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

Кафедра физики открытых систем

Электронный транспорт в полупроводниковых сверхрешетках

АВТОРЕФЕРАТ БАКАЛАВРСКОЙ РАБОТЫ

Студента 4 курса 4041 группы
направления 09.03.02 «Информационные системы и технологии»
Института Физики
Бедрицкого Александра Дмитриевича

Научный руководитель
доцент кафедры физики
открытых систем, к.ф. –м.н. ____________________ А.О. Сельский
дата, подпись

Заведующий кафедрой
физики открытых систем
д.ф. –м.н., профессор ____________________ А.А. Короновский
дата, подпись

Саратов 2023 год

Введение

В данной работе проводится исследование полупроводниковых сверхрешеток, их принцип действия, основные положения и возможности использования. Для достижения этой цели, в работе будет проведено численное моделирование свойств полупроводниковой сверхрешетки. Цель данной работы заключается в моделировании процессов в полупроводниковых сверхрешетках под действием продольного электрического поля

Для достижения цели были поставлены следующие задачи:

- Изучение основных физических принципов работы полупроводниковых сверхрешеток.
- Моделирование свойств сверхрешеток с использованием численных методов для анализа их электрических и оптических характеристик в зависимости от структуры и параметров.
- Численный расчет тока, протекающий через наноструктуру.
- Анализ полученных результатов и их интерпретация с учетом существующих исследований в этой области.
- Оценка потенциала полупроводниковых сверхрешеток для применения в различных устройствах

Основное содержание работы

Дрейфовая скорость

В полуклассическом приближении дрейфовая скорость электрона в свехрешетке, u_d, стартовавшего из состояния покоя и находящегося под воздействием электрического $F = (-F, 0, 0)$ и магнитного полей $B = (B \cos \theta, 0, B \sin \theta)$ может определяться соотношением

$$u_d = \frac{1}{\tau}\int_0^{\infty} v_x(t) e^{-\frac{t}{\tau}} dt, \ (1)$$

где τ – время рассеяния электонов; $v_x(t)$ – x-компонента скорости рассматриваемого электрона, определяемая из уравнений движения электрона в сверхрешетке [5]

$$\ddot{p}_z + \widehat{\omega}_c^2 p_z = C \sin(K p_z - \omega_B t - \varphi), \ (2)$$

где

$$\mathrm{C} = -\frac{\Delta d m{*}\widehat{\omega}_c^2 \tan\theta}{2h}, \ (3)$$

$$\mathrm{K} = \frac{d \tan\theta}{h}, (4)$$

$$\varphi = \frac{d}{h}\left(p_z(0)\tan\theta + p_x(0)\right). \ (5)$$

В соотношениях (2)–(5) $p = (p_x, p_y, p_z)$ – импульс электрона; Δ – ширина минизоны в сверхрешетке; d – период сверхрешетки; $m^* = 0.067m_e$ – эффективная масса электрона в полупроводниковом материале (здесь GaAs); m_e – масса свободного электрона; $\omega_B = eF\, d/h$ – круговая частота блоховских колебаний электрона; $\widehat{\omega}_c = \omega c \cos\theta$ – круговая частота циклотронных колебаний электрона вдоль оси дрейфа O_x; $\omega_c = eB/m^*$.[5] Решение уравнения (2), которое в общем виде может быть осуществлено только численно, однозначно определяет все другие компоненты импульса

$$p_x = eFt - p_z \tan\theta, \ p_y = \frac{\dot{p_z}}{\overline{w}_c}, \ (6)$$

и скорости электрона

$$\dot{x} = \frac{d\Delta}{2h}\sin(Kp_z - \omega_B t - \varphi), \ \dot{y} = \frac{p_z}{\overline{w}_c m^*}, \ \dot{z} = \frac{p_z}{m^*}, \ (7)$$

что, в свою очередь, позволяет определить дрейфовую скорость электрона (1). В силу того, что $v_x(t)$ определяется решением (2) и зависит от начального импульса p0 = (p_{x0}, p_{y0}, p_{z0}), дрейфовая скорость u_d также будет зависеть от величины импульса электрона в начальный момент времени [5]

$$u_d = u_d(p_0), (8)$$

Заметим, что в отсутствие магнитного поля B = 0, u_d может быть вычислена аналитически (1), и для нулевых начальных условий $p_{0x} = 0$, $p_{0y} = 0$, $p_{0z} = 0$ она имеет вид

$$u_d = \frac{d\Delta}{2h}\frac{\tau\omega_B}{(1+\tau^2\omega_B^2)}. (9)$$

Из анализа формулы (9) следует, что без магнитного поля дрейфовая скорость электрона u_d имеет единственный максимум при $\omega_B\tau = 1$. [5]. В дальнейшем формула (9) будет использоваться для численного моделирования

Численное моделирование

Для численного моделирования динамики полупроводниковой сверхрешётки рассмотрим дискретное представление такой системы. Разобьем сверхрешётку на достаточно большое число N узких слоев с шириной Δ_x. В пределах каждого m-го слоя концентрация электронов n_m полагается постоянной. Обозначим концентрацию электронов в слое m как n_m.[6] Эволюция плотности заряда в слое m описывается уравнением непрерывности:

$$e\Delta x\frac{dn_m}{dt} = J_{m-1} - J_m, m = 1 \ldots N, \quad (10)$$

где e> 0 – заряд электрона; F_m и F_{m+1} – значения напряженности электрического поля на левой и правой границе m-го слоя, соответственно; J_{m-1} и J_{m-1} – плотности тока, протекающего через левую и правую границу слоя.[6] В рамках дрейфового приближения, пренебрегая диффузией, плотность тока J_{m-1} определяется как

$$J_m = en_m v_d(\overline{F_m}), \ (11)$$

где v_d описывает дрейфовую скорость электрона в слое m, вычисленную для среднего значения напряженности электрического поля $\overline{F_m}$ в слое m. [6]Для каждого слоя m справедливо дискретное представление уравнение Пуассона

$$F_{m+1} = \frac{e\Delta x}{\varepsilon_0\varepsilon_r}(n_m - n_D) + F_m, m = 1 \ldots N, (12)$$

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.[6] Если предположить омические контакты на эмиттере и коллекторе сверхрешётки, то плотность тока через эмиттер J_0 будет определяться проводимостью контакта $\sigma J_0 = \sigma F_0$, а напряженность электрического поля F_0 может быть найдена из уравнения Кирхгофа:

$$V = U + \frac{\Delta x}{2}\sum_{m=1}^{N}(F_m + F_{m+1}), \quad (13)$$

где V – напряжение, приложенное к сверхрешётке; U описывает падение напряжения на контактах, с учетом формирования слоев повышенной концентрации заряда вблизи эмиттера и пониженной концентрации зарядов вблизи коллектора сверхрешётки:

$$U = F_0(\Delta x_l - \Delta x_s) + F_0\left(\Delta x_l - \Delta x_q\right) + F_1\Delta x_s + F_{N+1}\Delta x_q + F_{N+1}\Delta x_q - $$
$$- \frac{en_0(\Delta x_q)^2}{2\varepsilon_0\varepsilon_r} + \sigma F_0 A R_C. \quad (14)$$

В соотношении (14) Δx_l определяет длину контактов, Δx_s и Δx_q задают протяженность области повышенной и пониженной концентрации электронов вблизи контактов, n_0 – концентрация электронов в контактном слое, A – площадь контакта, а R_c – контактное сопротивление, учитывающее сопротивление измерительной линии. [6]Зная плотность тока в каждом слое, можно вычислить силу тока, протекающего через сверхрешётку:

$$I(t) = \frac{A}{N+1}\sum_{m=0}^{N} J_m, \quad (15)$$

соответствующий тому, который можно измерить в реальном эксперименте. В безразмерном виде уравнения, описывающие поведение полупроводниковой сверхрешётки в продольном электрическом и наклонном магнитных полях, могут быть записаны в следующем виде.[6] Уравнение непрерывности примет вид:

$$\Delta X \frac{d\tilde{n}_m}{d\tilde{t}} = \tilde{J}_{m-1} - \tilde{J}_m, m = 1 \ldots N, \quad (16)$$

где $\Delta X=\Delta x/d$ – безразмерная ширина слоя; $\tilde{n}_m = n_m/n_D$ – безразмерная концентрация электронов в слое m; $\tilde{J}_m$– безразмерная плотность тока в m-м слое; $\tilde{t}=\omega_{B0}t$ – безразмерное время; $\omega_{B0} = \frac{edF^0}{h}$ – значение блоховской частоты, используемое для нормировки; F^0= 3,145·10^6 В/м – нормирующее значение электрического поля. [2]Безразмерная плотность электрического тока

$$\tilde{J} = \frac{J}{en_d\omega_{B0}d}, (17)$$

связана с безразмерной концентрацией электронов и безразмерной дрейфовой скоростью как

$$\tilde{J} = \tilde{n}\widetilde{v_d}, (18)$$

Дискретное представление уравнения Пуассона в безразмерном виде записывается как

$$f_{m+1} = R(\tilde{n}_m - 1)\Delta X + f_m, m = 1 \dots N, (19)$$

где $R = \frac{edn_D}{F_0\varepsilon_0\varepsilon_r}$ – безразмерный параметр, характеризующий сверхрешётку (для выбранных значений параметров полупроводниковой сверхрешётки, использованных при проведении исследований, R=0,11460); $f=\frac{F}{F^0}$ – безразмерная напряженность электрического поля F.[6] Аналогично, соотношение (13), описывающее распределение напряжений на полупроводниковой наноструктуре и контактах, в безразмерных величинах будет записываться в виде:

$$\tilde{V} = \tilde{U} + \frac{\Delta x}{2}\sum_{m=1}^{N}(F_m + F_{m+1}), (20)$$

где $\widetilde{V} = \frac{V}{F^0d}$ – безразмерное напряжение, приложенное к сверхрешётке; $\widetilde{U} = \frac{U}{F^0d}$ – безразмерное падение напряжения на контактах, с учетом формирования слоев повышенной концентрации заряда вблизи эмиттера и пониженной концентрации зарядов вблизи коллектора сверхрешётки. В свою очередь, безразмерное падение напряжения на контактах с учетом формирования слоев повышенной концентрации заряда вблизи эмиттера и пониженной концентрации зарядов вблизи коллектора сверхрешётки примет вид:

$$\widetilde{U} = f_0(\Delta\tilde{x}_l - \Delta\tilde{x}_s) + f_0\left(\Delta\tilde{x}_l - \Delta\tilde{x}_q\right) + f_1\Delta\tilde{x}_s + f_{N+1}\Delta\tilde{x}_q + f_{N+1}\Delta\tilde{x}_q -$$

$$-\frac{\kappa(\Delta\tilde{x}_q)^2}{2} + \sigma S_R F_0, (21)$$

Где $\widetilde{U} = \frac{U}{F^0 d}$; $\Delta\tilde{x}_l = \frac{\Delta x_l}{d}$; $\Delta\tilde{x}_q = \frac{\Delta x_q}{d}$; $\Delta\tilde{x}_s = \frac{\Delta x_s}{d}$; $S_R = \frac{\sigma RA}{d}$; $\kappa = \frac{edn_0}{\varepsilon_0\varepsilon_r F^0}$.

$$\frac{n_2(i) - n_1(i)}{h} = -\beta\frac{J(i) - J(i-1)}{\Delta x}$$

$$\frac{F(i) - F(i-1)}{\Delta x} = \nu(n(i) - 1)$$

$$J(i) = n(i)\frac{F(i)}{1 + F(i)^2}$$

$$J(0) = sF(0)$$

$$n_0(i) = 1$$

$$F(0) = \frac{U}{N\Delta x}$$

Построение графиков зависимости силы тока от времени при различных значениях напряжения без контактов

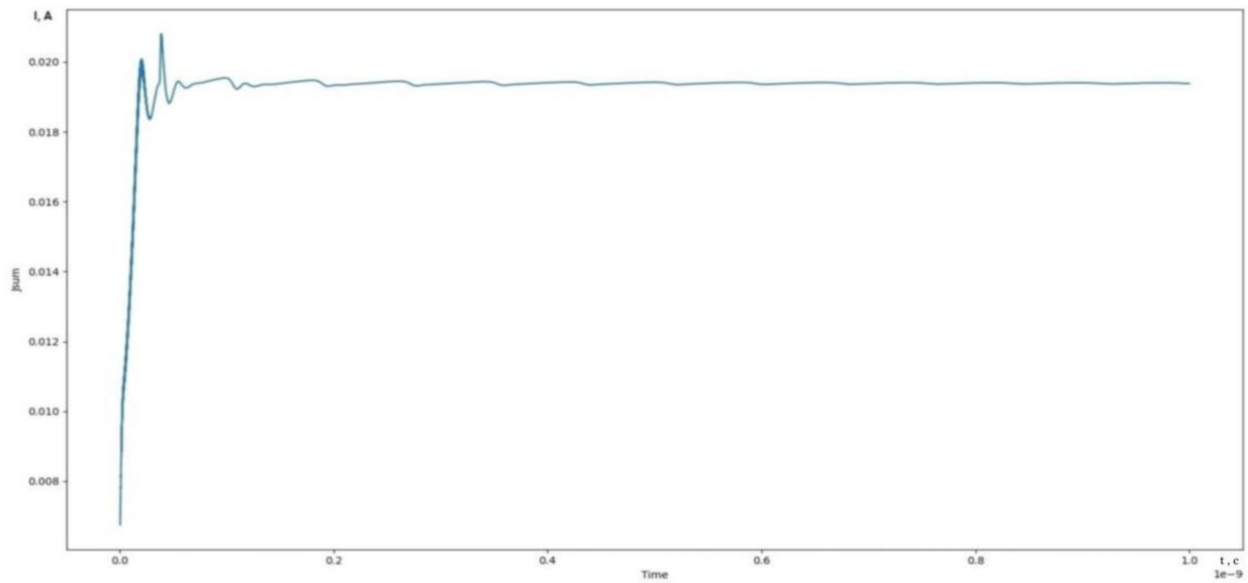

Рисунок 1. Зависимость тока от времени при значении напряжения U=0.4 В

При напряжении U=0.4, можно наблюдать несколько осцилляций, которые быстро затухают. Ток быстро выходит на насыщение. В целом, эта ситуация схожа с динамикой в вакуумной трубке, если не принимать во внимание нелинейность возникающих в начале колебаний. Отличием будет лишь вольт-амперная характеристика.

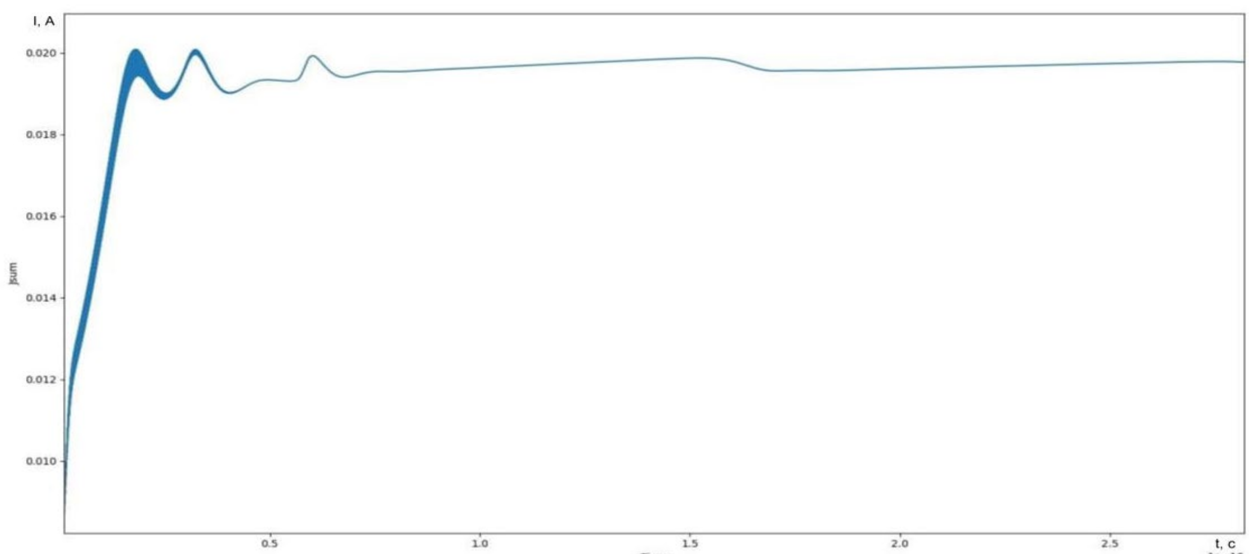

Рисунок 2. Зависимость тока от времени при значении напряжения U=0.6 В

При напряжении U=0.6В, так же можно наблюдать неустойчивые колебания, но амплитуда колебаний уменьшается. При этом значение тока насыщения немного больше, чем для случая U=0.4 В. Что показывает нелинейность амплитудно-частотной характеристки.

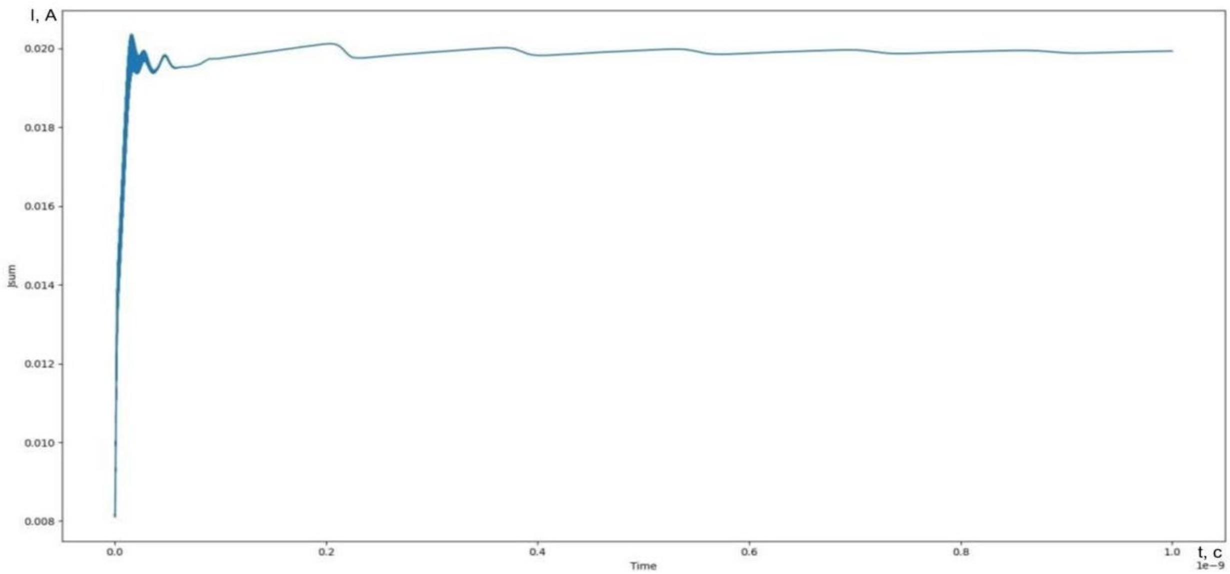

Рисунок 3. Зависимость тока от времени при значении напряжения U=0.8 В

При значении напряжения U=0.8 В, мы так же наблюдаем неустойчивые колебания, но амплитуда колебаний на данном графики значительно уменьшается. При этом значение тока насыщения вновь увеличилось. Увеличение напряжения при этом несоизмеримо с увеличением тока, что окончательно подтверждает нелинейный характер вольт-амперной характеристики для полупроводниковых сверхрешеток, даже в отсутствии контактов.

Построение графиков зависимости силы тока от времени при различных значениях напряжения с добавлением контактов

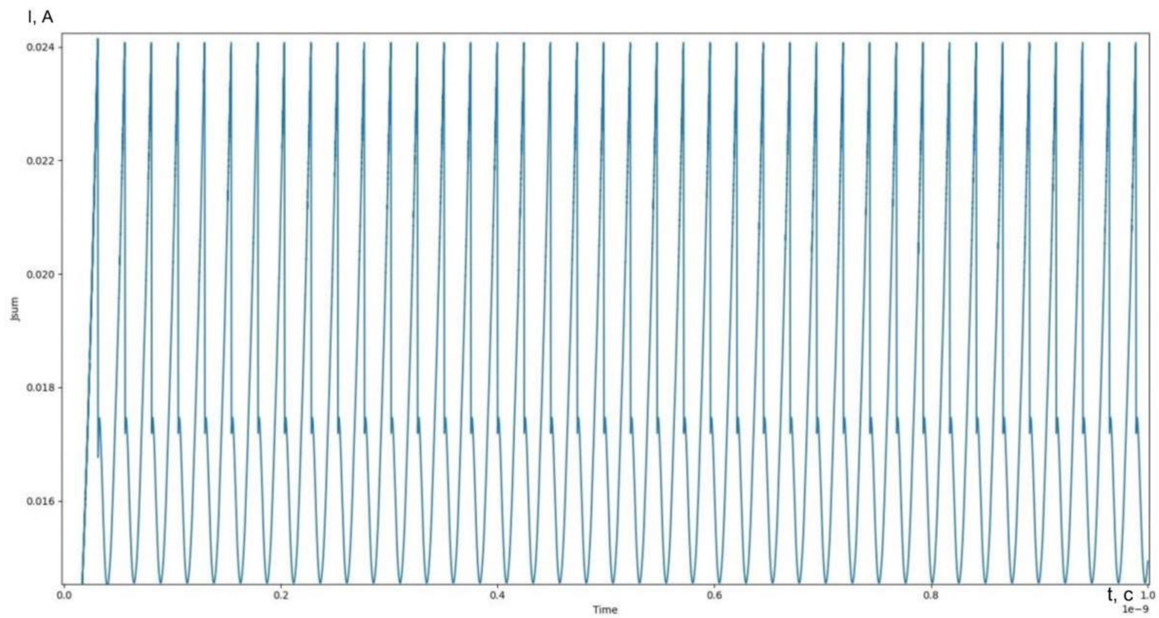

Рисунок 4. Зависимость тока от времени с добавлением контактов при значении напряжения U=0.4 В

При напряжении U=0.4, мы получили высокочастотные колебания (порядка 40 ГГц). Форма колебаний далека от гармонической, имеется второй пик, говорящий о большом количестве спектральных составляющих. Ток совершает колебания вблизи значения тока насущения в остутствии контакта.

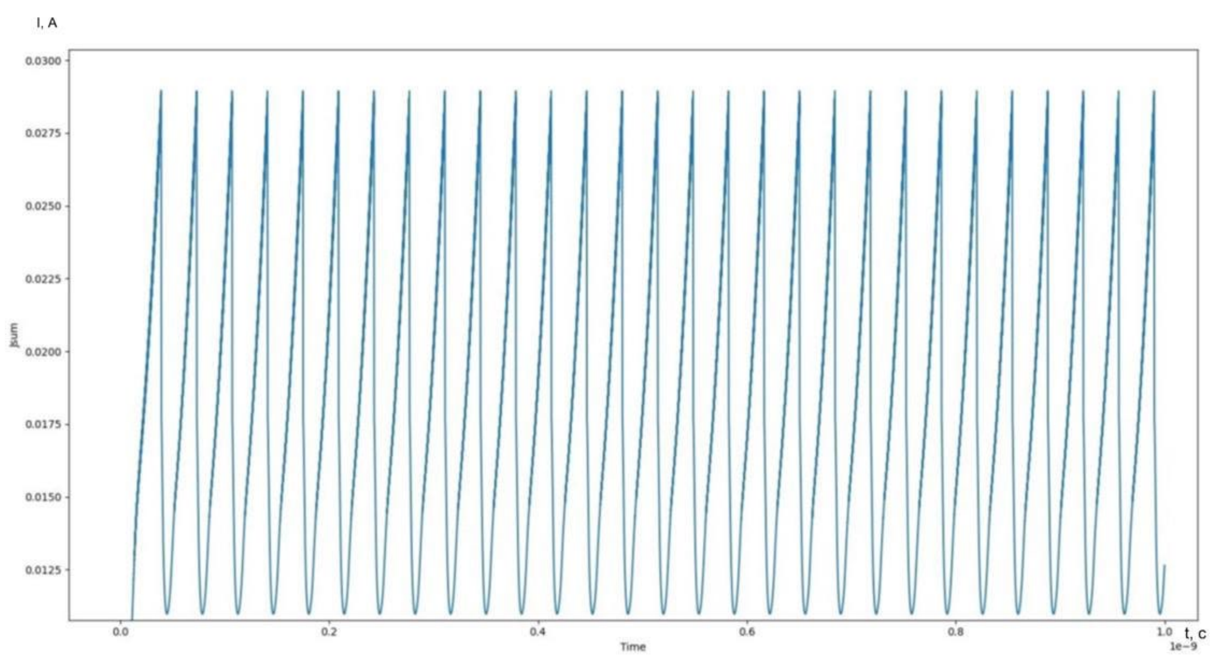

Рисунок 5. Зависимость тока от времени с добавлением контактов при значении напряжения U=0.6 В

При напряжении U=0.6В, мы видим, как растет максимальное и среднее значение для тока, и уменьшается частота колебаний по сравнению с значением для U=0,4В. Второй пик пропал, но форма колебаний также стала сложнее, напоминая скорее релаксационные колебания. При уменьшении частоты наблюдается явное увеличение амплитуды колебаний.

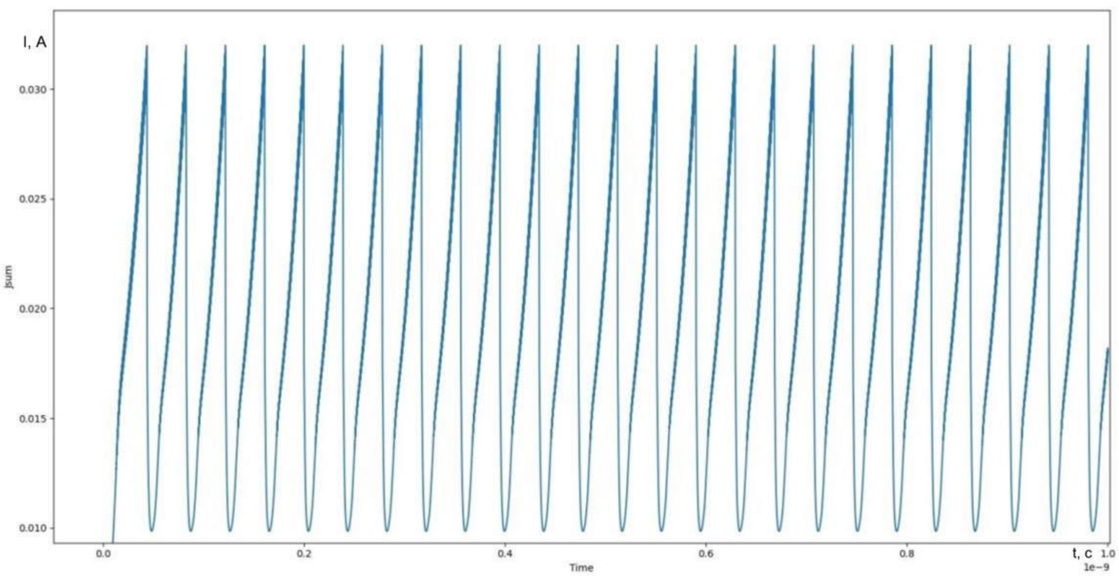

Рисунок 8. Зависимость тока от времени с добавлением контактов при значении напряжения U=0.8 В

При напряжении 0,8 В, мы наблюдаем рост максимального и амплитуды для колебаний тока, и уменьшение частоты (порядка 25 ГГц), по сравнению с значениями для U=0,4 В, 0,6 В. Колебания продолжают находиться вблизи тока насыщения для случая без контактов.

Заключение

В результате исследования были получены графики зависимости силы тока от времени при различных значениях напряжения без добавления контактов, и с добавлением контактов.

Анализ полученных результатов показал, что при увеличении значения напряжения без добавления контактов, видим значительное уменьшение амплитуды, и увеличение значения тока насыщения. При подключении контактов мы видим высокочастотные колебания, которые находятся вблизи тока насыщения. Даже в отсутствии контактов мы видим нелинейный характер вольт-амперной характеристики для полупроводниковых сверхрешеток, и при увеличении значений для напряжения, видим увеличепние значений для тока насыщения.

Таким образом, полупроводниковые сверхрешетки могут примененяться в различных устройствах для создания генераторных, усилительных и преобразовательных устройств.

Список литературы

[1] **Херман М.А**. Полупроводниковые сверхрешетки // 2013г.

[2] **Мицкевич А. С., Лешкевич А.** Ю. Из истории развития наноэлектроники. – 2022.

[3] **Кульбачинский В.А.** Двумерные, одномерные, нульмерные структуры и сверхрешетки // 2014

[4] **Алферов Ж. И.** История и будущее полупроводниковых гетероструктур //Лекции лауреатов Демидовской премии (1993-2004).—Екатеринбург, 2006. – 2006.

[5] **А.Г. Баланов**. Влияние температуры на дрейфовую скорость электронов в полупроводниковой сверхрешётке в продольном электрическом и наклонном магнитном полях // А.А. Короновский, А.О. Сельский, А.Е. Храмов, 2010.

[6] **А.Г. Баланов.** Безразмерные нелинейные уравнения для описания динамики полупроводниковой сверхрешётки в полуклассическом приближении // А.А. Короновский, В.А. Максименко, О.И. Москаленко, А.О. Сельский, А.Е. Храмов, 2012.

[7] **А.Г. Баланов.** Влияние температуры на нелинейную динамику заряда в полупроводниковой сверхрешётки в присутствии магнитного поля // М.Т. Гринавэй, А.А. Короновский, О.И. Москаленко, А.О. Сельский, Т.М. Фромхолд, А.Е. Храмов, 2012.

[8] **Басс Ф.Г.** К теории гальваномагнитных и высокочастотных явлений в полупроводниках со сверхрешеткой // Зорченко В.В., Шашора В.И., 1981, с. 459.

[9] **Басс Ф.Г**. Штрак-циклотронный резонанс в полупроводниках со сверхрешеткой// Зорченко В.В., Шашора В.И., 1980, с. 345.

[10] **Игнатов А.А.** Блоховские осцилляции электронов и неустойчивость волн пространственного заряда в полупроводниковых сверхрешетках // Шашкин В.И., 1987, с. 935.

[11] **Шик А.Я.** Сверхрешетки – периодические полупроводниковые структуры // 1974, с. 1841.

[12] **Силин А.П.** Полупроводниковые сверхрешетки. Успехи физических наук // 2011г.

[13] **Херман М.А**. Полупроводниковые сверхрешетки // 2013г.

[14] **Федосюк В.М.** Многослойные магнитные структуры // Шелег М.У., Касютич О.И., 1990, с. 88 – 97.

[15] **Силин А. П.** Полупроводниковые сверхрешетки //Успехи физических наук. – 1985. – Т. 147. – №. 11. – С. 485-521.

[16] **L. Esaki and R. Tsu,** IBM J. Res. Develop. 14, 61

[17] **(1970).Юзюк Ю. И.** Спектры комбинационного рассеяния керамик, пленок и сверхрешеток сегнетоэлектрических перовскитов (Обзор) //Физика твердого тела. – 2012. – Т. 54. – №. 5. – С. 963-993.

[18] **R. Tsu**, Superlatti es to Nanoele troni s, Elsevier, Amsterdam (2005).