

Министерство образования и науки Российской Федерации
МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(государственный университет)
ФАКУЛЬТЕТ ФИЗИЧЕСКОЙ И КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Кафедра физики и технологии наноэлектроники

На правах рукописи

УДК 53.043

ФРОЛОВ АЛЕКСЕЙ ВЛАДИМИРОВИЧ

**Исследование температурной зависимости проводимости двумерного
газа в GaAs квантовой яме, выращенной методом газофазного
осаждения**

Выпускная квалификационная работа бакалавра

Направление подготовки 010900 «Прикладные математика и физика»

Заведующий кафедрой _____ / В.В. Аристов/

Научный руководитель _____ / В.Г. Попов /

Студент _____ /А.В. Фролов/

Работа выполнена в ИПТМ РАН,

Черноголовка, 2011 г.

Содержание

1. Введение.....	3
1.1. Актуальность работы.....	3
1.2. Литературный обзор.....	4
2. Технология изготовления структуры.....	18
2.1. Описание структуры.....	18
2.2. Фотолитография и травление.....	20
2.3. Изготовление омических контактов.....	21
3. Постановка эксперимента.....	23
3.1.Схема установки.....	23
3.2. Калибровка терморезистора.....	24
3.3. Методы измерений.....	25
4. Экспериментальные результаты и их анализ.....	27
4.1. Экспериментальные данные.....	27
4.2. Анализ результатов.....	30
5. Заключение.....	32
6. Список литературы.....	33

1. Введение.

1.1 Актуальность работы.

На сегодняшний день есть две технологии создания гетероструктур: метод химического осаждения из газовой фазы и молекулярно-пучковая эпитаксия. Молекулярно-пучковая эпитаксия является лучшей технологией для создания гетероструктур наивысшего качества. В данной технологии, в условиях сверхвысокого вакуума (10^{-7} Торр), реагенты осаждаются на подложку в форме молекулярных пучков, которые создаются путем нагревания исходного материала до испарения в ячейке с очень малым отверстием. Но изготовление структур таким методом является дорогостоящим.

За последние 20 лет метод газофазного осаждения (CVD) был значительно усовершенствован. В отличие от молекулярно-пучковой эпитаксии CVD уже используется не только на лабораторном уровне, но и является большой технической дисциплиной в промышленности наряду с такими техническими дисциплинами как электролитическое осаждение, порошковая металлургия, и др. В настоящее время метод CVD широко применяется в производстве полупроводников, оптоэлектроники, режущих инструментов, огнеупорных волокон, фильтров, и т. д. Наиболее часто, получаемое твердое вещество осаждается в виде покрытий или тонких пленок на помещенных в реакционную зону объектах, хотя с помощью этого можно получать объемные моно- и поликристаллические образования, а также продукты в порошкообразном и нитевидных состояниях. Примеры материалов, получаемых в CVD-процессах: кремний, углеродное нановолокно, углеродное нановолокно, углеродные нанотрубки, SiO_2 , вольфрам, карбид кремния, нитрид кремния, нитрид титана, различные диэлектрики, а также синтетические алмазы.

При создании наноструктур методом газового осаждения встает вопрос о качестве, поскольку скорость роста очень высока. В случае квантовых ям можно исследовать проводимость как величину пропорциональную вероятности рассеяния на дефектах. При этом рассеяние может оказывать влияние как на величину проводимости или подвижности так и на локализацию носителей, которая проявляется в температурной зависимости проводимости или сопротивления.

Цель данной работы заключается в следующем:

- 1) Исследовать температурную зависимость проводимости гетероструктуры, полученной методом газофазного осаждения.
- 2) Сравнить полученные зависимости с результатами похожих экспериментов.

1.2 Литературный обзор.

1.2.1 Газофазное осаждение

В данной работе исследовалась структура, выращенная методом газофазного осаждения. Сущность процессов химического осаждения из газовой фазы, или CVD-процессов состоит в получении веществ в твердом состоянии за счет химических превращений реагентов, одновременно подаваемых в реакционный объем и находящихся в газообразном или плазменном состоянии.

Схема CVD-реактора и различные виды CVD показаны на Рис. 1.1

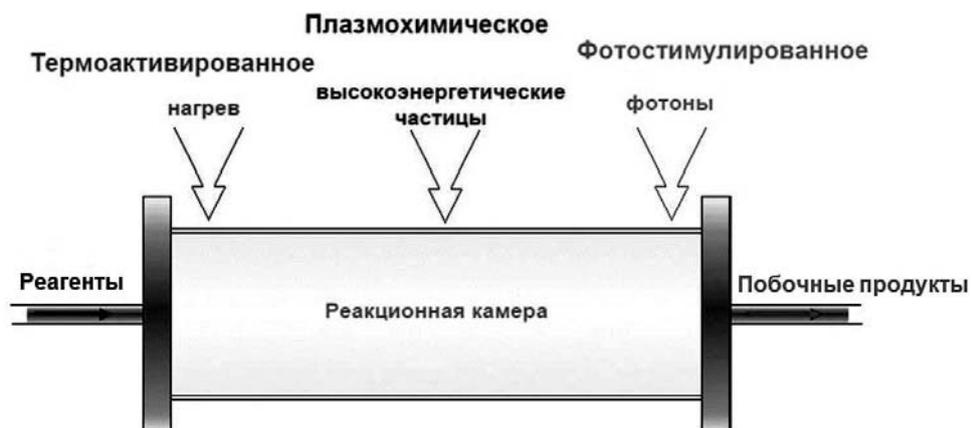


Рис. 1.1. Схема CVD-реактора

Одной из разновидностей CVD является химическое осаждение из газовой фазы с использованием металлоорганических соединений (MOCVD)— метод получения материалов, в том числе эпитаксиального роста полупроводников, путём термического разложения (пиролиза) металлоорганических соединений, содержащих необходимые химические элементы. Например, AlGaAs выращивают при использовании триметилгаллия ((CH₃)₃Ga) и трифенилмышьяка (C₆H₅)₃As). В отличие от молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) рост осуществляется не в высоком вакууме, а из парогазовой смеси пониженного давления (от 2 до 100 кПа).

Схема MOCVD-установки изображена на Рис. 1.2

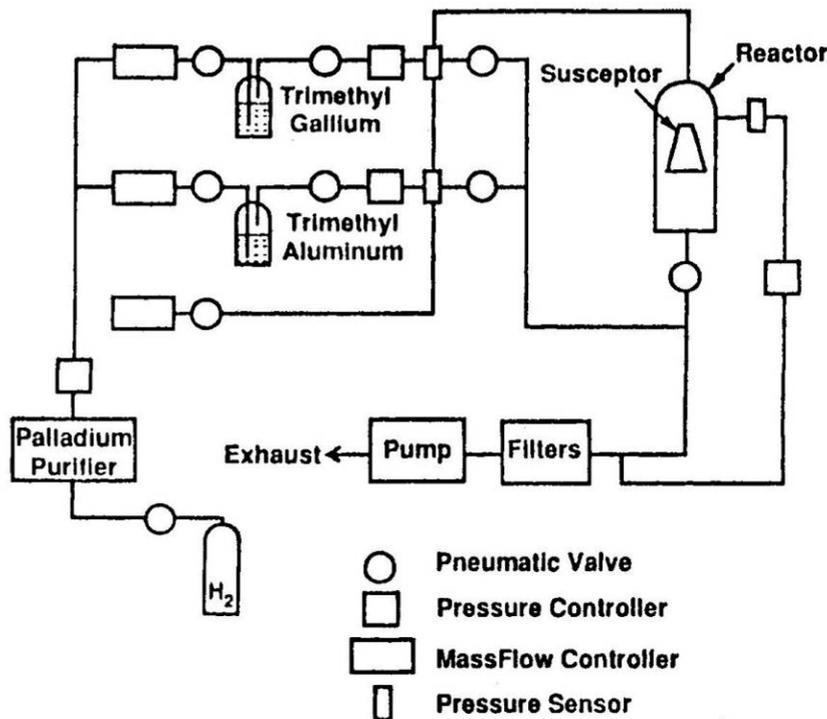


Рис. 1.2. Схема типичной MOCVD-системы

MOCVD-установка состоит из четырех основных систем:

1) Реактор - камера, в которой непосредственно происходит эпитаксиальный рост. Она сделана из материалов, химически инертных по отношению к используемым химическим соединениям при высоких температурах (400 - 1300 °C). Основными конструкционными материалами являются нержавеющая сталь, кварц и графит. Подложки расположены на нагреваемом подложкодержателе с контролем температуры. Он также сделан из материалов, стойких к химическим веществам, используемым в процессе (часто используют графит, иногда со специальными покрытиями, также некоторые детали подложкодержателя делают из кварца). Для нагрева подложкодержателя и камеры реактора до температуры эпитаксиального роста используют резистивные или ламповые нагреватели, а также ВЧ-индукторы.

2) Газовая схема. Исходные вещества, находящиеся при нормальных условиях в газообразном состоянии подаются в реактор из баллонов через регуляторы расхода газа. В случае, если исходные вещества при нормальных условиях представляют собой жидкости или твердые вещества (в основном это все применяемые металлоорганические соединения), используются так называемые испарители-баблеры (англ. 'bubbler'). В испарителе-баблере газ-носитель (обычно азот или водород) продувается через слой исходного химического соединения, и уносит часть металлоорганических паров, транспортируя их в реактор. Концентрация исходного химического вещества в потоке газа-носителя на выходе из испарителя зависит от потока газа-носителя, проходящего через испаритель-баблер, давления газа-носителя в испарителе и температуры испарителя-баблер.

3) Система поддержания давления в камере реактора (в случае эпитаксии на пониженном давлении - форвакуумный насос Рутса или пластинчато-роторный и лепестковый клапан).

4) Система поглощения токсичных газов и паров. Токсичные отходы производства должны быть переведены в жидкую или твердую фазу для последующего повторного использования или утилизации.

Эпитаксия особенно легко осуществляется, если разность постоянных решеток не превышает 10 %. При больших расхождениях сопрягаются наиболее плотноупакованные плоскости и направления. В GaAs и $Al_xGa_{1-x}As$ различие между постоянными решеток менее чем 1%. Поэтому с их помощью выращиваются гетероструктуры с наименьшим количеством дефектов на границе раздела.

1.2.2 Температурная зависимость проводимости двумерных систем

Наиболее простой моделью, описывающей металлическую проводимость, является модель свободных электронов. В ней предполагается что электроны не взаимодействуют с ионными остатками, поэтому вся система в металле рассматривается как газ заряженных частиц с длиной свободного пробега λ . Несмотря на свою простоту, модель свободных электронов дает хорошее описание для многих процессов. Считается также, что электроны не взаимодействуют друг с другом (модель независимых электронов). В рамках модели МСЭ существует теория металлов Друде – почти свободных электронов (электроны испытывают столкновения с ионами).

Теория Друде позволяет объяснить закон Ома и оценить величину сопротивления. Из закона Ома $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$, плотность тока $\mathbf{j} = -nev$, получаемое электроном ускорение $d\mathbf{v}/dt = -e\mathbf{E}/m$, средняя скорость $\mathbf{v}_{cp} = -e\mathbf{E}\tau/m$, плотность электронов n , следовательно

$$\sigma = ne^2\tau/m = ne\mu$$

где τ - время релаксации.

В реальных материалах электроны рассеиваются на примесях, дефектах, фононах и т. п. При высоких температурах доминирует рассеяние на фононах, количество которых возрастает с температурой. При низких температурах рассеяние на примесях и статических дефектах становится преобладающим и проводимость перестает зависеть от температуры.

На рис 1.3 изображена зависимость от температуры подвижности различных материалов с двумерным электронным газом. Можно увидеть, как с развитием технологии получались структуры с более высокой подвижностью[1].

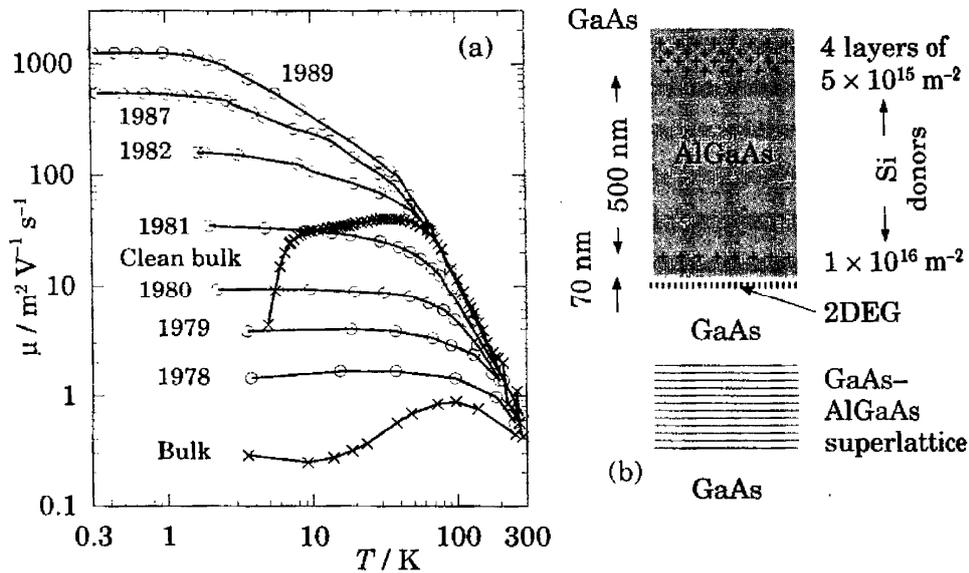


Рис. 1.3. Зависимость подвижности 2D электронного газа от температуры (показывает увеличение за подвижности образцов за 20 лет)

Однако при температурах близких к нулю вновь возникает температурная зависимость проводимости связанная с локализацией носителей. Слабая локализация приводит к квантовой поправке к металлической проводимости, обусловленной волновыми свойствами электрона, проявляющимися на фоне диффузионного движения при большом количестве упругих рассеивателей. Данная квантовая поправка,

$$\tau_{\varphi} \gg \tau$$

происходят при условии,

В классической механике вероятность электрона, находящегося в момент $t = 0$ в начале координат $\mathbf{r} = 0$, при диффузионном движении с фермиевской скоростью v_F и средней длиной свободного пробега $l = v_F \tau$ через время t оказаться в точке \mathbf{r} равна

$$p(\mathbf{r}, t) = (4\pi Dt)^{-d/2} e^{-r^2/4Dt}, \quad r^2 = \sum_1^d x_i^2, \quad \int p(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} = 1.$$

где d — размерность пространства, в котором происходит диффузия, а D — коэффициент диффузии.

В квантовой механике вероятность найти электрон в начале координат $p(0, t)$ должна из-за интерференции удваиваться (рис. 1.4)

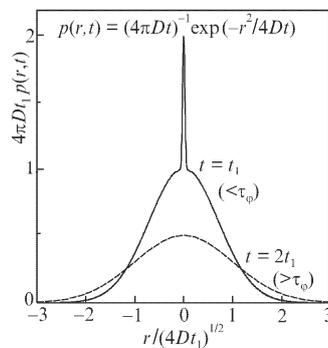


Рис. 1.4. Функция $p(t)$ при диффузии на плоскости ($d=2$) в разные моменты времени $t_1 < \tau_\varphi$ и $2t_1 > \tau_\varphi$.

Увеличение вероятности для электрона оказаться в точке $r = 0$ и называется слабой локализацией. Оно приводит к поправкам $\delta\sigma$ в проводимости.

Слабая локализация справедлива и для низкоразмерных систем. В двумерном случае:

$$\frac{\delta\sigma_2}{\sigma} \approx - \int_{\tau}^{\tau_{\varphi}} \frac{v_F \lambda^2 dt}{(Dt)b} \approx \frac{v_F \lambda^2}{Db} \ln \frac{\tau_{\varphi}}{\tau} \approx \frac{1}{(k_F l)(k_F b)} \ln \frac{\tau_{\varphi}}{\tau}$$

Характерным размером, сравнением с которым определяется размерность конкретного образца, является диффузионная длина L_{φ} .

$$L_{\varphi} \approx \sqrt{D\tau_{\varphi}} \approx l \sqrt{\frac{\tau_{\varphi}}{\tau}} \gg l$$

Пленка толщиной b при условии $b \ll L_{\varphi}$, где являются с точки зрения диффузии объектами пониженной размерности. Следует отметить, что даже очень толстая пленка при достаточно низкой температуре должна рассматриваться как двумерная: поскольку при $T \rightarrow 0$ длина $L_{\varphi} \rightarrow \infty$, поэтому возникает вопрос о применимости данной теории к истинно двумерным электронным системам, где электроны могут двигаться строго в одной плоскости. На рис. 1.5 показана температурная зависимость сопротивления на инверсных слоях Si. Здесь действительно наблюдается логарифмическое уменьшение сопротивления, а значения $\Delta\sigma$

порядка $2,5 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}$.

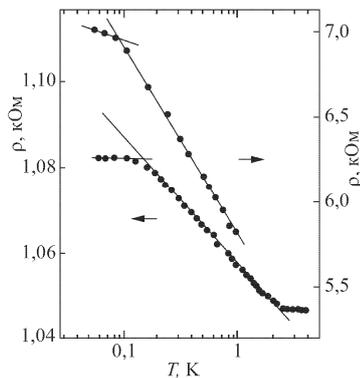


Рис. 1.5. Логарифмический температурный рост сопротивления инверсных слоев Si — данные для двух разных образцов [3], стр 30

Также существуют модели связанные с переходом металл-изолятор. Фундаментальное различие между изолятором и металлом в том, что в изоляторе электронные состояния на ферми-уровне локализованы, а в металле — делокализованы. Если последовательным изменением какого-то параметра перевести изолятор в металлическое состояние, то произойдет изменение симметрии волновых функций. Металл от изолятора отличается этой симметрией. Основное физическое свойство, принципиально различное в материалах этих двух типов, это величина проводимости. Однако при конечной температуре $T \neq 0$ изолятор тоже проводит ток путем прыжковой проводимости. Поэтому чтобы ответить на вопрос, является исследуемый материал металлом или изолятором, необходимо экстраполировать экспериментальную зависимость $\sigma(T)$ к $T=0$, хотя эта процедура громоздкая, неудобная, а часто и неоднозначная.

Поскольку наличие проводимости различает металл и изолятор только при $T = 0$, под волновыми функциями, симметрия которых сравнивается, подразумеваются функции основного состояния. Известны два главных фактора, влияющие на волновые функции основного состояния, изменение которых может вызвать переход: степень беспорядка и электрон - электронное взаимодействие. Переход в системе невзаимодействующих электронов называется переходом Андерсона. Переход, обусловленный межэлектронным взаимодействием, называется переходом Мотта.

Модель Андерсона (рис 1.6) представляет собой периодическую решетку прямоугольных ям различной глубины с концентрацией N .

Уровни в ямах разбросаны в интервале значений энергии W и плотность уровней в этом интервале постоянна, т.е

$$\frac{\partial N}{\partial \varepsilon} = \begin{cases} N/W & \text{при } |\varepsilon| \leq W/2, \\ 0 & \text{при } |\varepsilon| > W/2. \end{cases}$$

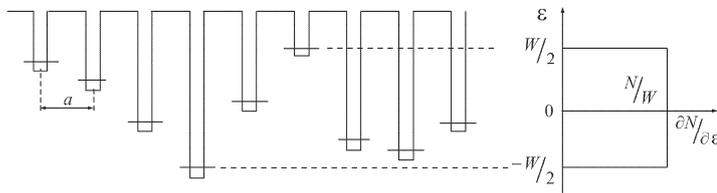


Рис. 1.6. Модель Андерсона: периодически расположенные ямы разной глубины

Возможны два предельных случая. Каждый электрон может сидеть в своей яме (локализованные состояния) так будет, например, если ямы хоть и разные, но все очень глубокие. С другой стороны, все электроны могут быть делокализованы, так что каждому электрону доступна любая яма. Например, если все ямы одинаковые или почти одинаковые, то волновые функции электронов - это блоховские волны.

В модели Андерсона симметрия волновых функций основного состояния зависит от относительной величины беспорядка. Параметром является отношение энергий J/W , где J – интеграл перекрытия волновых функций электронов, локализованных на соседних ямах

$$J = \int \psi_1^* \hat{H} \psi_2 d^3r \propto \exp\left(-\frac{r_{12}}{a_B}\right)$$

Для появления делокализованных состояний, т. е. для реализации металлической проводимости, требуется выполнение условия:

$$\frac{J}{W} \geq \left(\frac{J}{W}\right)_{\text{crit}}$$

Модель Андерсона исследована и для систем пониженной размерности. Здесь речь идет о сильной локализации, и критерий понижения размерности гораздо более жесткий. Он связан со структурой электронного спектра свободных электронов с волновыми функциями $\exp(i\mathbf{kr})$ при соответствующей геометрии области их существования.

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m} + \varepsilon_{\perp}(i), \quad i = 1, 2, \dots$$

В случае двумерного электронного газа все электроны помещаются в нижней размерно квантованной подзоне ($i=1$). Поэтому для вырожденной электронной системы критерий имеет вид

$$\varepsilon_F < \Delta_s, \quad \Delta_s \equiv \varepsilon_{\perp}(i=2) - \varepsilon_{\perp}(i=1) \propto b^{-2}$$

Согласно модели Андерсона в одномерной среде сколь угодно малый беспорядок приводит к локализации, а двумерный случай является пограничным с точки зрения возможности появления делокализованных состояний.

Скейлинговая гипотеза.

Проводимость двумерной системы:

$$\sigma_2 = n_2 e^2 l / \hbar k_F \approx (e^2 / \hbar) (k_F l)$$

С учётом квантовых поправок:

$$\sigma = \sigma_2 - \frac{e^2}{\hbar} \ln \frac{L_\varphi}{l} \approx \frac{e^2}{\hbar} \left(k_F l - \ln \frac{L_\varphi}{l} \right)$$

Для оценки момента существенных изменений в характере проводимости, приравняем проводимость нулю. Получившееся в результате значение L_φ назовем длиной локализации и обозначим буквой ξ

$$\xi \approx l \exp(k_F l)$$

$L_\varphi = (D\varepsilon_F\tau/T)^{1/2}$, поэтому оценка для температуры T_{cr} , при которой $L_\varphi = \xi$:

$$T_{cr} = \frac{D\varepsilon_F\tau}{\xi^2} \approx \varepsilon_F \exp(-2k_F l)$$

Ожидается, что в районе температуры T_{cr} произойдет кроссовер от логарифмического падения проводимости к экспоненциальному падению (рис 1.7).

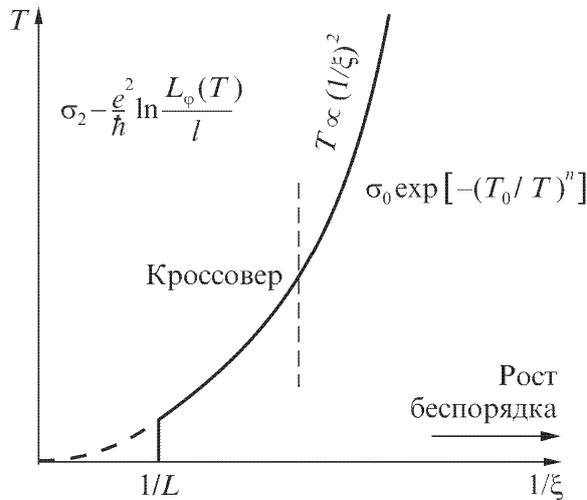


Рис. 1.7. Кроссовер между логарифмической и экспоненциальной температурными зависимостями проводимости в двумерных системах.

Таким образом длина ζ определяемая формулой, это действительно тот самый радиус локализации, на котором данный беспорядок в двумерной системе локализует носители при $T = 0$. При $l/k_F > 1$ оба параметра становятся реальными. Именно для этой области скейлинговая гипотеза вместо перехода металл-изолятор по мере увеличения беспорядка при $T = 0$ предсказывает для 2D-системы с фиксированным беспорядком кроссовер от слабой к сильной локализации при уменьшении температуры.

В гетероструктуре GaAs/Al_xGa_{1-x}As концентрацию 2D-электронов можно менять при помощи затвора: на одном образце при изменении электрического поля получается весь спектр концентраций. Как видно из рис. 1.8, функция $\rho(T)$ носит явно активационный характер при

концентрации $n \approx 0,6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а при $n \approx 6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ имеет место лишь

слабый логарифмический рост ρ с понижением T .

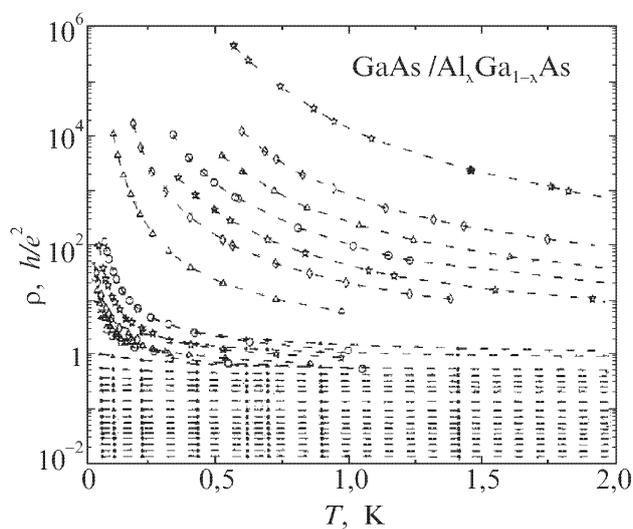


Рис. 1.8. Эволюция температурной зависимости сопротивления двумерного газа в гетеропереходе по мере изменения двумерной электронной плотности от $n \approx 0,6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (верхняя кривая) до $n \approx 0,6 \cdot 10^{11}$

см^{-2} (нижняя кривая) [3], стр. 124

Наблюдать кроссовер от слабой локализации к сильной удалось и на одном образце (рис 1.9). Результаты измерения ниже 1 К укладываются на активационную зависимость $R \sim \exp(T_0/T)$ с $T_0 \sim 2,6 \text{ К}$, а выше T_0 кривая $R(T)$ описывается формулами теории слабой локализации.

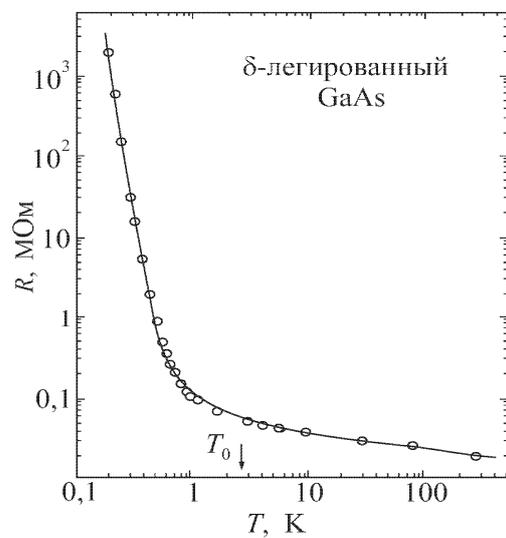


Рис. 1.9. Температурная зависимость сопротивления полоски шириной 0,05 микрон из δ -легированного GaAs.

Описанную гармонию между скейлинговой гипотезой и экспериментами нарушают результаты опытов на инверсионных слоях в кремнии, где концентрация регулируется напряжением на затворе (рис 1.10).

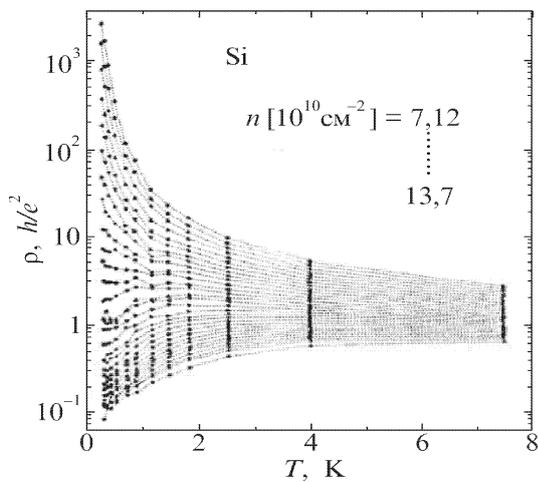


Рис. 1.10. Температурная зависимость сопротивления инверсионного слоя на поверхности Si при различной плотности носителей в слое. [3], стр 126

На образцах с рекордно большой подвижностью носителей в слое увеличение концентрации носителей n в 2D-слое меняет знак производной

$\delta\rho/\delta T$, так что при $n \approx 1,4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ сопротивление падает в несколько раз

по мере уменьшения температуры от 4 К до нескольких десятков мК. В этом существенное отличие от кривых для гетероструктуры GaAs/Al_xGa_{1-x}As (на рис. 1.8) и существенное противоречие со скейлинговой гипотезой.

2. Технология изготовления структуры

2.1 Описание структуры

В этой работе исследовался образец на основе гетероструктуры типа $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Данная структура выращивалась методом химического осаждения из газовой фазы с использованием металлоорганических соединений. На нелегированной подложке GaAs выращивались барьер $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$, затем квантовая яма GaAs, затем второй барьер $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$. Толщина и состав слоёв подробнее представлены в Таблице 1.

Из выращенного легированного слоя широкозонного n-AlGaAs, электроны переходят в GaAs (рис. 2.1.). В результате электроны остаются в узкой потенциальной яме. Нахождение электронов в плоскости приводит к квантованию части энергии, перпендикулярной к поверхности и, следовательно, двумерного электронного газа.

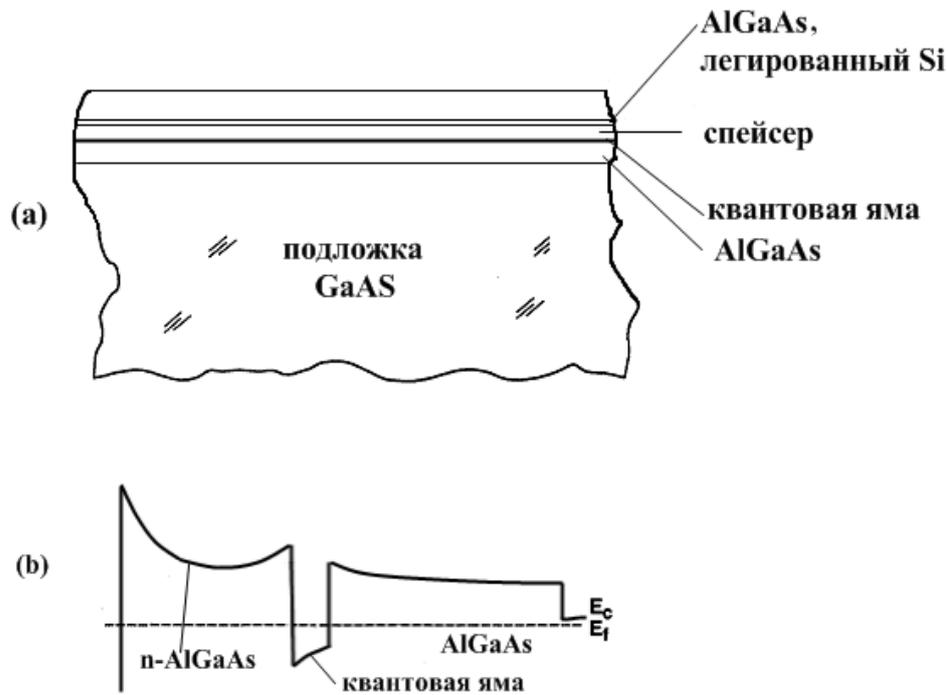


Рис. 2.1 (а) Структура AlGaAs/GaAs/AlGaAs перехода. (б) Зонная диаграмма этого перехода.

Номер слоя	Состав, слоя	Толщина, нм
5	$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$, нелегированный	100
4	$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ легированный Si, $n_{\text{si}} = 6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$	5
3	$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$, нелегированный	30
2	GaAs, нелегированный	5
1	$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$, нелегированный	50
	Подложка GaAs, нелегированная (100)	

Таблица 1. Состав и размеры слоёв GaAs/AlGaAs гетероструктуры.

2.2. Фотолитография и травление

На структуре был изготовлен холловский мостик следующего типа:

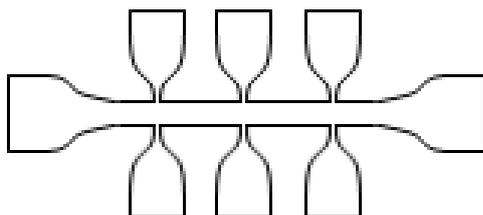


Рис. 2.2 Холловский мостик, полученный при помощи фотолитографии.

Толщина центрального канала ≈ 100 мкм,

Расстояние между соседними ножками ≈ 200 мкм

Процесс фотолитографии:

1) Очистка образца.

Образец очищался с помощью диметилового спирта.

2) Нанесение позитивного резиста на центрифуге.

Резист наносился в виде жидкого раствора. Вращение на центрифуге необходимо для равномерного распределения резиста по образцу и испарения жидкой части раствора. Центрифуга работает в 2-х режимах: сначала с частотой вращения 2500 оборотов/мин, затем 60 с – 6000 оборотов/мин. Толщина получаемого слоя $\approx 1,2$ мкм.

3) Сушка резиста при комнатной температуре

Время сушки ≈ 20 мин.

4) Сушка резиста в печи

Время сушки ≈ 1 час.

5) Экспонирование в фотолитографе

Просвечивание ультрафиолетом через шаблон, полный контакт шаблона с образцом, 2 раза по 20 с.

6) Проявление

0,5% - раствор КОН, в течение 1 мин.

7)Травление

Раствор $\text{HNO}_3\text{OH} : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O} - 1 : 1 : 100$. Время травления ≈ 1 час

8) Измерение профиля структуры (глубины травления)

Измерялся профилометром. Глубина травления ≈ 10 мкм

9) Удаление остатков резиста

Ацетон, в течение 5 мин.

2.3. Изготовление омических контактов

Важная задача при разработке различных полупроводниковых приборов, таких как транзисторы и СВЧ интегральные схемы – создание

омических контактов. Омические – это контакты между поверхностями металла и полупроводника или между поверхностями двух полупроводников. В последние годы многие вопросы построения этих приборов были решены, но с реализацией процессов создания омических контактов до сих пор существуют определенные трудности.

Процесс создания омического контакта состоит из двух основных этапов. Первый – создание самой контактной металлизации, второй – термическая обработка полученной металлизации. Созданный таким образом омический контакт должен отвечать определенным требованиям: высокая электропроводность и теплопроводность, создание наименьших механических напряжений. Достигнуть всех этих требований достаточно сложно – для этого необходимо специализированное технологическое оборудование.

В данной работе контакты были нанесены с помощью пайки. В качестве припоя был выбран индий. Индий относится к легкоплавким припоям с температурой плавления 429,32 К. Кроме того индий обладает высокой адгезией ко многим материалам, что облегчает пайку.

Для достижения линейной вольт-амперной характеристики контактов было произведено вжигание индия в образец. Отжиг производился в печи в Ag-атмосфере в течение 1.5 часов при $T=450^{\circ}\text{C}$. Линейность вольт-амперной характеристики проверялась с помощью генератора переменного тока и самописца. Схема измерений выглядит следующим образом:

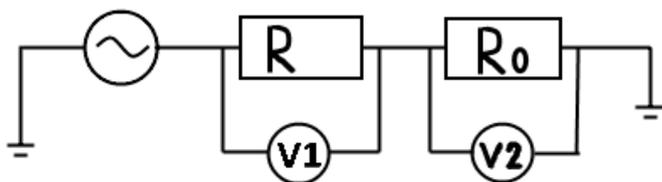


Рис. 2.3. Схема измерений сопротивления образца.

Генерировался переменный ток малой частоты, R-сопротивление образца, R0-магазин сопротивлений. Данные V1 и V2 выдавались по координатным осям самописца. В процессе отжига была достигнута линейность получаемой кривой.

После создания омических контактов структура была помещена в корпус с 12 ножками. Соответственно, каждый контакт был распаян на отдельную ножку.

3. Постановка эксперимента.

3.1. Схема установки.

На рисунке 3.1 схема экспериментальной установки. Источником тока в этой схеме служит цифро-аналоговый преобразователь (ЦАП). Аналого-цифровой преобразователь (АЦП) использовался в качестве вольтметра. Наличие шумов в цепи определялось при помощи осциллографа (развёртка напряжения от времени). Уровень шумов в электрической цепи не превышал 2 мВ.

Образец подсоединен через длинную алюминиевую вставку с проводами внутри. На вставке есть по 12 контактов на каждом конце. Вставка нужна для погружения в сосуд Дьюара с жидким гелием или жидким азотом. Меняя положение вставки с образцом над поверхностью жидкого гелия или жидкого азота можно менять температуру, при которой происходят измерения, в диапазоне от 4.2 К до 300 К. На этой же вставке близко к образцу расположено угольное сопротивление (терморезистор), сопротивление которого чувствительно к температуре. Угольное сопротивление подключено к тестеру и не подключено к электрической цепи образца.

Последовательно образцу подсоединено нагрузочное сопротивление R_{load} , величина которого была подобрана исходя из сопротивления образца и способа его подключения. Падение напряжения на этом нагрузочном сопротивлении измерялось при помощи АЦП. В итоге определялись как ток в цепи I , так и падение напряжения V на образце.

Исходя из того что сопротивление образца оказалось равным приблизительно 15кОм, было взято нагрузочное сопротивление R_{load} 10 кОм.

Сосуд Дьюара состоит из нескольких секций, полостей. Секция с жидким гелием окружена вакуумным пространством. Далее все это окружено секцией с жидким азотом, которая защищена от окружающей среды дополнительной вакуумной секцией. Сосуд Дьюара с жидким гелием всегда подсоединен к гелиевой сети, за исключением моментов погружения образца в сосуд и его извлечения.

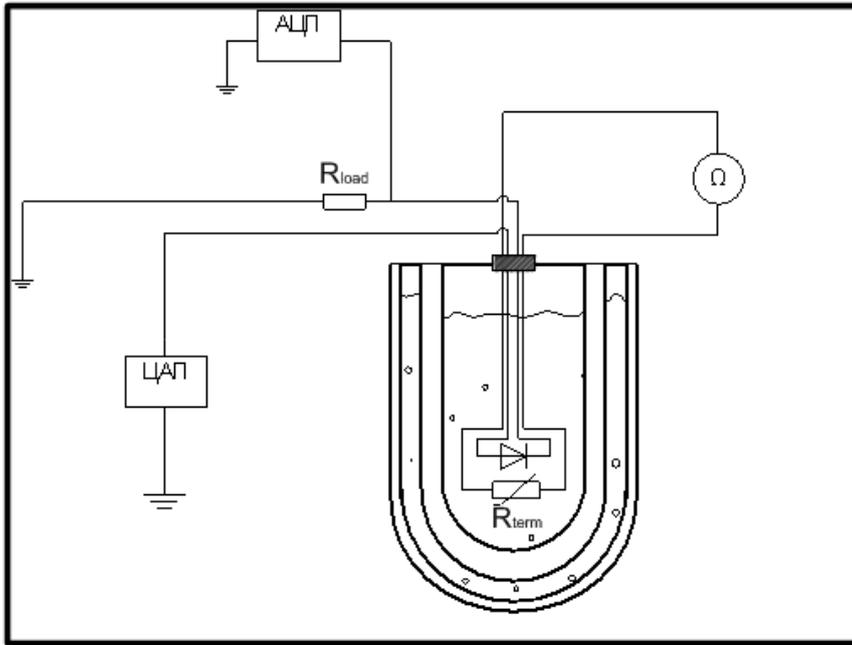


Рис. 3.1. Схема экспериментальной установки.

3.2. Калибровка терморезистора.

На рисунке 3.2 представлена зависимость сопротивления терморезистора от температуры в логарифмическом масштабе. Как известно, зависимость угольного терморезистора от температуры имеет вид: $R = R_0 \exp\left(\frac{A}{T} - \frac{B}{T_0}\right)$, где R_0 - сопротивление при комнатной температуре T_0 , A и B - константы. Калибровка проводилась по трем точкам: сопротивление при температуре жидкого гелия ($T = 4.2$ К), сопротивление при температуре жидкого азота ($T = 77.4$ К) и сопротивление при температуре замерзания воды ($T = 273$ К).

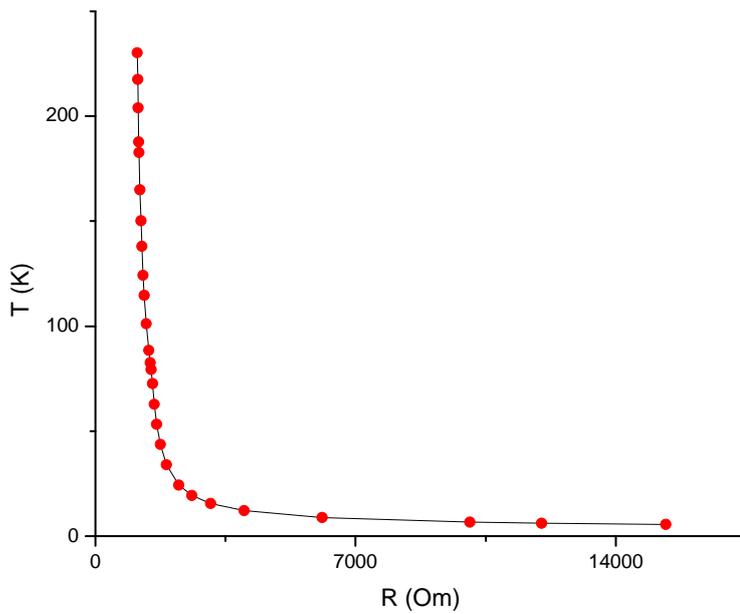


Рис. 3.2. Зависимость сопротивления терморезистора от температуры.

3.3. Методы измерений.

Для измерения проводимости образца использовались двухконтактный и четырёхконтактный методы. В двухконтактном методе измерялся ток через контакты А и В и разность потенциалов между ними (рис 3.3).

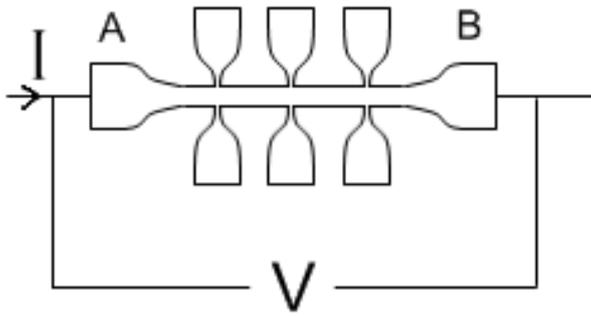


Рис. 3.3. Схема двухконтактного метода измерений.

В четырёхконтактном методе (рис. 3.4) измерялся ток и разность потенциалов между контактами C и D. Главное преимущество этого метода состоит в том, что в разность потенциалов между контактами C и D не входит в падение напряжения на самих контактах, т.е исследуется чистая проводимость самой структуры.

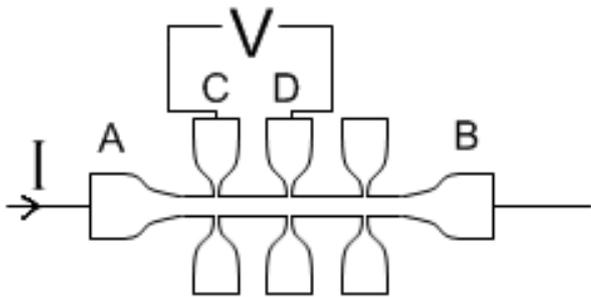


Рис. 3.4. Схема четырехконтактного метода измерений.

В моём эксперименте проводимость была исследована как двухконтактным, так и четырёхконтактным методами.

4. Экспериментальные результаты и их анализ.

4.1 Экспериментальные данные.

Были измерены ВАХ в диапазоне температур от $T = 4.2$ К до $T = 300$ К. На рис. 4.1 представлены ВАХ при трех температурах: $T = 4.2$ К, $T = 77.4$ К, $T = 300$ К. Напряжение на образец подавалось от -1 до 1 В.

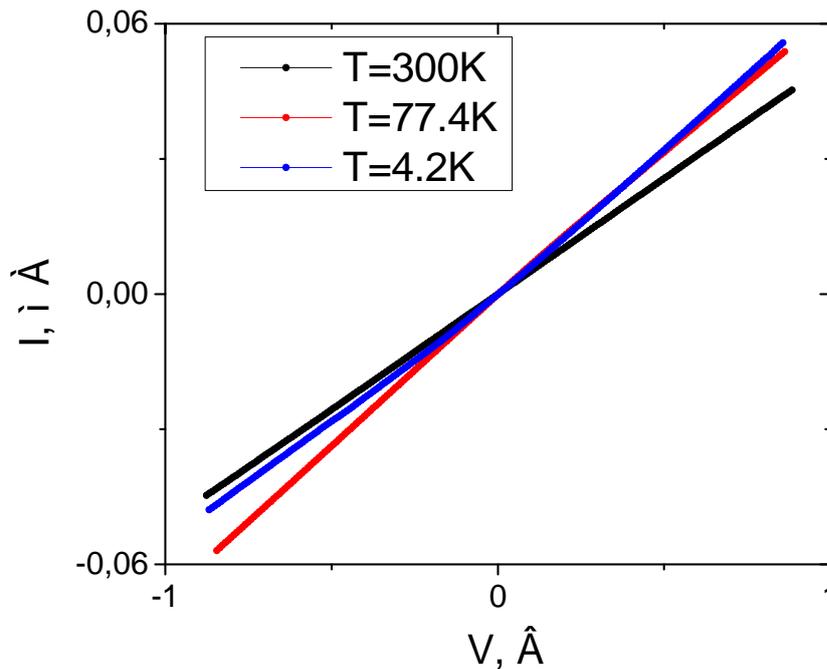


Рис 4.1 Вольт-амперные характеристики образца при трех температурах: $T = 4.2$ К, $T = 77.4$ К, $T = 300$ К, двухконтактный метод.

Из графика можно увидеть, что в гелии ВАХ становится несимметричной. Исходя из этого мы пришли к выводу, что в образце возникает локализация. В дальнейшем диапазон изменения напряжения был уменьшен до (-0.2В, 0,2В). В этом случае (рис 4.2) нелинейность ВАХ при низких температурах не наблюдалась.

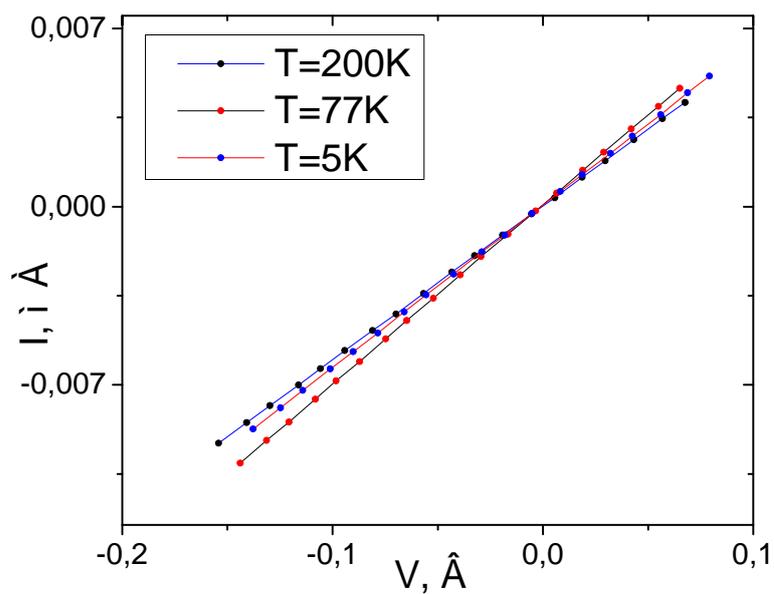


Рис 4.2 Вольт-амперные характеристики образца при трех температурах: $T = 5\text{ K}$, $T = 77\text{ K}$, $T = 200\text{ K}$, двухконтактный метод.

У каждой ВАХ был измерен наклон (проводимость) и была построена зависимость от температуры. На рис. 4.3 изображены температурные зависимости проводимости образца, измеренные с помощью двухконтактного и четырёхконтактного методов.

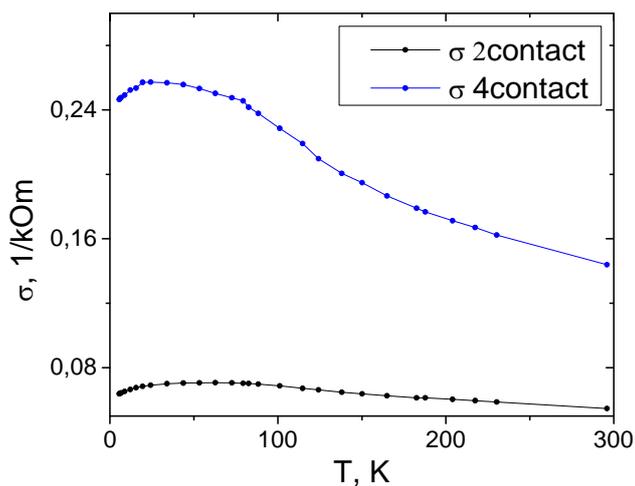


Рис 4.3. Температурные зависимости проводимости образца в диапазоне от 4.2К до 300К.

4.2 Анализ результатов.

Оценить подвижность гетероструктуры можно по формуле:

$$\mu = \frac{l}{R * S * e * n}$$

где l – расстояние между контактами (0.1 мкм), S -площадь проводящего канала, R - 4-х-точечное сопротивление, n – концентрация электронов в квантовой яме. В итоге подвижность получилась равной $1 \text{ м}^2/\text{В} * \text{с}$. Из рис. 4.4 видно, что подвижность исследуемой структуры меньше, чем у структур, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии, но сравнима с другими, более “грязными” образцами. Также можно отметить, что при высоких температурах подвижность уменьшается из – за рассеяния на фононах. При низких температурах основную роль играет рассеяние на дефектах, что приводит к локализации носителей.

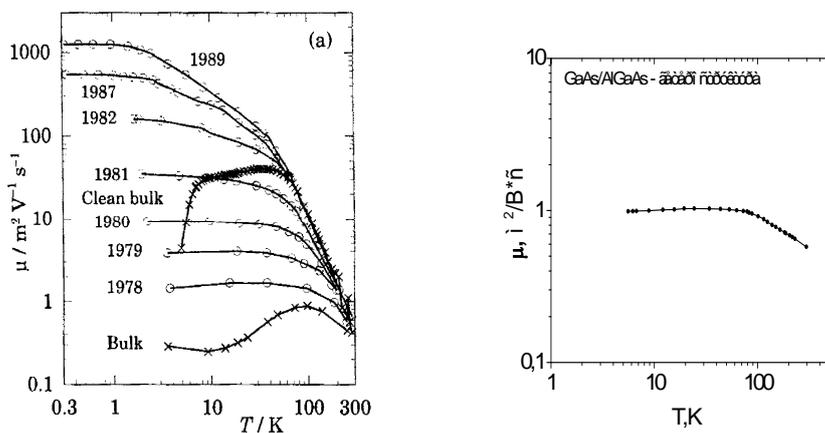


Рис. 4.4 Сравнение оцененной температурной зависимости подвижности с ранее полученными результатами в других двумерных электронных газах.

Также температурную зависимость сопротивления можно сравнить с результатом, полученным для δ -слоя GaAs (рис 4.5). На участке температур от 5K до 30 K кривые имеют похожий наклон. Поэтому можно предположить, что в данном диапазоне проводимость описывается в рамках теории слабой локализации. Проверим, является ли зависимость проводимости от температуры логарифмической, как это предполагает теория слабой локализации. Для этого построим часть зависимости проводимости от 4.2K до ~ 30 K в логарифмическом масштабе по оси температур (рис 4.6) Данный график можно с достаточной точностью аппроксимировать прямой, поэтому можно предположить, что при низких температурах присутствует слабая локализация носителей.

При ещё более низких температурах можно ожидать переход к сильной локализации. Кроме того вклад в проводимость могут вносить непостоянность ширины квантовой ямы и другие неоднородности, которые могут возникать при выращивании структур методом газофазного осаждения.

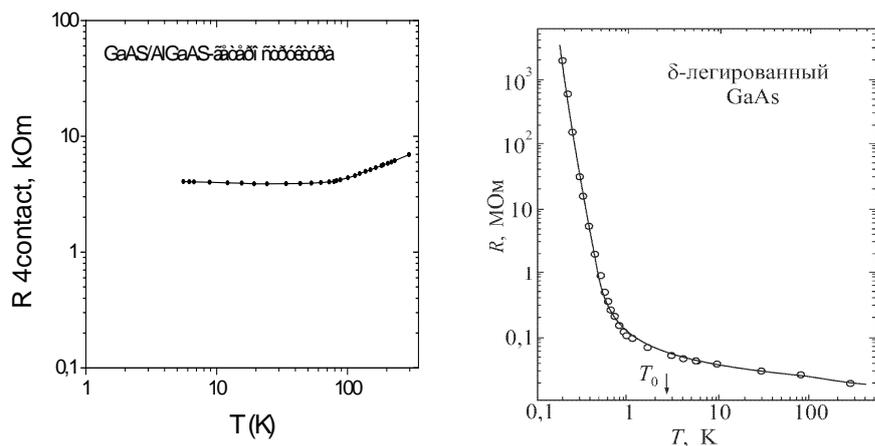


Рис. 4.5. Сравнение температурной зависимости сопротивления полоски шириной 0,05 микрон из δ -легированного GaAs (справа) и исследуемой структуры (слева).

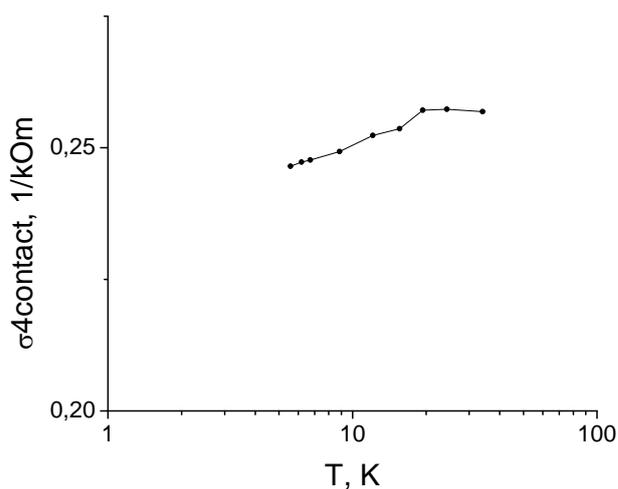


Рис. 4.6. Температурная зависимость проводимости исследуемой структуры в логарифмическом масштабе по шкале температур.

Таким образом, при высоких температурах зависимость проводимости исследуемого образца можно описать рассеянием на фононах, а при низких – слабой локализацией носителей.

5. Заключение.

В ходе данной работы был изготовлен холловский мостик, с помощью которого была измерена температурная зависимость проводимости гетероструктуры. Полученные данные были сопоставлены с результатами похожих экспериментов. Это позволило судить о характере рассеяния и локализации носителей в двумерном электронном газе. Также была оценена подвижность носителей в структуре и сделаны предположения относительно теоретического описания данного эксперимента.

6. Список литературы.

1. L. Pfeiffer, K. W. West, H. L. Stormer, and K. W. Baldwin, App. Phys. Lett. 55,pp. 1888-1890 (1988)
2. Reza A. Ghanbari, Physics and Fabrication of Quasi-One-Dimensional Conductors, RLE Technical Report No. 578, April 1993
3. Гантмахер В. Ф. Электроны в неупорядоченных средах, 2005.
4. <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/AlGaAs>
5. В.Л Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. Физика полупроводников.

← Формат: Список