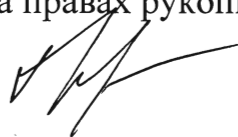


РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А.Ф. ИОФФЕ

На правах рукописи



КОМИССАРОВА Татьяна Александровна

**ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НИТРИДА ИНДИЯ И  
ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ НА ЕГО ОСНОВЕ**

Специальность

01.04.10-физика полупроводников

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург

2011

Работа выполнена в Учреждении Российской академии наук  
Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе РАН

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук  
ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН

С.В. Иванов

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,  
профессор  
ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН

В.И. Иванов-Омский

доктор физико-математических наук,  
профессор

В.А. Кульбачинский

Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова

Ведущая организация – Учреждение Российской академии наук Институт  
физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород

Защита состоится "19" мая 2011 г. в 14:30 час. на заседании  
диссертационного совета Д 002.205.02 при ФТИ им. А.Ф. Иоффе по  
адресу:

194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д.26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

Отзывы о диссертации в двух экземплярах, заверенные печатью, просим  
направлять по вышеуказанному адресу ученому секретарю диссертационного  
совета.

Автореферат разослан "19" апреля 2011 г.

Ученый секретарь

диссертационного совета,  
доктор физико-математических наук



Л.М. Сорокин

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы.** Соединения  $A^3N$  являются перспективными материалами для практического использования в опто- и микроэлектронике. В настоящее время на основе соединений  $In_xGa_{1-x}N$  ( $x < 15\%$ ) и  $Al_xGa_{1-x}N$  ( $x < 20\%$ ) практически завершена разработка и освоен промышленный выпуск светодиодов зеленого, синего и ближнего ультрафиолетового (УФ) спектральных диапазонов, а также лазерных диодов синего и УФ диапазонов [1\*]. Созданы высокоомощные сверхвысокочастотные транзисторы на основе гетероструктур GaN/AlGaN [1\*].

Нитрид индия и твердые растворы InGaN, обогащенные In, считаются ключевыми материалами с точки зрения расширения возможностей применения нитридов III-ей группы в зелено-красной и ИК областях спектра. Для InN были также предсказаны лучшие, по сравнению с другими соединениями  $A^3N$ , транспортные параметры, в частности малая эффективная масса электронов и их высокая подвижность. Это делает данный материал крайне перспективным для создания на его основе высокоэффективных СВЧ транзисторов. Однако существующий в настоящее время ряд проблем в понимании электрофизических свойств данного материала привел к тому, что, несмотря на интенсивные в течение последнего десятилетия исследования InN, ни одно из предсказанных применений в микроэлектронике пока не реализовано.

Одной из проблем является сложность контроля транспортных параметров электронов в InN. Значения фоновой концентрации электронов в InN остаются достаточно высокими ( $10^{18} \div 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ), а величины подвижности электронов ( $100 \div 2300 \text{ см}^2/\text{Вс}$ ) значительно ниже теоретически предсказанного уровня. Кроме того, значения холловской концентрации и подвижности в InN варьируются в широких пределах для образцов, выращенных в разных условиях. Причины такого разброса данных в настоящее время недостаточно изучены, а сами транспортные параметры слабо поддаются контролю. Это обуславливает сложность воспроизводимого роста слоев InN с заданными транспортными параметрами, необходимыми для практического использования материала.

Существуют экспериментальные данные о наличии на поверхности эпитаксиальных пленок InN аккумуляционного слоя. С помощью методов фотоэмиссионной спектроскопии, спектроскопии энергетических потерь электронов и вольт-фарадных измерений с использованием электролита было экспериментально доказано его существование, определены значения концентрации электронов в поверхностном слое в некоторых образцах и толщины поверхностного слоя. Во многих работах, посвященных исследованию электрических свойств InN, полагается, что поверхностный аккумуляционный слой шунтирует объемный слой («объем») пленок InN, транспортные параметры которого необходимо вычислять с учетом такого влияния. Однако экспериментальных доказательств такого влияния поверхностного слоя на электрические измерения слоев InN к настоящему моменту не представлено, равно как достоверно неизвестно и значение подвижности электронов в поверхностном слое, что приводит к невоз-

возможности корректного учета их влияния при определении транспортных параметров объема эпитаксиальных пленок InN.

Еще одной особенностью проводимых до настоящего времени исследований электрических свойств InN является то, что во всех исследованиях электрических свойств нитрид индия рассматривался как обычный вырожденный однородный полупроводник. Тогда, как известно, что из-за слабой энергии связи In-N, наличия преципитатов металлического In на ростовой поверхности InN и большой плотности протяженных дефектов, в процессе роста слоев InN может происходить спонтанное образование кластеров металлического In [2\*]. Открытое ранее и детально исследованное сильное влияние нанокластеров In на оптические свойства пленок InN [2\*,3\*] указывает на то, что InN является не обычным полупроводником, а представляет собой композитное соединение, состоящее из полупроводниковой матрицы InN и кластеров металлического In. Поскольку данная точка зрения находит активных противников в международном нитридном сообществе, детальных экспериментальных исследований по возможному влиянию таких кластеров на электрические свойства пленок InN к началу диссертационной работы в мире не проводилось.

Аналогичные процессы кластеризации металлического In могут наблюдаться и в соединениях  $In_xGa_{1-x}N$  с высоким содержанием In ( $> 20\%$ ). Образование кластеров In стимулируется явлениями фазового распада вследствие большого рассогласования периодов кристаллической решетки InN и GaN, а также процессами аккумуляции In на дефектах. Наличие таких металл-обогащенных областей может приводить к снижению эффективности излучательной рекомбинации в  $In_xGa_{1-x}N$ , что несомненно является одной из причин (наряду с генерацией протяженных дефектов), препятствующей расширению спектрального диапазона эффективной работы светодиодов и лазерных диодов на основе In-GaN в длинноволновую область спектра. Поэтому представлялось необходимым определение критического состава твердого раствора, при котором начинается кластеризация металлического In.

Таким образом, к моменту начала диссертационной работы отсутствовало детальное понимание электрофизических процессов, протекающих в нитриде индия, во взаимосвязи с условиями его получения, его структурными свойствами и морфологией. Исследование электрофизических свойств эпитаксиальных слоев InN и In-обогащенных твердых растворов InGaN с рассмотрением всех возможных факторов, оказывающих влияние на электрические свойства этих соединений, а также экспериментальное определение их количественного вклада, является актуальным как с научной, так и с практической точек зрения.

**Цель работы** Цель работы заключалась в исследовании электрофизических свойств слоев InN и твердых растворов  $In_xGa_{1-x}N$  ( $x > 0.2$ ), полученных методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота, с детальным рассмотрением всех факторов, которые оказывают влияние на электрические свойства данных соединений.

Для достижения поставленной цели в ходе работы решались следующие основные задачи:

- Определение основных параметров эпитаксиальных слоев нитрида индия, а также факторов, оказывающих влияние на его электрические свойства:
  - Разработка электрофизических методов определения наличия нанокластеров In в слоях InN и их основных параметров: размеров и концентрации;
  - Оценка степени влияния спонтанно сформированных в процессе роста кластеров металлического In на электрические свойства эпитаксиальных слоев InN;
  - Определение транспортных параметров поверхностного слоя и объема полупроводниковой матрицы InN в зависимости от условий роста. Оценка степени влияния поверхностного слоя на электрические измерения объема слоев InN;
  - Определение вклада приинтерфейсного слоя InN, расположенного вблизи гетерограницы InN/буфер (подложка);
- Определение основных факторов, оказывающих влияние на электрофизические свойства твердых растворов  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  больших составов:
  - Определение критического содержания In в соединениях InGaN, при котором начинается спонтанное образование металл-обогащенных преципитатов.
  - Выяснение влияния явлений фазового распада на электрофизические свойства слоев  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  в диапазоне составов  $x > 0.2$ .

**Научная новизна и практическая значимость работы** состоит в проведении комплексного экспериментального и теоретического исследования электрофизических свойств нитрида индия и твердых растворов на его основе с учетом всех возможных влияющих факторов.

1. Впервые показано, что электрическая проводимость эпитаксиальных слоев InN определяется четырьмя вкладами: влиянием спонтанно формирующихся кластеров In, поверхностного, приинтерфейсного слоев и объема полупроводниковой матрицы InN. Электрофизические измерения при низких температурах в широком диапазоне значений магнитных полей (вплоть до 63 Тл) позволяют разделить все эти вклады.

2. Впервые экспериментально определены транспортные параметры электронов (концентрация и подвижность) в аккумуляционном слое на поверхности InN, что позволило оценить степень влияния этого слоя на электрические измерения объемного слоя. Показано, что параметры электронов в поверхностном слое заметно различаются для разных слоев InN.

3. Предложен надежный метод доказательства на основе электрофизических измерений наличия спонтанно формирующихся кластеров металлического In в эпитаксиальных слоях InN.

4. Обнаружено, что наличие кластеров In приводит к аномальной зависимости коэффициента Холла и сопротивления от магнитного поля. Это не позволяет использовать для определения действительных значений концентрации и подвижности электронов в полупроводниковой матрице InN соотношения для

обычных полупроводников, как это делалось во всех предыдущих работах, а требует определения в рамках моделей, учитывающих наличие кластеров In.

5. В рамках используемых моделей определено, что процентное содержание металлического In в эпитаксиальных слоях InN варьируется в диапазоне от  $(3\pm 1)\%$  -  $(7\pm 1)\%$  в зависимости от условий МПЭ ПА роста, а минимальный размер кластеров In составляет 10 – 30 нм.

6. В эпитаксиальных слоях InN обнаружен сильный линейный эффект магнитосопротивления, не насыщающийся вплоть до 63 Тл. Показано, что амплитуда эффекта зависит как от значений концентрации и подвижности электронов в матрице InN, так и от количества кластеров металлического In. Максимальные величины магнитосопротивления были достигнуты в эпитаксиальных слоях InN, выращенных в слегка In-обогащенных условиях ( $In/N = 1.1$ ), и составляли 350% при 300 К и 650% при 4.2 К в магнитном поле 25 Тл. Наблюдающийся линейный эффект магнитосопротивления позволяет использовать InN для изготовления датчиков магнитного поля.

7. Показано, что электроны, находящиеся в приинтерфейсном слое InN вблизи гетерограницы с буфером GaN, вносят существенный вклад в полную проводимость эпитаксиального слоя InN, однако не проявляют себя в осцилляциях Шубникова – де Гааза вследствие того, что расстояние между протяженными дефектами (прорастающими дислокациями) в данном слое меньше радиуса циклотронной орбиты электронов. Соотношение концентраций электронов в приинтерфейсном слое и объеме InN может служить критерием структурного совершенства эпитаксиального слоя и степени оптимальности начальной стадии роста.

8. Определено критическое содержание In в твердых растворах  $In_xGa_{1-x}N$  ( $x$ ), при котором начинается спонтанное формирование кластеров металлического In. Обнаружено, что  $x = (38\pm 3)\%$ , что накладывает ограничения на использование твердых растворов  $In_xGa_{1-x}N$  в оптоэлектронных приборах зеленого и желто-зеленого спектральных диапазонов. Показано, что критическое содержанием In не зависит от стехиометрии роста.

#### **Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Полная проводимость эпитаксиальных слоев InN, полученных методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией, определяется четырьмя составляющими: вкладом спонтанно формирующихся кластеров металлического In, проводимостью объемного, приинтерфейсного и поверхностного слоев полупроводниковой матрицы InN, - с преобладающим влиянием первых трех вкладов.

2. В эпитаксиальных слоях InN с помощью электрофизических исследований доказано существование кластеров металлического In, спонтанно формирующихся во время роста вследствие малой энергии связи In-N и малой скорости десорбции In с поверхности при стандартных температурах роста. Минимальный размер кластеров In находится в диапазоне (10 ÷ 30) нм, а их процентное содержание увеличивается с  $(3\pm 1)\%$  до  $(7\pm 1)\%$  при переходе от стехиометрических к металл-обогащенным условиям роста. Увеличение температуры роста

при одинаковых условиях роста также приводит к увеличению процентного содержания кластеров In.

3. Кластеры металлического In оказывают существенное влияние на электрофизические свойства вырожденных эпитаксиальных слоев InN, обладающих n-типом проводимости, приводя к аномальной возрастающей зависимости модуля коэффициента Холла от магнитного поля и сильному линейному эффекту магнитосопротивления.

4. Экспериментально определенная для разных слоев InN концентрация электронов в поверхностном аккумуляционном слое толщиной менее 20 нм находится в диапазоне  $(1 \div 3) \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ , а их подвижность составляет  $(400 \div 600) \text{ см}^2/\text{Вс}$ , причем транспортные параметры электронов в аккумуляционном слое не обнаруживают явной зависимости от условий роста, толщины или уровня легирования эпитаксиальных слоев InN.

5. Электроны, находящиеся в приинтерфейсном слое InN вблизи гетерограницы с буфером GaN, вносят существенный вклад в полную проводимость слоя InN, однако не проявляют себя в осцилляциях Шубникова – де Гааза вследствие того, что расстояние между протяженными дефектами (прорастающими дислокациями) в данном слое меньше радиуса циклотронной орбиты электронов.

6. Критическое содержание индия  $x$  в эпитаксиальных слоях твердых растворов  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ , выращенных методом МПЭ ПА, при котором начинается формирование кластеров металлического In, составляет  $(38 \pm 3)\%$  и не зависит от стехиометрии роста.

**Апробация работы.** Материалы диссертационной работы докладывались и обсуждались на российских и международных конференциях и симпозиумах: 7, 8, 9 Российских конференциях по физике полупроводников (Звенигород 2005, Екатеринбург 2007, Новосибирск-Томск 2009); Международных конференциях студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов-2005» и «Ломоносов-2006» (Москва 2005, Москва 2006); 7 Всероссийской молодежной конференции по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике (Санкт-Петербург 2005); XVI, XVIII Уральских международных зимних школах по физике полупроводников (Екатеринбург 2006, Новоуральск 2010); XXXV International Schools on the Physics of Semiconducting Compounds “Jaszowiec 2006” (XXXV Международной школе по физике полупроводниковых соединений (Устронь-Яшовец, Польша 2006)); International conference of physics students (Международной конференции студентов-физиков (Бухарест, Румыния 2006)); 3-rd international conference on materials science and condensed matter physics (3 Международной конференции по материаловедению и физики конденсированных сред (Кишинев, Р. Молдова 2006)); 5, 6 Всероссийских конференциях «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы» (Москва 2007, Санкт-Петербург 2008); 7<sup>th</sup>, 8<sup>th</sup> International Conferences on Nitride Semiconductors (7, 8 Международные конференции по физике нитридов (Лас Вегас, США 2007; Республика Корея 2009)); 16<sup>th</sup>, 18<sup>th</sup> International Symposiums “Nanostructures: Physics and Technology” (16, 18 Международных

симпозиумах «Наноструктуры: физика и технология» (Владивосток 2008, Санкт-Петербург 2010)); Международном Форуме по нанотехнологиям (Rusnanotech) (Москва 2008); XIV, XV Международных симпозиумах «Нанофизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород 2010, 2011).

**Публикации.** Перечень публикаций, раскрывающих основное содержание диссертации, содержит 7 печатных работ, в том числе 6 научных статей и 1 работу в материалах конференции.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Общий объем работы составляет 130 страниц, включая 40 рисунков, 10 таблиц и список цитируемой литературы из 123 наименований.

### ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обоснована актуальность проведенных в данной работе исследований, сформулирована основная цель и задачи работы, показаны научная новизна и практическая значимость полученных результатов, приведены выносимые на защиту научные положения и краткое содержание диссертации по главам.

**Первая глава** посвящена обзору литературы по теме работы и постановке задач исследования. Описаны перспективы практического применения  $\text{InN}$  и  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  с высоким содержанием  $\text{In}$  в оптоэлектронике, связанные с предполагаемой малостью ширины запрещенной зоны  $\text{InN}$  (0.64 эВ при 300 К [4\*]), и микроэлектронике, обусловленные уникальностью по сравнению с другими нитридами III-группы предсказанных для  $\text{InN}$  транспортных параметров электронов: малой эффективной массой (0.042 $m_0$ ), высокой подвижностью ( $10^4$  см<sup>2</sup>/Вс при 300 К и концентрации электронов  $\sim 10^{17}$  см<sup>-3</sup>), высокой скоростью насыщения ( $6 \times 10^7$  см/с при 22.5 кВ/см). Описаны основные этапы развития технологий получения слоев  $\text{InN}$ , направленного на улучшение его структурных, оптических и электрических характеристик.

Отмечено, что в большинстве работ, посвященных исследованию  $\text{InN}$ , данное соединение рассматривается как обычный полупроводник. Однако известно, что из-за малой энергии связи  $\text{In-N}$ , наличия преципитатов металлического  $\text{In}$  на ростовой поверхности  $\text{InN}$  и большой плотности протяженных дефектов в процессе роста эпитаксиальных слоев  $\text{InN}$  может происходить спонтанное формирование кластеров  $\text{In}$  [2\*]. Обсуждаются трудности обнаружения кластеров металлического  $\text{In}$  в  $\text{InN}$  с помощью различных методик структурной характеристики, связанные с метастабильностью данного материала. Приведены результаты серии работ, посвященной исследованию влияния нестехиометрии соединения  $\text{InN}$  и кластеров металлического  $\text{In}$  на оптические свойства пленок  $\text{InN}$  [2\*]. Одним из результатов этих работ является вывод о том, кластеры  $\text{In}$  оказывают сильное влияние на оптические свойства  $\text{InN}$ , приводя к тому, что различные оптические процессы протекают в пространственно различных областях слоев  $\text{InN}$ , находящихся под различным влиянием плазмонных возбуждений в кластерах металлического  $\text{In}$  [3\*]. Таким образом, необходимо рас-



считать  $\text{InN}$  не как обычный полупроводник, а как композитное соединение, состоящее из полупроводниковой матрицы  $\text{InN}$  и кластеров металлического  $\text{In}$ .

Обсуждаются проблемы, возникающие при исследовании электрофизических свойств  $\text{InN}$ , среди которых можно выделить следующие:

- Сложность контроля транспортных параметров электронов в слоях  $\text{InN}$ , которые существенно уступают теоретически предсказанным и варьируются в очень широких пределах для образцов, выращенных в разных условиях. Причины такого разброса данных в настоящее время неизвестны. Это обуславливает сложность воспроизводимого роста слоев  $\text{InN}$  с заданными транспортными параметрами электронов.

- С помощью методов фотоэмиссионной спектроскопии, спектроскопии энергетических потерь электронов и вольт-фарадных измерений с использованием электролита экспериментально доказано наличие на поверхности пленок  $\text{InN}$  аккумуляционного слоя и определены значения концентрации электронов в поверхностном слое для некоторых образцов и толщина такого слоя. В большинстве работ, посвященных исследованию электрических свойств  $\text{InN}$  полагается, что поверхностный аккумуляционный слой оказывает сильное влияние на электрические измерения  $\text{InN}$ , шунтируя объемный слой  $n$ - или  $p$ -типа более высокого качества. Однако экспериментальные доказательства сильного влияния поверхностного аккумуляционного слоя на электрические свойства  $\text{InN}$  не приводятся. Кроме того, достоверно неизвестны величины подвижности электронов в поверхностном слое для разных пленок  $\text{InN}$ , знание которых необходимо для учета влияния аккумуляционного слоя. Предполагается также, что параметры поверхностного слоя универсальны для всех пленок  $\text{InN}$ , однако экспериментальных доказательств верности такого предположения также не представлено.

- Во всех работах по исследованию электрических свойств  $\text{InN}$ , данный материал рассматривается как обычный полупроводник, тогда как кластеры металлического  $\text{In}$ , которые спонтанно формируются в слоях  $\text{InN}$  в процессе роста и оказывают существенное влияние на оптические свойства  $\text{InN}$ , могут проявляться и в его электрических свойствах. Однако исследований такого влияния в мире не проводилось.

Таким образом, показано, что до начала диссертационной работы отсутствовало детальное понимание электрофизических процессов, протекающих в эпитаксиальных слоях нитрида индия, которое бы учитывало все факторы, способные оказывать влияние на его электрические свойства.

Также в Главе 1 описаны структурные и оптические свойства твердых растворов  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ , связанные с явлением фазового распада. Приведены результаты основных работ, посвященных исследованию электрических свойств  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  с небольшим содержанием  $\text{In}$ , специфика которых определяется тем фактом, что данное соединение используется главным образом в качестве активного слоя в оптоэлектронных приборах. Показано, что при исследовании электрофизических свойств твердых растворов  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  с большим содержанием  $\text{In}$  используются те же стандартные подходы, что и при изучении  $\text{InN}$ . А

именно, слои  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  рассматриваются как обычные полупроводники, при этом не учитывается ни существование фазового распада, ни возможное наличие кластеров In. Полагается, что, как и в случае InN, на поверхности слоев  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  с большим содержанием In существует аккумуляционный слой, который шунтирует объем пленки.

Во **второй главе** описаны исследованные в диссертационной работе образцы: эпитаксиальные слои InN и  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  ( $0.2 < x < 0.6$ ), а также намеренно сформированные композитные структуры InN/In, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота (МПЭ ПА) на подложках  $\text{Al}_2\text{O}_3$  с буферным слоем GaN. Эпитаксиальные слои InN выращивались при разном отношении In/N ( $< 1$ ; 1.1; 1.38) и имели разную толщину (200 ÷ 2000) нм. Композитные структуры InN/In были сформированы путем периодического осаждения слоев InN толщиной 25 нм и металлического In. Для разных композитных структур время осаждения чистого металлического In варьировалось от 5 до 120 с, что соответствовало номинальной толщине 2-48 монослоев (МС). Все структуры имели 20 периодов, кроме случая, когда толщина In вставки составляла 48 МС, где число периодов равнялось 6. Эпитаксиальные слои  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  имели толщину (200 ÷ 1000) нм, для них также варьировалось отношение In/N в диапазоне (0.3 ÷ 1.35).

В данной главе также описаны основные методы исследования: измерения температурных зависимостей удельного сопротивления в диапазоне температур (1.6 ÷ 300) К, коэффициента Холла  $R_H$  и удельного сопротивления  $\rho$  в слабом постоянном магнитном поле (0.06 Тл) и в сильных импульсных магнитных полях при температурах (1.6 ÷ 300) К (измерения до 30 Тл проводились в Вихури лаборатории физического факультета Университета Турку, Финляндия; измерения до 63 Тл проводились в Лаборатории сильных магнитных полей научно-исследовательского Центра Дрезден-Россендорф, Германия. Дано краткое описание специфики всех экспериментальных установок. Транспортные измерения проводились на постоянном токе как в конфигурации Ван дер Пау, так и в стандартной холловской геометрии. Показано, что измерения исследованных образцов и в конфигурации Ван дер Пау, и в стандартной холловской геометрии дают одинаковые результаты.

**Третья глава** диссертационной работы посвящена исследованию электрофизических свойств эпитаксиальных слоев InN и влияния на них кластеров металлического In.

Предварительные измерения коэффициента Холла  $R_H$  и удельного сопротивления  $\rho$  в слабом магнитном поле (0.06 Тл) для намеренно сформированных композитных структур InN/In и эпитаксиальных слоев InN, выращенных в аналогичных условиях (§ 3.1), показали, что величины концентрации и подвижности электронов в структурах InN/In находятся в том же диапазоне значений, что и для слоев InN, демонстрируя также и отсутствие температурных зависимостей в диапазоне температур (77 ÷ 300) К, характерное для нелегированных пленок InN. Данное наблюдение, а также имеющиеся к тому времени результаты оптических исследований [3\*] позволили сделать предположение о том, что

в эпитаксиальных слоях InN, используемых для сравнения со структурами InN/In, также содержатся кластеры металлического In, спонтанно сформировавшиеся в процессе роста [2,3].

Параграф § 3.2 посвящен описанию поведения удельного сопротивления исследованных эпитаксиальных слоев InN при низких температурах (1.6 ÷ 4.2) К. В диапазоне температур (4.2 ÷ 300) К  $\rho$  практически не зависит от температуры в нелегированных слоях InN и монотонно увеличивается в слоях InN:Mg. В температурном интервале (3.6 ÷ 3.9) К для всех исследованных слоев InN наблюдался перегиб зависимости  $\rho(T)$ , удельное сопротивление начинало резко уменьшаться при понижении температуры. Показано, что данный эффект связан с началом сверхпроводящего перехода в кластерах металлического In, причем критическая температура  $T_c$  для кластеров In выше  $T_c$  объемного In (3.41 К), что согласуется с законом McMillana, согласно которому температура сверхпроводящего перехода увеличивается при уменьшении размера сверхпроводника [5\*]. Со сверхпроводимостью в кластерах металлического In связаны также и особенности магнитопольных зависимостей  $\rho$

при температурах ниже 4.2 К. Магнитные поля  $B = (0.5 \div 0.9)$  Тл, при которых наблюдалось изменение характера зависимости  $\rho(B)$ , связанное с разрушением сверхпроводимости в кластерах металлического In, значительно превосходят критическое поле  $H_c$  объемного In (0.023 Тл), что согласно теории Гинзбурга-Ландау обусловлено уменьшением размера сверхпроводника [6\*]. В рамках теорий МакМиллана и Гинзбурга-Ландау из значений температуры и магнитного поля, при которых наблюдаются особенности в зависимостях  $\rho(T)$  и  $\rho(B)$ , в предположении сферической формы кластеров In были оценены минимальные размеры индиевых включений в различных слоях InN. Таким образом, наблюдаемые низкотемпературные особенности удельного сопротивления во всех исследованных эпитаксиальных слоях InN подтверждают наличие в них спонтанно сформировавшихся кластеров металлического In, с минимальными размерами (10 ÷ 30) нм [5].

В параграфе § 3.3 описано поведение зависимостей  $R_H$  и  $\rho$  от магнитного поля в сильных магнитных полях до 30 Тл для эпитаксиальных слоев InN [4,6]. Обнаружено, что модуль коэффициента Холла  $|R_H|$  и удельное сопротивление увеличиваются при увеличении магнитного поля (рис. 1). Начиная с 2 Тл,  $\rho$  растет практически линейно без насыщения (как показали последующие измерения до магнитных полей 63 Тл). Подобные зависимости не могут быть объяс-

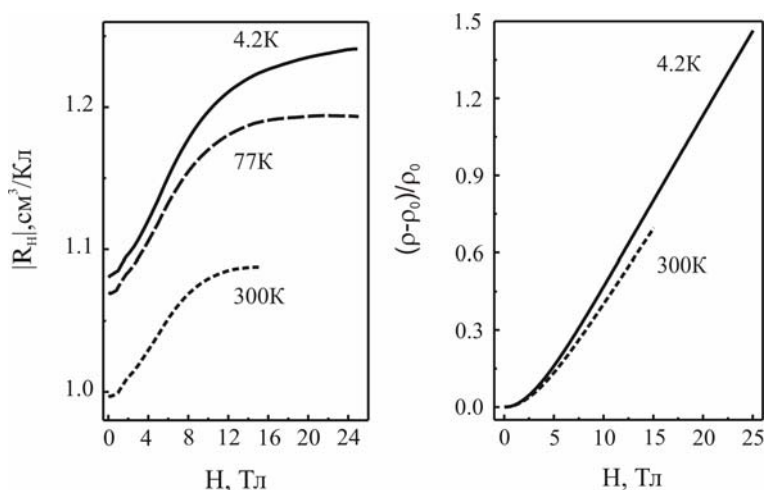


Рис. 1. Типичные зависимости  $|R_H|$  и  $\rho$  от магнитного поля в эпитаксиальных слоях InN

нены при рассмотрении InN как обычного вырожденного полупроводника, в котором  $R_H$  и  $\rho$  не должны зависеть от магнитного поля. Даже в случае наличия второго канала проводимости в образцах (например, поверхностного аккумуляционного слоя)  $|R_H|$  должен уменьшаться при увеличении магнитного поля, а  $\rho$  - расти по квадратичному закону и выходить на насыщение в магнитных полях  $B\mu_{1,2} > 1$ . Аналогичные аномальные зависимости  $|R_H|$  и  $\rho$  наблюдались ранее в различных неоднородных материалах: GaAs с включениями Ga [7\*],  $Ag_{2+x}Se$  и  $Ag_{2+x}Te$  с включениями Ag [8\*], - и были объяснены влиянием сильно проводящих включений. В параграфе § 3.3 представлено качественное объяснение наблюдаемых аномальных магнитополевых зависимостей  $|R_H|$  и  $\rho$ . Наличие кластеров металлического In в слоях InN приводит к появлению двух эффектов, оказывающих влияние на электрические свойства InN. Первый эффект – это выталкивание линий электрического тока из кластеров In при увеличении магнитного поля в плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля. Проводимость кластеров In ( $\sigma = 10^5 \Omega^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}$ ) намного превышает проводимость матрицы InN ( $\sigma = 10^3 \div 10^4 \Omega^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}$ ), в этом случае поверхность индиевых включений представляет собой эквипотенциальную поверхность и вектор напряженности

электрического поля  $\mathbf{E}$  перпендикулярен этой поверхности. В нулевом магнитном поле вектор плотности электрического тока  $\mathbf{j}$  параллелен  $\mathbf{E}$  и линии тока фокусируются на кла-

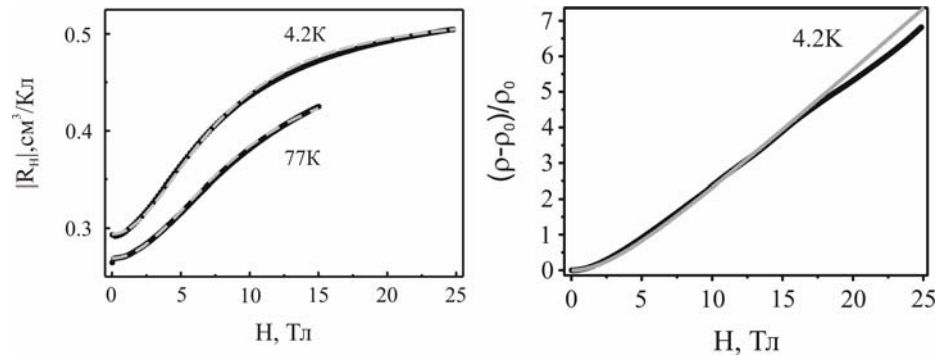


Рис. 2. Типичные экспериментальные (черные кривые) и теоретические (серые кривые) зависимости  $|R_H|$  и  $\rho$  от магнитного поля

стерах In, что приводит к снижению измеряемых величин  $\rho$  и  $R_H$ . Увеличение  $B$  приводит к росту угла между  $\mathbf{j}$  и  $\mathbf{E}$ , в результате чего линии тока выталкиваются из индиевых включений, измеряемые величины  $\rho$  и  $R_H$  увеличиваются. В пределе сильных магнитных полей ток протекает параллельно поверхности кластеров In, то есть только через полупроводниковую матрицу InN. Вторым эффектом – искривление линий тока вблизи включений с существенно другой проводимостью в плоскости, параллельной  $\mathbf{B}$ . Искривление линий тока повторяет проекцию кластера In на плоскость, параллельную  $\mathbf{B}$ . В результате, проекция  $\mathbf{j}$  на основное направление протекания тока уменьшается, что приводит к увеличению величин  $\rho$  и  $R_H$ . Искажение линий тока распространяется на расстояние порядка  $\beta \cdot d$  вдоль оси, параллельной  $\mathbf{B}$ , где  $\beta = \mu_m B$ ,  $\mu_m$  – подвижность электронов в полупроводниковой матрице InN,  $d$  - характерный линейный размер кластера In. Следовательно, область искажения линий тока вокруг кластеров In увеличивается с ростом магнитного поля, что приводит к росту  $\rho$  без выхода на насыщение. Оценка расстояния, на котором искривляются линии тока в слое InN с  $\mu_m = 2000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  и  $d = 20 \text{ nm}$ , дает 4 nm при  $B = 1 \text{ T}$  и 120 nm при

$B = 30$  Тл. Таким образом, аномальная зависимость  $|R_H|$  от магнитного поля и линейный эффект магнитосопротивления связаны с наличием кластеров металлического In в эпитаксиальных слоях InN. Наблюдение аномальной магнитополовой зависимости  $|R_H|$  служит достоверным доказательством того, что в исследуемом слое InN есть включения металлического In. Наблюдение аналогичных зависимостей  $\rho$  от  $B$  в других работах [9\*,10\*] по исследованию электрических свойств эпитаксиальных слоев InN, выращенных в других лабораториях, в которых они объяснены не были, позволяют сделать вывод об общности явления спонтанного образования кластеров In в эпитаксиальных слоях InN.

Экспериментальные зависимости  $|R_H|$  и  $\rho$  от магнитного поля были аппроксимированы в рамках моделей, учитывающих наличие сильнопроводящих включений в полупроводнике [7\*,11\*] (§ 3.4). Хорошее совпадение теоретических кривых с экспериментальными зависимостями подтверждает корректность объяснения наблюдаемых аномальных зависимостей влиянием кластеров In (рис. 2). С помощью модели [7\*], используемой для аппроксимации  $R_H(B)$ , были определены действительные значения концентрации  $n_m$  и подвижности  $\mu_m$  электронов в полупроводниковой матрице InN. Из аппроксимации магнитополовой зависимости  $\rho(B)$  в приближении среднего поля для модели случайно распределенных In включений разной формы и размеров [11\*] было определено, что процентное содержание кластеров In ( $x$ ) в эпитаксиальных слоях InN увеличивается от

Табл. 1. Действительные значения транспортных параметров электронов в матрице InN и холловские значения концентрации и подвижности

$x$ , %	T, K	$n_m$ , $\text{см}^{-3}$	$\mu_m$ , $\text{см}^2/\text{Вс}$	$n_{\text{Hall}}$ , $\text{см}^{-3}$	$\mu_{\text{Hall}}$ , $\text{см}^2/\text{Вс}$
3±1	300	$5.4 \times 10^{18}$	1300	$6.1 \times 10^{18}$	1000
	77	$5.0 \times 10^{18}$	1500	$5.6 \times 10^{18}$	1150
6±1	300	$6.4 \times 10^{18}$	1350	$1 \times 10^{19}$	600
	77	$4.3 \times 10^{18}$	2500	$6 \times 10^{18}$	960

(3±1)% до (7±1)% при переходе от стехиометрических к металл-обогащенным условиям роста. Увеличение температуры роста от 480 до 600<sup>0</sup>С при соотношении In/N = 1.1 также приводит к увеличению содержания In в слое InN от (4±1)% до (6±1)%. Сравнение  $n_m$  и  $\mu_m$  с величинами  $n_H = 1/eR_H$  и  $\mu_H = R_H/\rho$ , вычисленными исходя из измерений  $R_H$  и  $\rho$  при одном значении  $B$  (как это делалось во всех предыдущих работах, посвященных исследованию электрических свойств InN), показало, что даже в случае слоя InN, выращенного при In/N < 1 и содержащем (3±1)% кластеров In, различие весьма существенно (табл. 1). Таким образом, для определения действительных транспортных параметров матрицы InN необходимо учитывать влияние кластеров металлического In.

Сильный эффект линейного магнитосопротивления, не выходящего на насыщение, в эпитаксиальных слоях InN позволяет использовать данный материал, например, для создания датчиков магнитного поля. В параграфе § 3.5 показано, что амплитуда эффекта магнитосопротивления зависит от соотношения проводимостей полупроводниковой матрицы InN и кластеров In, то есть от количества включений In, и от подвижности электронов в матрице InN. Максимальная величина магнитосопротивления может быть достигнута в пленках InN

с высокой подвижностью электронов в матрице и, одновременно, содержащих достаточно большое количество кластеров In. Оба условия выполняются в случае высокотемпературного роста эпитаксиальных слоев InN с помощью МПЭ ПА в слегка In-обогащенных условиях. В одном из слоев InN, выращенном в подобных условиях, были достигнуты величины магнитосопротивления в магнитном поле 25 Тл 650% при  $T = 4.2$  К и 350% при  $T = 300$  К.

В сильно легированных слоях InN:Mg ( $[Mg] \geq 6 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) в слабых магнитных полях до достаточно высоких температур (150 К) наблюдался эффект отрицательного магнитосопротивления (§ 3.6). Сосуществование эффектов отрицательного и положительного эффектов магнитосопротивления в сильнолегированных слоях InN:Mg было объяснено реализацией особого пространственного распределения больших кластеров In, возникающих вследствие влияния поверхностного сегрегационного слоя Mg-In, и агломератов маленьких кластеров. Причем об увеличении минимальных размеров кластеров In в слоях InN:Mg свидетельствовало наблюдаемое уменьшение температуры начала сверхпроводящего перехода в кластерах In с увеличением уровня легирования Mg.

**Четвертая глава** посвящена исследованию электрофизических свойств поверхностного, приинтерфейсного слоев и объема полупроводниковой матрицы InN. Наблюдение осцилляций Шубникова-де Гааза (ШДГ) в ряде исследованных эпитаксиальных слоев InN и InN:Mg позволило разделить вклады этих слоев в проводимость полупроводниковой матрицы InN [7].

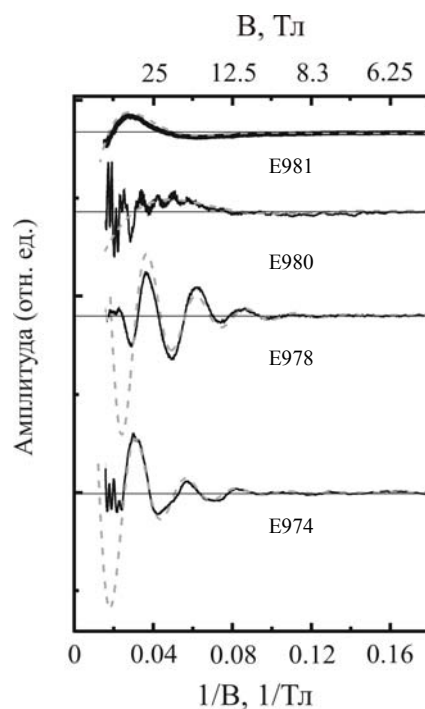


Рис. 3. Осцилляции Шубникова-де Гааза в некоторых исследованных слоях InN

Табл. 2. Значения  $m^*$  для некоторых слоев InN

$n_m, \text{ см}^{-3}$	$n_{SdH}^{(1)}, \text{ см}^{-3}$	$m^*/m_0$
$2.1 \times 10^{18}$	$1.5 \times 10^{18}$	0.065
$3.0 \times 10^{18}$	$1.0 \times 10^{18}$	0.058
$1.2 \times 10^{19}$	$1.5 \times 10^{19}$	0.09

Табл. 3. Параметры квантованных электронов в объеме матрицы InN на примере нескольких исследованных слоев InN

№№	$[Mg], \text{ см}^{-3}$	$n_m, \text{ см}^{-3}$	$\mu_m, \text{ см}^2/\text{Вс}$	$\tau_t^{(1)}, \text{ с}$	$n_{SdH}^{(1)}, \text{ см}^{-3}$	$\tau_q^{(1)}, \text{ с}$	$\mu_{calc}^{(1)}, \text{ см}^2/\text{Вс}$
C443	0	$8.7 \times 10^{18}$	1400	$5 \times 10^{-14}$	$6.2 \times 10^{18}$	$2.0 \times 10^{-14}$	1320
E974	0	$2.8 \times 10^{18}$	2000	$5.6 \times 10^{-14}$	$1.5 \times 10^{18}$	$2.9 \times 10^{-14}$	2070
E978	$1.3 \times 10^{17}$	$2.1 \times 10^{18}$	2000	$7.3 \times 10^{-14}$	$1.6 \times 10^{18}$	$3.3 \times 10^{-14}$	1730
E980	$1.1 \times 10^{18}$	$2.6 \times 10^{18}$	900	$3.1 \times 10^{-14}$	$1.8 \times 10^{17}$	$3.0 \times 10^{-14}$	900

В магнитных полях до 30 Тл наблюдалась одна серия осцилляций ШдГ (рис. 3), период осцилляций в которой сохранялся неизменным в двух конфигурациях  $B||c$  и  $B\perp c$ , где  $c$  – кристаллографическая ось, что свидетельствует о том, что данная серия осцилляций ШдГ связана с проводимостью по объемному слою матрицы InN с толщиной и латеральным размером зерна больше, чем радиус циклотронной орбиты электрона  $\lambda$  ( $10 \div 30$ ) нм. Из температурных зависимостей амплитуды осцилляций ШдГ была определена циклотронная эффективная масса электрона на уровне Ферми  $m_c^*$  для слоев InN с разной концентрацией электронов в матрице (табл. 2). Зависимость  $m_c^*$  от  $n_m$  связана с непараболичностью зоны проводимости InN. Полученные значения  $m_c^*$  хорошо согласуются с величиной  $m_c^* = 0.062m_0$  при концентрации электронов  $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , независимо полученной в работе [10\*].

Из зависимости амплитуды осцилляций ШдГ от магнитного поля было определено квантовое время релаксации электронов в объеме матрицы InN  $\tau_q^{(1)}$ . Оказалось, что для нелегированных и слаболегированных ( $[Mg] < 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) слоев InN  $\tau_q^{(1)}$  значительно меньше, чем транспортное время релаксации  $\tau_t^{(1)}$ , определенное из  $\mu_m$ , что связано с доминирующим влиянием рассеяния на заряженных центрах, в случае которого величины  $\tau_q$  и  $\tau_t$  связаны соотношением  $\tau_t \cong (E_F / \hbar)^{1/2} \tau_q^{3/2}$ . С использованием данного соотношения были вычислены реальные значения транспортного времени релаксации электронов в объеме матрицы InN и их подвижность  $\mu_{calc}^{(1)}$ . Параметры квантованных электронов в объеме матрицы InN на примере нескольких исследованных слоев InN представлены в табл. 3.

В магнитных полях  $B > 30$  Тл появлялась вторая серия осцилляций ШдГ с меньшим периодом, которые исчезали в конфигурации  $B\perp c$ , что является доказательством того, что они связаны с проводимостью по двумерному каналу, параллельному поверхности, с толщиной меньше, чем  $\lambda$  ( $< 20$  нм). Логично предположить, что в качестве такого 2D слоя выступает поверхностный аккумуляционный слой.

Значения двумерной концентрации электронов в поверхностном слое  $n_{SdH}^{(2)}$  были вычислены из пе-

Табл. 4. Параметры электронов в различных подслоях матрицы InN для некоторых исследованных эпитаксиальных слоев InN

№№	$n_{SdH}^{(1)}$ , $\text{см}^{-3}$	$\mu_{calc}^{(1)}$ , $\text{см}^2/\text{Вс}$	$n_{SdH}^{(2)}$ , $\text{см}^{-2}$	$\mu_{calc}^{(2)}$ , $\text{см}^2/\text{Вс}$	$n_p$ , $\text{см}^{-3}$	$\mu_p$ , $\text{см}^2/\text{Вс}$
C443	$6.2 \times 10^{18}$	850	$1.8 \times 10^{13}$	450	$6.3 \times 10^{18}$	840
E974	$1.5 \times 10^{18}$	2070	$2.1 \times 10^{13}$	560	$1.6 \times 10^{18}$	1970
E978	$1.6 \times 10^{18}$	1730	$1.1 \times 10^{13}$	400	$1.6 \times 10^{18}$	1700
E980	$1.8 \times 10^{17}$	900	$2.5 \times 10^{13}$	610	$5.4 \times 10^{17}$	730

риода осцилляций ШдГ, для разных образцов они находились в диапазоне значений  $(1 \div 3) \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ . Исходя из магнитного поля, при котором появляется вторая серия осцилляций ШдГ, было оценено минимальное квантовое время релаксации электронов в поверхностном слое  $\tau_q^{(2)} \sim 1 \times 10^{-14}$  с. Принимая в вни-



мание, что для поверхностного слоя большую роль также играет рассеяние на ионизованных дефектах, было вычислено транспортное время релаксации 2D электронов и их подвижность  $\mu_{calc}^{(2)}$ . Величины подвижности электронов в поверхностном слое находились в интервале (400 ÷ 600) см<sup>2</sup>/Вс для разных образцов. Несмотря на заметный разброс, значения  $n_{SdH}^{(2)}$  и  $\mu_{calc}^{(2)}$  не обнаружили явной зависимости от толщины, условия роста и легирования эпитаксиальных слоев InN.

Таким образом, из анализа двух серий осцилляций ШдГ были определены значения концентрации и подвижности электронов в поверхностном слое и объеме матрицы InN для различных эпитаксиальных слоев InN (табл. 4). Оценка влияния поверхностного слоя на интегрально измеряемые транспортные параметры ( $n_p$  и  $\mu_p$ ) (табл. 4), выполненная в модели двух параллельно соединенных слоев, показала, что из-за достаточно сильного различия подвижностей электронов и толщин объемного и поверхностного слоев это влияние пренебрежимо мало для нелегированных и слаболегированных слоев InN с высокой подвижностью электронов и становится заметным только в случае пленок InN с небольшой концентрацией и подвижностью электронов в объеме матрицы InN, т.е. в случае сильно компенсированных слоев InN:Mg.

Была обнаружена разница между концентрацией электронов в полупроводниковой матрице  $n_m$  и концентрацией квантованных электронов в объеме матрицы InN  $n_{SdH}^{(1)}$ , которая не может быть объяснена только с помощью учета наличия поверхностного слоя. Следовательно, в матрице InN существуют электроны, движение которых не квантуется в сильных магнитных полях. В качестве таких электронов вероятнее всего выступают электроны, находящиеся в приинтерфейсном слое InN вблизи гетерограницы с буфером GaN, которые вносят существенный вклад в полную проводимость слоя InN, однако их движение не квантуется в сильных магнитных полях вследствие того, что расстояние между протяженными дефектами (прорастающими дислокациями) (~ 30 нм) в данном слое меньше радиуса циклотронной орбиты электронов. Разница концентраций  $n_m$  и  $n_{SdH}^{(1)}$  может служить критерием структурного качества эпитаксиальных слоев InN и эффективности начальной стадии роста в смысле предотвращения распространения проникающих дислокаций из интерфейса InN/GaN.

**Пятая глава** посвящена исследованию электрофизических свойств твердых растворов  $In_xGa_{1-x}N$  ( $0.2 < x < 0.6$ ) [1]. Основной целью было определение критического состава, при котором начинается спонтанное формирование кластеров металлического In в эпитаксиальных слоях  $In_xGa_{1-x}N$ .

Исследование изменения типа температурной зависимости холловской концентрации электронов  $n_H$ , измеренной в слабых магнитных полях, в  $In_xGa_{1-x}N$  с увеличением состава твердого раствора  $x$  позволило заключить, что  $In_xGa_{1-x}N$  с содержанием In в диапазоне значений  $0.35 < x < 0.5$  начинают обладать электрофизическими свойствами, сходными со свойствами InN. При содержании In



в твердом растворе  $x \leq 0.35$  температурные зависимости  $n_H$  имеют активационный характер. Тогда как при  $x = 0.5$   $n_H$  перестает зависеть от температуры.

По аналогии со случаем InN, обнаружение аномальной зависимости коэффициента

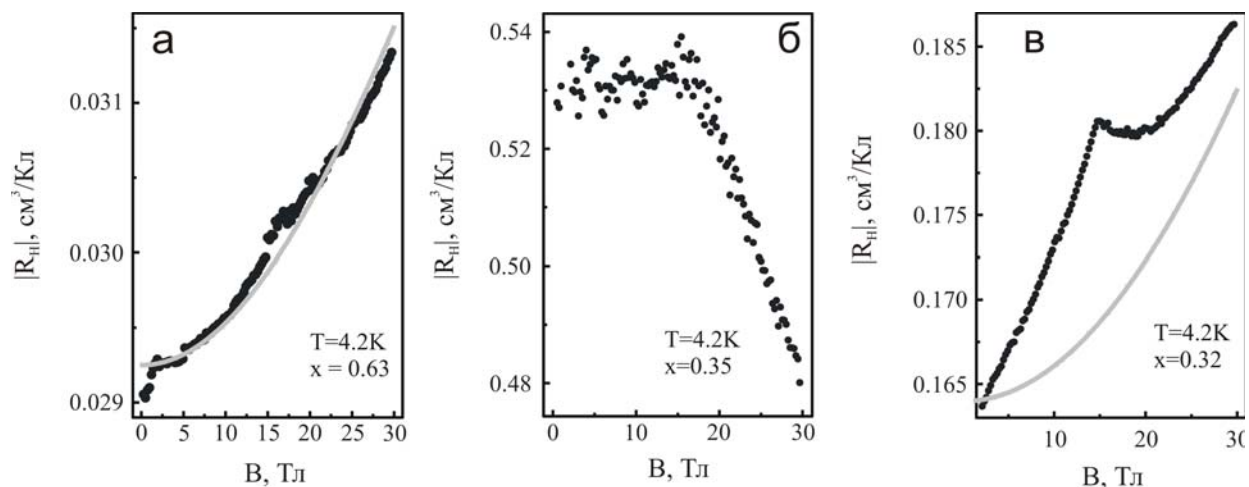


Рис. 4. Типичные экспериментальные зависимости модуля коэффициента Холла от магнитного поля (черные линии). Серые линии – предполагаемый ход магнитополевой зависимости  $|R_H|$  в случае наличия в слоях кластеров In

циента Холла от магнитного поля, которая может быть аппроксимирована в рамках модели, учитывающей наличие сильнопроводящих неоднородностей в полупроводнике, было выбрано в данной диссертационной работе в качестве основного критерия для определения критического содержания In в твердом растворе  $In_xGa_{1-x}N$ , при котором начинается спонтанное формирование кластеров металлического In. Однако использование данного критерия для слоев  $In_xGa_{1-x}N$  ограничено низкими температурами. Это обусловлено двумя причинами:

- Наличие во всех исследованных образцах  $In_xGa_{1-x}N$  буферного слоя GaN, толщина которого варьировалась от 500 до 2000 нм. Величины проводимости  $In_xGa_{1-x}N$  и GaN сравнимы и составляют  $10^{-2} \div 10^{-1} (Om \cdot cm)^{-1}$ , поэтому буферный слой GaN будет оказывать влияние на измеряемые электрические характеристики образцов  $In_xGa_{1-x}N$  и их зависимость от магнитного поля, в отличие от измерений пленок InN, проводимость которых намного больше ( $10^3 \div 10^4 (Om \cdot cm)^{-1}$ ). Однако при низких температурах концентрация электронов в GaN составляет  $10^{15} \div 10^{16} cm^{-3}$  и его влиянием на измеряемые параметры  $In_xGa_{1-x}N$  можно пренебречь.

- Зависимость коэффициента Холла от магнитного поля в эпитаксиальных слоях  $In_xGa_{1-x}N$  с  $x \leq 0.35$  может быть также обусловлена изменением величины холл-фактора при увеличении магнитного поля.

Все исследованные твердые растворы  $In_xGa_{1-x}N$  по виду зависимости коэффициента Холла от магнитного поля при температуре 4.2 К можно разделить на три группы:

- эпитаксиальные слои  $In_xGa_{1-x}N$ , в которых наблюдалась аномальная зависимость коэффициента Холла от магнитного поля, аналогичная зависимости в пленках InN, которая была аппроксимирована в рамках модели, учитывающей наличие кластеров In (рис. 4а);

- пленки  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ , в которых величина  $|R_H|$  уменьшалась при увеличении магнитного поля, что связано с влиянием буферного слоя GaN и изменением величины холл-фактора  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  при увеличении магнитного поля (рис. 4б).

- слои  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ , демонстрирующие возрастающую магнитополевою зависимость модуля коэффициента Холла, которая однако отличалась от зависимости, обусловленной наличием в пленках кластеров металлического In (рис. 4в).

В группу пленок, для которых наблюдалась аномальная зависимость коэффициента Холла от магнитного поля при 4.2 К, хорошо описываемая моделью, учитывающей наличие кластеров In, входили слои  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  с  $x \geq 0.38$ . При  $x \leq 0.35$  зависимость коэффициента Холла от магнитного поля была обусловлена наличием буферного слоя GaN и/или изменением величины холл-фактора, то есть кластеры In в таких пленках отсутствовали. Наличие или отсутствие кластеров металлического In в твердых растворах  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  связано именно с содержанием индия  $x$ , поскольку все исследованные слои  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ , в которых были обнаружены кластеры In, были выращены в условиях, близких к стехиометрическим или слегка азот-обогащенным ( $(\text{Ga}+\text{In})/\text{N} \leq 1$ ). Вместе с тем пленки, в которых кластеры In отсутствовали, были получены в сильно индий-обогащенных условиях ( $(\text{Ga}+\text{In})/\text{N} > 1$ ). Другими словами, используемые условия ростовой стехиометрии не могли влиять на процесс формирования кластеров металлического In.

Таким образом, критическое содержание In, при котором начинается спонтанное формирование кластеров металлического In в твердых растворах  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ , составляет  $(0.38 \pm 0.03)$ , что хорошо согласуется с данными оптических измерений [12\*], где было обнаружено, что в твердых растворах  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  с  $x \geq 0.4$  в спектрах фотолюминесценции появляется второй пик при энергии  $\sim 0.7$  эВ, который может быть связан с появлением кластеров In.

Помимо слоев  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ , которые по виду магнитополевою зависимости  $|R_H|$  демонстрировали либо наличие кластеров металлического In либо их отсутствие в полупроводниковой матрице, существовала группа твердых растворов  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  ( $0.2 < x < 0.35$ ), в которых модуль  $R_H$  увеличивался с ростом магнитного поля, однако зависимость  $|R_H|$  от  $B$  существенно отличалась от той, которая наблюдается в случае наличия в полупроводнике сильнопроводящих неоднородностей. Такая магнитополевою зависимость модуля коэффициента Холла была объяснена наличием (из-за фазового распада) в слоях  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  областей с различным содержанием In и, следовательно, различной проводимостью. Ранее [13\*] было показано, что наличие в полупроводнике областей с различной проводимостью вдоль какого-либо направления может приводить к возрастающей зависимости коэффициента Холла от магнитного поля. Кроме того, в большинстве исследованных пленок  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  вплоть до высоких температур (100 К) наблюдалось сосуществование эффектов отрицательного и положительного эффектов магнитосопротивления, причем величина отрицательного магнитосопротивления намного превышала амплитуду аналогичного эффекта в пленках InN:Mg с высокой концентрацией Mg. Известно, что наличие областей с различной проводимостью в полупроводнике оказывает более сильное влияние на

поведение магнитосопротивления в магнитном поле, нежели на поведение коэффициента Холла [13\*]. В материалах с неоднородностью электрической проводимости наряду с эффектом положительного магнитосопротивления может наблюдаться и сильный эффект отрицательного магнитосопротивления вплоть до высоких температур. Таким образом, наблюдение эффекта отрицательного магнитосопротивления свидетельствует от том, что фазовый распад присутствует во всех исследованных твердых растворах  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  с  $x > 0.2$ , однако в случае, когда есть какой-либо другой более значимый фактор, например, наличие кластеров металлического In, то последний начинает преобладать в зависимости коэффициента Холла от магнитного поля, маскируя особенности, связанные с фазовым распадом.

**В заключении** приводятся основные достижения и результаты работы:

1. Показано, что электрическая проводимость эпитаксиальных слоев InN определяется четырьмя вкладками: спонтанно формирующихся кластеров In, поверхностного, приинтерфейсного слоев и объема полупроводниковой матрицы InN. Электрофизические измерения при низких температурах в широком диапазоне значений магнитных полей (вплоть до 63Тл) позволили впервые разделить все эти вклады.

2. На основании температурных и магнитолевых зависимостей сопротивления эпитаксиальных слоев InN при низких температурах ( $< 4.2\text{K}$ ), а также магнитолевых зависимостей коэффициента Холла в сильных магнитных полях, доказано существование кластеров металлического In в слоях InN, выращенных в стехиометрических и In-обогащенных условиях.

3. С помощью электрофизических исследований определено процентное содержание металлического In в эпитаксиальных слоях InN, которое увеличивается от  $(3 \pm 1)\%$  до  $(7 \pm 1)\%$  при изменении условий роста МПЭ ПА от стехиометрических к металл-обогащенным. Увеличении температуры роста при постоянном отношении In/N также приводит к увеличению содержания нанокластеров In в слое InN. Минимальный размер кластеров In составляет 10 – 30 нм.

4. Показано, что аномальные зависимости коэффициента Холла от магнитного поля и сильный линейный эффект магнитосопротивления в пленках InN связаны с наличием в них кластеров металлического In. Определены технологические режимы роста пленок InN, при которых практически важный эффект магнитосопротивления максимален.

5. Показано, что для определения действительных значений концентрации и подвижности электронов в полупроводниковой матрице эпитаксиальных слоев InN вместо стандартной методики измерений эффекта Холла - при одном значении магнитного поля, - требуется измерение зависимостей коэффициента Холла от магнитного поля и рассмотрение в рамках моделей для неоднородных материалов, учитывающих наличие кластеров In.

6. Впервые экспериментально определены транспортные параметры двумерных электронов в поверхностном аккумуляционном слое эпитаксиальных слоев InN, варьирующиеся в пределах  $n_s = (1 \div 3) \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$  и  $\mu_s = (400 \div 600) \text{ см}^2/\text{Вс}$ , кото-

рые не обнаруживают явной зависимости от толщины слоев InN, условий их роста и легирования.

7. Показано, что поверхностный слой практически не оказывает влияние на электрические измерения пленок InN с высокой подвижностью электронов в полупроводниковой матрице InN ( $> 1000 \text{ см}^2/\text{Вс}$ ). Его влияние становится заметным только в случае сильнокомпенсированных ( $n \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) эпитаксиальных слоев InN:Mg с небольшой подвижностью электронов.

8. Показано, что электроны, находящиеся в приинтерфейсном слое InN вблизи гетерограницы с буфером GaN, вносят существенный вклад в полную проводимость слоя InN, однако не проявляют себя в осцилляциях Шубникова – де Гааза вследствие того, что расстояние между протяженными дефектами (прорастающими дислокациями) в данном слое меньше радиуса циклотронной орбиты электронов.

9. Обнаружено, что соотношение  $\text{In}/\text{N} = 1.1$  является оптимальным для роста слоев InN с минимальной концентрацией ( $\sim 1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) и максимальной подвижностью ( $2500 \text{ см}^2/\text{Вс}$ ) электронов в объеме полупроводниковой матрицы InN.

10. Из температурной зависимости амплитуды осцилляций Шубникова – де Газа электронов в объемном слое InN определена эффективная циклотронная масса электронов на уровне Ферми. При концентрации  $n = 10^{18} \text{ см}^{-3}$  она составляет  $0.06m_0$  и возрастает до  $0.09m_0$  при увеличении концентрации свыше  $n=10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

11. С помощью электрофизических измерений определено, что критическое содержание In в эпитаксиальных слоях InGa<sub>x</sub>N, выращенных методом МПЭ ПА, при котором начинается спонтанное формирование кластеров металлического In, составляет  $(38 \pm 3)\%$  и не зависит от стехиометрических условий роста.

**Основные результаты работы изложены в следующих публикациях:**

1. Т.А. Комиссарова, Н.Н. Матросов, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов, В.Н. Жмерик, С.В. Иванов, Особенности электрофизических свойств твердых растворов In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N // Физика и техника полупроводников – 2007 – Т. 4 – С. 558-560.

2. Т.А. Komissarova, D.S. Plotnikov, V.N. Jmerik, T.V. Shubina, A.M. Mizerov, A.N. Semenov, S.V. Ivanov, L.I. Ryabova, and D.R. Khokhlov, Electrical properties and optical absorption in InN:In structures // Phys. Stat. Sol. c – 2008 – V. 5 – P. 1621-1623.

3. Т.А. Komissarova, T.V. Shubina, V.N. Jmerik, S.V. Ivanov, L.I. Ryabova, D.R. Khokhlov, A. Vasson, J. Leymarie, T. Araki, Y. Nanishi, Electrical and optical properties of InN with periodic metallic In insertions // Физика и техника полупроводников – 2009 – Т. 43 – С. 304-307.

4. Т.А. Komissarova, M.A. Shakhov, V.N. Jmerik, T.V. Shubina, R.V. Parfeniev, S.V. Ivanov, X. Wang, and A. Yoshikawa, Abnormal magnetic-field dependence of Hall coefficient in InN epilayers // Appl. Phys. Lett. – 2009 – V. 95 – P. 012107 (1-3).

5. Т.А. Komissarova, R.V. Parfeniev, S.V. Ivanov, Comment on «Superconductivity in heavily compensated Mg-doped InN» [Appl. Phys. Lett. 94, 142108 (2009)] // Appl. Phys. Lett. – 2009 – V. 95 – P. 086101 (1-2).

6. T.A. Komissarova, M.A. Shakhov, V.N. Jmerik, R.V. Parfeniev, P. Paturi, X. Wang, A. Yoshikawa, and S.V. Ivanov, Large magnetoresistance in InN epilayers // *Phys. Rev. B* – 2010 – V. 82 – P. 245204 (1-4).

7. Т.А. Комиссарова, О. Драченко, В.Н. Жмерик, X. Wang, A. Yoshikawa, С.В. Иванов, Вклад поверхностного и интерфейсного слоев в проводимость InN // Труды XV Международного Симпозиума "Нанозифика и нанозлектроника", - 2011 – Нижний Новгород – С. 103.

**Список цитируемой литературы:**

1\*. K. Takahashi, A. Yoshikawa, A. Sandhu, Wide bandgap semiconductors. Fundamental properties and modern photonic and electronic devices.- Springer, Berlin Heidelberg New York, 2007.

2\*. S.V. Ivanov, T.V. Shubina, V. N. Jmerik, V. A. Vekshin, P. S. Kop'ev, B. Monemar, Plasma-assisted MBE growth and characterization of InN on sapphire // *J. Cryst. Growth* – 2004 – V. 269 – P. 1-9.

3\*. T.V. Shubina, V.A. Kosobukin, T.A. Komissarova, V.N. Jmerik, A.N. Semenov, B. Ya. Meltser, P.S. Kop'ev, S.V. Ivanov, A. Vasson, J. Leymarie, N.A. Gippius, T. Araki, T. Akagi, Y. Nanishi, Inconsistency of basic optical processes in plasmonic nanocomposites // *Phys. Rev. B* – 2009 – V. 79 – P. 153105 (1-4).

4\*. J. Wu, W. Walukiewicz, W. Shan, K.M. Yu, J.W. Ager III, S.X. Li, E.E. Haller, H. Lu, and W.J. Schaff, Temperature dependence of the fundamental band gap of InN // *J. Appl. Phys.* – 2003 – V. 94 – P. 4457-4460.

5\*. W.L. McMillan, Transition temperature of strong-coupled superconductors // *Phys. Rev* – 1968 – V. 167 – P. 331-344.

6\*. V.L. Ginzburg, On the destruction and the onset of superconductivity in a magnetic field // *Sov. Phys. JEPT* – 1958 – V. 34 – P. 78-83.

7\*. C.M. Wolfe and G.E. Stillman, Anomalously high “mobility” in semiconductors // *Appl. Phys. Lett.* – 1971 – V. 18 – P. 205-208.

8\*. G. Beck and J. Janek, Negative and linear positive magnetoresistance effect in silver-rich silver selenide // *Solid State Sci.* – 2008 – V. 10 – P. 776-789.

9\*. T. Inushima, M. Higashiwaki, T. Matsui, T. Takenobu, and M. Motokawa, Electron density dependence of the electronic structure of InN epitaxial layers grown on sapphire (0001) // *Phys. Rev. B* – 2005 – V. 72 – P. 085210 (1-10).

10\*. M. Goiran, M. Millot, J.-M. Pomirol, I. Gherasoiu, W. Walukiewicz, and J. Leotin, Electron cyclotron effective mass in indium nitride // *Appl. Phys. Lett.* – 2010 – V. 96 – P. 052117 (1-3).

11\*. S.A. Bulgadaev, F.V. Kusmartsev, Large linear magnetoresistivity in strongly inhomogeneous planar and layered systems // *Phys. Lett. A* – 2005 – V. 342 – P. 188-195.

12\*. T. V. Shubina, S. V. Ivanov, V. N. Jmerik, A. M. Mizerov, J. Leymarie, A. Vasson, B. Monemar, and P. S. Kop'ev, Inhomogeneous InGaN and InN with In-enriched Nanostructures // *AIP Conf. Proc.* – 2007 – V. 893 – P. 269-272.

13\*. R.T. Bate, J.C. Bell, and A.C. Beer, Influence of magnetoconductivity discontinuities on galvanomagnetic effects in indium antimonide // *J. Appl. Phys.* – 1961 – V. 32 – P. 806-814.