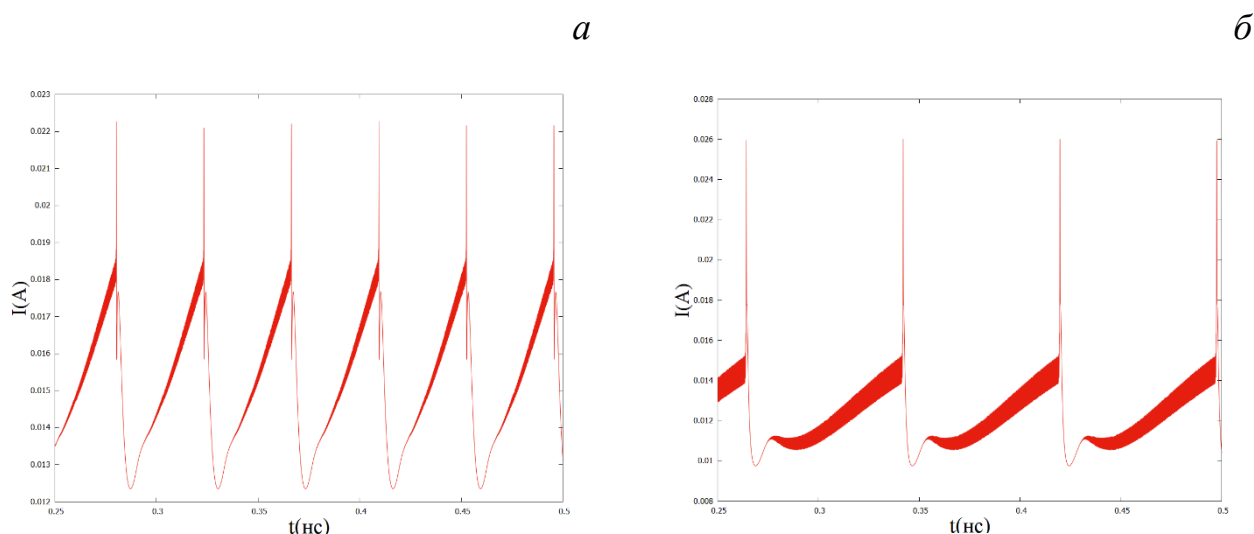


Рисунок 2. Графики зависимости силы тока от времени с учетом контактов, при напряжении $U=0.5$ В(а) и $U=0.9$ В(б).

С ростом напряжения, участок нарастающего тока становится более пологим, но еще более зашумленным. При этом наибольший максимум тока, протекающего через структуру, становится более выраженным на фоне остальной реализации. Амплитуда колебаний тока возрастает, а частота визуально уменьшается.

Заключение.

В данной работе был приведен общий обзор полупроводниковых сверхрешеток, описана используемая модель расчета тока в гидродинамическом приближении и получены результаты моделирования колебаний тока в полупроводниковой сверхрешетке. Актуальность

исследований заключалась вследствие возможных приложений сверхрешеток в виде генераторов СВЧ сигналов.

Были рассмотрены различные режимы полупроводниковой сверхрешетки при различных напряжениях без контактов и с учетом контактов. Так же был написан программный код для моделирования тока, вследствие чего, был произведен расчет корректирующей напряженности электрического поля для учета напряжения, с помощью чего были построены графики зависимости силы тока от времени.

Случай без контактов легче в реализации, однако дал результаты далекие от экспериментальных. При малых напряжениях, когда генерация колебаний только появлялась, форма колебаний была довольно регулярная, при росте напряжения данная динамика усложнялась и колебания становились нестационарными, амплитуда уменьшалась, и при напряжениях больше 0.45 В совсем пропадала.

Для добавления контактов был существенно модифицирован программный код. После этого значение, при котором наблюдалась генерация колебаний сместилось в сторону больших напряжений и до значения напряжения 0.36 В колебаний тока в сверхрешетке больше не наблюдалось. При этом на участке нарастания тока содержалось много шумов. Таким образом, с введением контактов область генерации колебаний тока смещалась. Амплитуда вырастала, как и интервал между максимумами. Сигнал становился сложнее, зашумленнее, наблюдать квазигармонические колебания не представлялось возможным. Взамен пришли релаксационные колебания с быстрой разрядкой. Отличительной особенностью стало то, что при малых напряжениях была достигнута частота колебаний тока в несколько десятков гигагерц.

Список литературы

1. L. Esaki and R. Tsu, IBM Journal of Research and Development 14, 61 (1970).
2. M. T. Greenaway, A. G. Balanov, E. Scholl, and T. M. Fromhold, Phys. Rev. B 80, 205318 (2009).
3. A. Wacker, Physics Reports 357, 1 (2002).
4. dic.academic.ru/dic.nsf/ruwiki/210890
5. Wacker A. Semiconductor superlattices: A model system for nonlinear transport // Phys. Rep. 2002. Vol. 357. P. 1.
6. Tsu R. Superlattices to nanoelectronics. Elsevier, 2005.
7. Шик А.Я. ФТП. 1974. Т. 8. С. 1841–1864.
8. L. L. Bonilla and H. T. Grahn, Rep. Progr. Phys. 68, 577 (2005).
9. T. M. Fromhold, A. Patane, S. Bujkiewicz et al., Nature (London) 428, 726 (2004).
10. A. G. Balanov, D. Fowler, A. Patane et al., Phys. Rev. E 77, 026209 (2008).
11. Игнатов А.А., Шашкин В.И. Блоховские осцилляции электронов и неустойчивость волн пространственного заряда в полупроводниковых сверхрешетках // ЖЭТФ. 1987. Vol. 93. P. 935.
12. Vladimir A. Maximenko, Alexey A. Koronovskii, Vladimir V. Makarov, Alexander E. Hramov, Kirill N. Alekseev and Alexander G. Balanov. The Control of a Spatial Distribution of The Electric Field in GaAs-AlGaAs Semiconductor Structure by Means of Cathode Boundary Conditions. Department of Physics, Loughborough University, Loughborough LE11 3TU, United Kingdom (2015). (не опубликована)