

Министерство образования и науки Российской Федерации  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ИМЕНИ Н.Г. ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Кафедра физики полупроводников

Пинч-эффект в собственных полупроводниках

АВТОРЕФЕРАТ БАКАЛАВРСКОЙ РАБОТЫ

Студента 4 курса 412 группы

направления 11.03.04 «Электроника и наноэлектроника»

факультета nano- и биомедицинских технологий

Дудкина Андрея Михайловича

Научный руководитель

Старший преподаватель кафедры физики полупроводников СГУ,

\_\_\_\_\_ А.В. Митин

Консультант

Ведущий инженер кафедры теоретической физики СГУ

\_\_\_\_\_ М.Б. Мысенко

Зав. кафедрой

Заведующий кафедрой физики полупроводников СГУ,

д.ф.-м.н., профессор \_\_\_\_\_ А.И. Михайлов

Саратов 2016 год

## **ВВЕДЕНИЕ**

### **Актуальность темы исследования**

Пинч-эффект, характерный для плазменного состояния носителей заряда, состоит в стремлении собственного магнитного поля дрейфующих носителей заряда заключить их в поток меньшего поперечного сечения. Процессу сжатия противодействует тепловое движение носителей заряда.

Исследования пинч-эффекта направлены в основном на изучение различных видов неустойчивостей в магнито-плазменных процессах и механизмов рекомбинации и рассеяния носителей тока в полупроводниках. Одно из самых актуальных применений – функциональная микроэлектроника, использующая для обработки информации разнообразные физические эффекты, связанные с прохождением тока в полупроводниковых структурах.

Особый интерес вызывает влияние различных полей на протекание пинч-эффекта как с точки зрения изучения кинетических свойств полупроводников в сильных электрических и магнитных полях, так и с точки зрения сопутствующих ему плазменных неустойчивостей.

Основными факторами, препятствующими сильному сжатию электронно-дырочной плазмы, являются амбиполярная диффузия и объемная рекомбинация носителей тока, поэтому пинч-эффект может возникать только в образцах с высокой подвижностью носителей тока и сравнительно большим временем объемной рекомбинации.

Для исследования пинч-эффекта используются различные аналитические решения, среди которых преобладают решения для стационарного случая.

В данной работе используется аналитическое решение для случая стационарного пинч-эффекта, отличительной особенностью которой является дополнительная проверка численных результатов с помощью программы.

## **Цель и задачи бакалаврской работы**

Целью данной работы является нахождение приближенного аналитического решения для случая стационарного пинч-эффекта в собственных узкозонных полупроводниках. Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:

- Анализ литературных данных по теоретическому и экспериментальному исследованию пинч-эффекта собственных узкозонных полупроводниках;
- Совместное решение уравнений движения, непрерывности и уравнений Максвелла;
- Проведение серии численных экспериментов, направленных на выявление особенностей пинч-эффекта;
- Разработка и написание программы для расчета конкретных численных результатов и построения графиков, иллюстрирующих пинч-эффект;
- Исследование влияния внешних электрических и магнитных полей, в частности, СВЧ поля, на процесс протекания пинч-эффекта;
- Анализ полученных результатов.

## **Краткая характеристика материалов исследования**

В работе проведено исследование пинч-эффекта в собственном узкозонном полупроводнике *InSb*.

## **Описание структуры работы**

Выпускная квалификационная работа включает введение, двух разделов, в которых обсуждается основное содержание работы, заключение и список литературы из 17 источников, изложена на 31 страницах, содержит 4 рисунка. Во введении описана актуальность темы исследования, раскрыта но-

визна работы, а также сформулированы цель и задачи исследования. В первой главе проведен анализ литературы, посвященный рассмотрению пинч-эффекта. Далее рассматривается влияние внешних факторов на пинч-эффект. А затем рассматривается изменение критического тока пинч-эффекта под действием СВЧ поля в присутствии магнитного поля. Во второй главе описывается экспериментальная часть работы, состоящая из двух частей:

- 1) основные уравнения и их решение для случая стационарного пинч-эффекта
- 2) результаты аналитического решения задачи о стационарном пинч-эффекте.

В заключении сформулированы основные выводы по результатам проведенного исследования.

## ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

*Основные уравнения и их решение для случая стационарного пинч-эффекта:*

В приближении линейной рекомбинации носителей тока соответствующие стационарные уравнения имеют вид

$$\begin{aligned}
 \operatorname{rot} \vec{H} &= \frac{4\pi}{c} \vec{j} \equiv \frac{4\pi}{c} (\vec{j}_n + \vec{j}_p); \operatorname{rot} \vec{E} = 0; \\
 \operatorname{div} \vec{j} &= 0; \frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{j}_p + \frac{p - p_i}{\tau_{pek}} = 0; \\
 \vec{j}_n &= e \tilde{\mu}_n \left( \vec{E} + \frac{kT}{e} \nabla \right) P; \\
 \vec{j}_p &= e \tilde{\mu}_p \left( \vec{E} - \frac{kT}{e} \nabla \right) P
 \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь  $p(n)$  – локальная концентрация дырок (электронов);  $p_i$  – их равновесное значение;  $\tilde{\mu}_n(p) = \tilde{\mu}_{n(p)}(H)$  – тензор подвижности электронов (дырок).

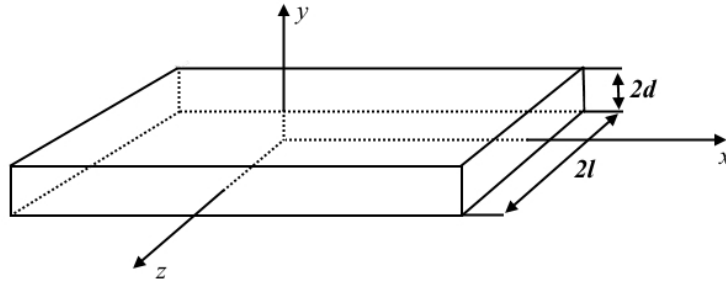


Рисунок 1 - Кристаллический образец в форме пластины

В расчетах подразумевался кристаллический образец в форме пластины ( $-\infty \leq x \leq \infty$ ,  $-d \leq y \leq d$ ,  $-\ell \leq z \leq \ell$ ,  $\ell \gg d$ ) (см. рисунок 1). Поперечный размер образца  $2d$  считался меньше (или порядка) величины биполярной диффузионной длины. Решение системы уравнений (1) выполнялось при условии: подвижность электронов и дырок заметно отличаются друг от друга, так что  $\mu_n \gg \mu_p$  (например, в *InSb*); рассматриваем область токов, где  $\frac{\mu_n H}{c} \approx 1$ ;  $\tau_{n,p}(\varepsilon) = const$ , где  $\varepsilon$  – энергия. В этом приближении исчезает эффект магнито-сопротивления. При этом тензор подвижности приобретает стандартный вид. Тогда система (1) имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dH}{dY} &= \frac{4\pi}{c} j_x, \quad E_x = const; \\ \frac{1}{e} \frac{dj_{py}}{dy} + \frac{p - p_j}{\tau_{rek}} &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где:

$$\begin{aligned} j_{py} &= -e\mu_p \frac{\mu_n H}{c} E_x P - 2kT\mu_p \frac{dP}{dy}; \\ j_{py} &= e\mu_p \frac{\mu_n H}{c} E_x P - 2kT\mu_p \frac{dP}{dy}; \\ \mu_q &= \frac{e\tau_q}{m^{x(g)}}; \quad (q = n, p). \end{aligned}$$

**Граничные условия** с учётом линейной поверхностной рекомбинации имеют вид

$$\frac{1}{e} j_{py}(y = \pm d) = \pm S[P(y = \pm d) - P_i]. \quad (3)$$

Выбор связи между  $H$  и  $j$  в форме Био-Савара дает дополнительное условие

$$H(y) = \frac{4\pi}{c} \int_{-y}^y j_x(y') dy' - \frac{2\pi}{c} J_x,$$

где  $J_x = \int_{-d}^d j_x(y) dy$  – полный ток, отнесённый к единице длины в  $x$ -направлении. Отсюда следует

$$H(d) + H(-d) = 0 \quad (4)$$

$$J_x = \frac{c}{25\tau} H(d) \quad (5)$$

Введём безразмерные величины

$$\xi = \frac{y}{d}; \quad f(\xi) = \frac{P(y)}{P_i}; \quad \gamma = \frac{eE_x d}{2kT};$$

$$\varphi(\xi) = \frac{\mu_n H(y)}{c}; \quad \beta = \frac{d}{L}; \quad S_{(\pm)} = \frac{S_{\pm} d}{D};$$

$$F = 8\pi k T P_i \left( \frac{\mu_n}{c} \right)^2,$$

где  $L = \sqrt{D\tau}$ ;  $D = \frac{2\mu_p kT}{e}$ .

Для упрощения положим  $F = \frac{\mu_p}{\mu_n} \max\{f(\xi)\} \ll 1$ . В полупроводниках величина  $F$  мала, к тому же  $\mu_p \ll \mu_n$ . Смысл неравенства состоит в пренебрежении  $x$ -компонентой диффузионного потока по сравнению с полным током в  $x$ -направлении.

В принятых обозначениях и с учётом неравенства (2),(3) (4) запишем в виде

$$\frac{d^2 f}{d\xi^2} + \gamma \frac{d}{d\xi}(\varphi f) + \beta^2(1 - f) = 0 \quad (6)$$

$$\frac{d\varphi}{d\xi} = F\gamma f \quad (7)$$

$$\varphi(1) + \varphi(-1) = 0 \quad (-1 \leq \xi \leq 1) \quad (8)$$

$$\xi = \pm 1; \frac{df}{d\xi} + \gamma\varphi f + S_{(t)}(f - 1) = 0 \quad (9)$$

Величины  $\varphi(1)$  и  $\gamma$  представляют собой безразмерный полный ток и электрическое поле.

Решим систему в случае симметричных граничных условий. Рассмотрим случай, когда  $S_+ = S_- = S$ . Полагаем  $\gamma \geq 0$ . Система (6) – (9) обладает симметрией:  $f(\xi) = f(-\xi)$ ,  $\varphi(\xi) = -\varphi(-\xi)$ . Тогда система имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d^2 u}{d\xi^2} + \alpha u \frac{du}{d\xi} + \beta^2(\xi - u) &= 0; \\ u(0) = 0; u(1) + \Phi \left( \frac{du}{d\xi} \right)_{\xi=1} &= 1 + \Phi. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь

$$\begin{aligned} 0 \leq \xi \leq 1; \alpha &\equiv \alpha(\gamma) = F\gamma^2; \\ \Phi = \frac{S}{\beta^2} = \frac{s\tau}{d}; u(\xi) &= \frac{1}{F\gamma} \varphi(\xi) = \int_0^\xi f(\xi') d\xi'. \end{aligned}$$

В поисках приближённого решения полагаем

$$u(\xi) = \frac{2}{\alpha R} \left[ 1 + \beta^2 \psi(\xi) \right] th \left( \frac{\xi}{R} \right). \quad (11)$$

Подставляя (11) в (10), можно убедиться, что  $|\psi(\xi)| \ll 1$  как при  $\alpha \gg 1$ , так и при  $\alpha \ll 1$ . При  $\alpha \approx 1$ ,  $|\psi(\xi)| \approx 1$ .

При  $\beta^2 \ll 1$ , т.е. при  $d^2 \ll L^2$ , из (11) и (10) получаем уравнения для  $R$  через  $\gamma$  и  $\Phi$ .

$$\alpha(\gamma)(1 + \Phi) \cong \frac{2}{R} \left( th \frac{1}{R} + \frac{\Phi}{R} ch^{-2} \frac{1}{R} \right). \quad (12)$$

Распределение носителей в кристалле имеет вид

$$f(\xi) = \frac{du}{d\xi} \cong \frac{2}{\alpha R^2} ch^{-2} \left( \frac{\xi}{R} \right).$$

отсюда следует, что величина  $R$  имеет смысл безразмерной ширины пинч-слоя.

Для слабых электрических полей ( $\alpha \ll 1$ ) получим  $R \cong \sqrt{\frac{2}{\alpha}}$ ;  $u(\xi) \cong \xi$

или  $\varphi(1) \cong F\gamma$ , что в размерных величинах соответствует обычной омической

ВАХ:  $J_x \cong 2dP_i e \mu_n E_x$ .

В сильных полях ( $\alpha \gg 1$ )

$$u(\xi) \cong (1 + \Phi) th \left( \alpha \xi \frac{1 + \Phi}{2} \right)$$

$$R \cong \frac{2}{\alpha(1 + \Phi)}; \varphi(1) \cong F\gamma(1 + \Phi)$$

т.е. проводимость в  $(1 + \Phi)$  раз превышает проводимость в слабых полях.

На основе (12) можно построить ВАХ для параметров  $F$  и  $\Phi$ . При больших  $\Phi$  характеристика имеет S-образную форму.



*Результаты аналитического решения задачи о стационарном пинч-эффекте:*

В рассматриваемом случае возникновение пинч-эффекта приводит к тому, что концентрация носителей у поверхностей  $y = \pm d$  становится ниже равновесной и поверхности выступают в качестве поставщиков в объём носителей. Увеличение с ростом тока числа носителей в кристалле приводит к падению напряжения на образце, и, следовательно, к уменьшению поля  $E_x$ . Если  $S$  конечная величина, поток носителей, генерируемых на поверхности, при дальнейшем увеличении тока достигает насыщения и на ВАХ появляется второй линейный участок (см. рисунок 2).

Пинч-слой с высокой концентрацией сформируется лишь при условии, что большая часть носителей, генерируемых на периферии, успеет дойти до центрального сечения ( $y = 0$ ), не рекомбинируя на пути. В результате проводимость в области взаимодействующих посредством магнитного поля токов существенно зависит от толщины кристалла и темпа рекомбинации носителей тока. Данные утверждения доказывают результаты экспериментов в работах [1], где получены аналогичные выводы. Согласно нашим расчетам в *InSb* при  $T \sim 300$  К отрицательное дифференциальное сопротивление должно наблюдаться в области электрических полей  $E_x \sim 200$  В/см, что соответствует результатам экспериментальных исследований.

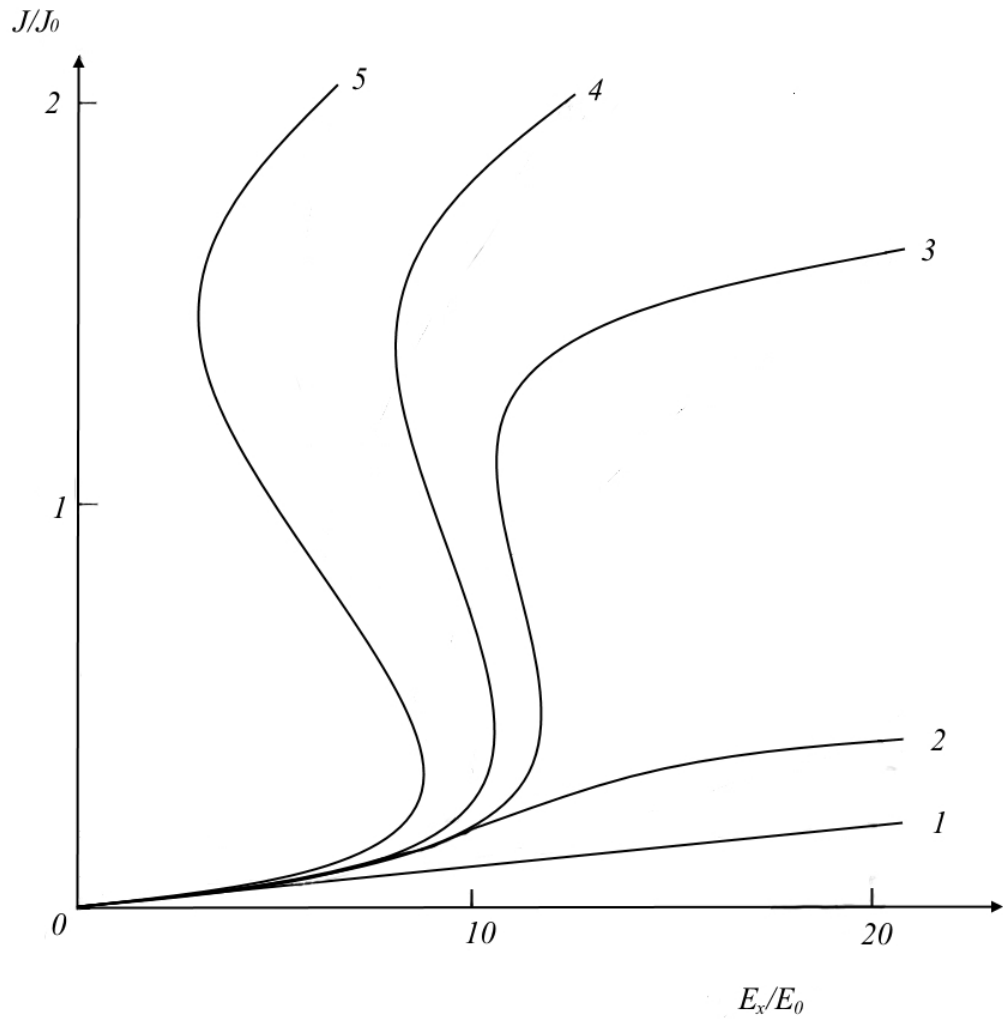


Рисунок 2 - Вольтамперная характеристика кристалла *InSb* при  $d/L \ll 1$ . 1.  $\Phi = 0$ ; 2.  $\Phi = 1$ ; 3.  $\Phi = 7$ ; 4.  $\Phi = 15$ ; 5.  $\Phi = 30$ . Здесь  $J_0 = Ic^2/\pi U_n$ ,  $E_0 = 2kT/ed$ ;  $U_n$  - подвижность электронов полагается значительно превышающей подвижность дырок.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе было найдено приближенное аналитическое решение для случая стационарного пинч-эффекта, которое получено на основе совместного решения уравнений движения, непрерывности и уравнений Максвелла. Для интерпретации полученного результата создана программа для расчета конкретных числовых результатов и построения графиков, иллюстрирующих пинч-эффект (см. рисунок 2). Согласно нашим расчетам было получено, что в *InSb* при  $T \sim 300 \text{ K}$  отрицательное дифференциальное сопротивление должно наблюдаться в области электрических полей  $E_x \sim 200 \text{ В/см}$ , что соответствует экспериментальным данным. Проведено обзорное исследование влияния внешних электрических и магнитных полей, в частности, СВЧ поля, на процесс протекания пинч-эффекта.