

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ИМ. А.В. РЖАНОВА  
СИБИРСКАЯ ГОСУДАРСТВЕННАЯ ГЕОДЕЗИЧЕСКАЯ АКАДЕМИЯ

*на правах рукописи*

**Протасов Дмитрий Юрьевич**

**«Фотопроводимость в магнитном поле и фотомагнитный  
эффект в плёнках МЛЭ р-Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te»**

диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Специальность 01.04.10  
(Физика полупроводников)

Научный руководитель:  
кандидат физико-математических наук  
В.Я. Костюченко

Новосибирск-2008

## Список условных сокращений и обозначений

|              |  |
|--------------|--|
| КРТ          | - твердые растворы теллуридов кадмия и ртути                     |
| ИК           | - инфракрасный   |
| ЖФЭ          | - жидкофазная эпитаксия  |
| ПФЭ          | - эпитаксия из паровой фазы                                      |
| МЛЭ          | - молекулярно – лучевая эпитаксия                                |
| ННЗ          | - неравновесные носители заряда                                  |
| ФПУ          | - фотоприемное устройство  |
| ФП           | - фотопроводимость   |
| ФМЭ          | - фотомагнитный эффект   |
| $n_0$        | - равновесная концентрация электронов                            |
| $p_0$        | - равновесная концентрация тяжелых дырок                         |
| $p_{lp}$     | - равновесная концентрация лёгких дырок                          |
| $\mu_n$      | - подвижность электронов   |
| $\mu_p$      | - подвижность тяжелых дырок                                      |
| $\mu_{lp}$   | - подвижность лёгких дырок                                       |
| $m_n^*$      | - эффективная масса электронов в зоне проводимости               |
| $m_p^*$      | - эффективная масса тяжелых дырок                                |
| $m_0$        | - масса покоя электрона  |
| $e$          | - элементарный заряд   |
| $E_g$        | - ширина запрещённой зоны  |
| $E_f$        | - уровень Ферми  |
| $\Delta$     | - величина спин-орбитального отщепления                          |
| $n_i$        | - собственная концентрация                                       |
| $\tau_v$     | - время жизни в объёме полупроводника                            |
| $\tau_{eff}$ | - эффективное время жизни с учётом поверхностной рекомбинации    |
| $S_l$        | - скорость поверхностной рекомбинации на передней границе плёнки |

- $S_2$  - скорость поверхностной рекомбинации на задней границе плёнки
- $p_1$  - концентрация дырок в валентной зоне, когда уровень Ферми совпадает с уровнем рекомбинационного центра
- $n_1$  - концентрация электронов в зоне проводимости, когда уровень Ферми совпадает с уровнем рекомбинационного центра
- $C_n$  - коэффициент захвата электронов на рекомбинационный уровень
- $C_p$  - коэффициент захвата дырок на рекомбинационный уровень
- $N_t$  - концентрация рекомбинационных центров
- $E_t$  - энергия рекомбинационного центра
- $n_t$  - концентрация электронов на рекомбинационном центре
- $\Delta n$  - изменение концентрации электронов в зоне проводимости при освещении
- $\Delta p$  - изменение концентрации дырок в валентной зоне при освещении
- $\Delta n_t$  - изменение концентрации электронов на рекомбинационном центре при освещении
- $\sigma(B)$  - зависимость проводимости от магнитного поля
- $\sigma_{xx}(B)$  - продольная компонента тензора проводимости
- $\sigma_{xy}(B)$  - поперечная компонента тензора проводимости
- $K$  - коэффициент пропорциональности между концентрациями электронов на рекомбинационном центре и в зоне проводимости
- $\Delta U_\sigma(B)$  - фотопроводимости в геометрии Фарадея
- $\Delta U_{\tilde{\sigma}}(B)$  - электронная компонента фотопроводимости в геометрии Фарадея
- $\Delta U_{\sigma}^{const}(B)$  - дырочная компонента фотопроводимости в геометрии Фарадея
- $U_{\Phi\Pi}$  - фотопроводимость в геометрии Фойгта
- $U_{\Phi\Pi_0}$  - «собственная» компонента фотопроводимости в геометрии Фойгта
- $U_{MD}$  - магнитодиффузионная компонента фотопроводимости в геометрии Фойгта
- $U_{\Phi M \Sigma}$  - фотомагнитный эффект

## СОДЕРЖАНИЕ

|   |    |
|---|----|
| <b>Введение</b> .....   | 6  |
| <b>1 Электрофизические и фотоэлектромагнитные свойства объёмных кристаллах и эпитаксиальных плёнках р-CdHgTe (КРТ) (Литературный обзор)</b> ..... | 12 |
| 1.1 Методы роста тройного раствора КРТ.....   | 12 |
| 1.2 Структура кристаллической решетки и зонная диаграмма .....  | 15 |
| 1.3 Физические свойства .....   | 18 |
| 1.3.1 Поглощение излучения.....   | 18 |
| 1.3.2 Время жизни носителей заряда. ....  | 19 |
| 1.3.3 Концентрация носителей заряда. ....   | 26 |
| 1.3.4 Подвижность носителей заряда .....  | 28 |
| 1.4 Фотомагнитный эффект и фотопроводимость в магнитном поле. ....  | 32 |
| 1.5 Фотопроводимость и фотомагнитный эффект в варизонных полупроводниках. ....  | 39 |
| 1.6 Выводы к главе и постановка задачи. ....  | 41 |
| <b>2 Методика проведения исследований</b> .....   | 44 |
| 2.1 Экспериментальная установка. . . . .  | 44 |
| 2.2 Образцы и методика измерений.. . . .  | 48 |
| 2.3 Определения концентрации и подвижности носителей заряда методом «спектра подвижности». . . . .  | 56 |
| 2.4 Подгонка теоретических выражений под экспериментальные данные с использованием подгоночных параметров. ....                                   | 57 |
| <b>3 Фотопроводимость в магнитном поле в геометрии Фарадея.</b> .   | 61 |
| 3.1 Изменение проводимости образца в магнитном поле при освещении .   | 62 |
| 3.2 Уравнение электронейтральности в случае доминирующей рекомбинации Шокли-Рида. ....  | 65 |
| 3.3 Фотопроводимость в р-КРТ при низких температурах. ....  | 68 |
| 3.4 Анализ экспериментальных результатов исследования ФП в геометрии Фарадея при низких температурах. ....  | 75 |
| 3.5 Влияние рекомбинационных центров на ФП в геометрии Фарадея. . .   | 81 |
| 3.6 Определение параметров глубоких центров в МЛЭ КРТ. ....   | 85 |

|          |   |            |
|----------|---|------------|
| 3.7      | Фотопроводимость в геометрии Фарадея в условиях смешанной проводимости. . . . .   | 90         |
| 3.8      | Анализ экспериментальных результатов ФП в геометрии Фарадея при смешанной проводимости. . . . .   | 93         |
| 3.9      | Выводы к главе. . . . .   | 99         |
| <b>4</b> | <b>Фотопроводимость в магнитном поле в геометрии Фойгта и фотомагнитный эффект</b>  | <b>101</b> |
| 4.1      | Поведение неравновесного электронно-дырочного газа в скрещенных электрическом и магнитном полях в плёнках МЛЭ р-КРТ с вазонными приграничными областями . . . . . | 102        |
| 4.2      | Зависимости от индукции магнитного поля фотопроводимости в геометрии Фойгта и фотомагнитного эффекта. . . . .   | 114        |
| 4.3      | Анализ результатов исследования ФП в геометрии Фойгта и ФМЭ на плёнках МЛЭ р-КРТ. . . . .   | 119        |
| 4.4      | Исследование магнитолевых зависимостей ФП в геометрии Фойгта и ФМЭ на плёнках МЛЭ р-КРТ при разных температурах. . . . .  | 125        |
| 4.5      | Выводы к главе. . . . .   | 130        |
|          | <b>Основные положения и результаты (выводы) . . . . .</b>   | <b>132</b> |
|          | <b>Публикации по теме диссертации. . . . .</b>  | <b>135</b> |
|          | <b>Литература . . . . .</b>   | <b>137</b> |

## Введение

**Актуальность темы:** В настоящее время тройной раствор  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  (КРТ), где  $x$  – мольное содержание Cd, является основным материалом для создания фотоприёмных устройств (ФПУ) инфракрасной (ИК) области спектра [1]. Практически линейная зависимость ширины запрещённой зоны КРТ от  $x$  позволяет управлять длинноволновой границей чувствительности таких ФПУ в широких пределах – от 2 мкм до 20 мкм. Особый интерес в этом диапазоне представляют окна прозрачности атмосферы 3÷5 мкм ( $x = 0.3 \div 0.4$ ) и 8÷14 мкм ( $x = 0.2 \div 0.25$ ).

В ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН разработана оригинальная технология выращивания методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) плёнок КРТ со сложным профилем мольного содержания Cd на подложках GaAs ориентации (013) [2]. На границах плёнок выращиваются варизонные слои, в которых  $x$  увеличивается от однородной по составу центральной области структуры к её границам. Такие слои уменьшают влияние поверхностной рекомбинации на время жизни носителей заряда.

Для изготовления ФПУ с большим количеством элементов ( $>10^3 \div 10^4$ ) в виде n-p переходов используются преимущественно плёнки КРТ p-типа. Характеристики полученных ФПУ в большой степени определяются качеством используемого материала. При выборе плёнок КРТ для изготовления фотоприёмников с нужными характеристиками необходимо знать не только концентрацию и подвижность основных носителей заряда, но и рекомбинационно-диффузионные параметры материала. К этим параметрам относятся время жизни носителей заряда в объёме  $\tau_V$ , подвижность неосновных носителей заряда  $\mu_n$ , скорости поверхностной рекомбинации на свободной и связанной с подложкой границей плёнки  $S_1$  и  $S_2$ . В свою очередь значение  $\tau_V$  определяются параметрами рекомбинационных центров: концен-

трацией  $N_t$ , энергией залегания глубокого уровня  $E_t$ , коэффициентами захвата электронов  $C_n$  и дырок  $C_p$ .

При изучении процессов рекомбинации и диффузии неосновных носителей заряда наиболее информативными являются такие эффекты, как фотопроводимость (ФП) в магнитном поле в геометрии Фойгта ( $\vec{k} \perp \vec{B}$  и  $\vec{k} \perp \vec{E}$ ,  $\vec{k}$  - волновой вектор излучения) и в геометрии Фарадея ( $\vec{k} \parallel \vec{B}$  и  $\vec{k} \perp \vec{E}$ ), а также фотомагнитный эффект (ФМЭ).

Изучению ФМЭ и ФП в геометрии Фойгта посвящён ряд работ. Данные эффекты исследовались на объёмных образцах КРТ [3], на эпитаксиальных плёнках, выращенных жидкофазной эпитаксией (ЖФЭ) [4] и эпитаксией из газовой фазы с использованием металлоорганических соединений (МОСГФЭ) [5]. ФМЭ и ФП в геометрии Фойгта изучались также на жидкофазных варизонных плёнках p-КРТ, в которых ширина запрещённой зоны почти линейно менялась по толщине [4, 6].

Однако на плёнках МЛЭ p-КРТ с варизонными приграничными областями ФМЭ и ФП в магнитном поле в геометрии Фойгта не исследовались. При анализе результатов ФП и ФМЭ в p-КРТ не учитывался механизм рекомбинации Шокли-Рида, который является доминирующим для вакансионного КРТ p-типа при  $T \approx 77$  К [7]. На момент начала выполнения диссертационной работы в литературе отсутствовали результаты исследования ФП в геометрии Фарадея на p-КРТ.

**Целью работы** являлось изучение особенностей магнитополевой зависимости фотопроводимости и фотомагнитного эффекта в плёнках КРТ p-типа, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, с варизонными приграничными областями.

**Объекты и методы исследования.** Исследовались плёнки КРТ p-типа толщиной  $9 \div 13$  мкм, выращенные методом МЛЭ на подложках из GaAs ориентации (013) с варизонными приграничными областями. Значение  $x$  рабочего (среднего) слоя образцов лежало в диапазоне  $0.21 \div 0.23$ , в варизонных слоях плавно увеличивалось до  $0.4 \div 0.6$  на расстоянии  $0.5 \div 2$  мкм.

Методы исследования включали ФП в геометриях Фойгта и Фарадея, а также ФМЭ в магнитных полях с индукцией до 2 Тл в температурном диапазоне  $77 \div 300$  К. Рекомбинационно-диффузионные параметры образцов находились из соответствия теоретических выражений экспериментальным данным методом наименьших квадратов совместно с численным методом нелинейной оптимизации Хука-Дживса. Концентрации и подвижности носителей заряда определялись по результатам измерений магнитопольевых зависимостей эффекта Холла и магнитосопротивления методом «спектра подвижности» и так называемой многозонной подгонкой. Исследования проводились в ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН и в Сибирской Государственной Геодезической Академии.

**Научная новизна работы** состоит в следующем:

- Впервые показано, что для р-КРТ при температурах  $77 \div 125$  К вклады в ФП электронов и дырок можно отдельно определить при измерении магнитопольевой зависимости ФП в геометрии Фарадея. Получено выражение, описывающее магнитопольевую зависимость сигнала ФП в геометрии Фарадея. Показано, что величина независимой от магнитного поля дырочной компоненты ФП прямо пропорциональна концентрации рекомбинационных центров.
- Впервые обнаружено, что в области смешанной проводимости ( $T = 135 \div 175$  К) на магнитопольевой зависимости ФП в геометрии Фарадея на р-КРТ появляется максимум при отличном от нуля значении индукции магнитного поля  $B_{\max}$ , обусловленный сильным магнитосопротивлением равновесных носителей заряда
- Показано, что действие варизонных приграничных областей на ФП в геометрии Фойгта и ФМЭ можно учесть, введя эффективные скорости поверхностной рекомбинации на границах варизонных слоёв и рабочей области, а также эффективный темп поверхностной генерации на границе освещенного варизонного слоя и рабочей области. При доминирующей рекомбинации Шокли-Рида получены выражения, описывающие магнитопольевую зависимость ФП в геометрии Фойгта и ФМЭ на структурах с варизонными приграничными областями.



- Определено, что величина отношения коэффициентов захвата на рекомбинационные уровни электронов и дырок  $C_n/C_p$  для узкозонных плёнок ( $E_g \sim 100$  мэВ) МЛЭ р-КРТ в  $10^2 \div 10^3$  превышает значения, характерные для широкозонных ( $E_g \sim 400$  мэВ) объёмных кристаллов р-КРТ.

**На защиту выносятся следующие основные научные положения:**

1. Зависимость фотопроводимости в геометрии Фарадея от магнитного поля на плёнках МЛЭ р-КРТ для температур  $77 \div 125$  К подобна зависимости продольного компонента тензора проводимости:  $\Delta U_\sigma(B) \approx \Delta n \mu_n / (1 + \mu_n^2 B^2)^{-1} + \Delta p \mu_p$ .
2. Независящая от магнитного поля компонента фотопроводимости в геометрии Фарадея прямо пропорциональна концентрации рекомбинационных центров  $N_t$  в плёнках МЛЭ р-КРТ. Для  $N_t \approx 10^{20} \text{ м}^{-3}$  её величина составляет до 20% от величины сигнала фотопроводимости при отсутствии магнитного поля.
3. Максимум при отличном от нуля значении индукции магнитного поля  $B_{\max}$  на магнито-полевой зависимости фотопроводимости в геометрии Фарадея на плёнках МЛЭ р-КРТ возникает при условии, когда вклад равновесных электронов в проводимость превышает более чем в два раза вклад равновесных тяжелых дырок ( $\sigma_n > \sigma_p/2$ ). Причиной появления максимума является то, что в данном случае магнитосопротивление равновесных носителей заряда вплоть до  $B_{\max}$  возрастает быстрее, чем уменьшается проводимость неравновесных электронов.
4. Действие приграничных варизонных областей на неравновесные электроны может быть учтено введением эффективных скоростей поверхностной рекомбинации  $S_{1эфф}$  и  $S_{2эфф}$  при условии, что сила Лоренца, действующая на неравновесные электроны в скрещенных тянущем электрическом и магнитном полях, много меньше силы Кулона в варизонной области. В этом случае величины  $S_{1эфф}$  и  $S_{2эфф}$  обратно пропорциональны напряжениям

встроенного электрического поля и времени жизни в варизонных слоях, и не зависят от магнитного поля.

**Практическая значимость работы.** Предложен метод определения подвижности неосновных электронов по магнитолевой зависимости ФП в геометрии Фарадея. На основе анализа постоянной составляющей ФП в геометрии Фарадея предложен метод определения концентрации рекомбинационных центров, а также отношения времён жизни основных и неосновных носителей заряда. Создан диагностический комплекс для определения рекомбинационно-диффузионных параметров образцов КРТ. Данный комплекс включает в себя такие методы, как ФП в геометриях Фойгта и Фарадея, ФМЭ, «спектр подвижности» в сочетании с так называемой многозонной подгонкой. Создан пакет программ для обработки результатов измерений. Определены рекомбинационно-диффузионные параметры плёнок МЛЭ р-КРТ с варизонными приграничными областями.

Результаты работы использовались при выполнении тем ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН «Продукт», «Каскад3» и госбюджетной НИР при СГГА №1.8.94Д «Разработка фотомагнитной методики и создание установки для диагностики рекомбинационных параметров в пленочных структурах узкозонных полупроводников».

**Достоверность** полученных результатов и выдвигаемых на защиту положений определяется тем, что экспериментальные данные получены с использованием апробированных методик измерений на большом числе образцов и апробацией представленных результатов на отечественных и зарубежных конференциях.

**Личный вклад автора** в диссертационную работу заключается в создании экспериментальной установки, проведении измерений, в активном участии при анализе и интерпретации полученных результатов.

Часть результатов по ФП в геометрии Фойгта и ФМЭ получена совместно с к.ф.-м.н. Студеникиным С.А. и к.ф.-м.н. Костюченко В.Я. Результаты по ФП в геометрии Фарадея получены совместно с д.ф.-м.н. Овсюком В.Н. и к.ф.-м.н. Костюченко В.Я. На этапах работы в

исследованиях принимали участие научные сотрудники различных подразделений ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН.

Соавторы не возражают против использования в диссертации совместно полученных результатов.

**Апробация работы.** Основные результаты работы докладывались и обсуждались на III международной конференции ЕХМАТЕС-96 (г. Фрейбург, Германия, 1996 г.); на международной конференции «Квантовый эффект Холла и гетероструктуры» (г. Вюрцбург, Германия, 2001 г.); на 1-ой украинской конференции по физике полупроводников (г. Одесса, Украина, 2002 г.); на совещании Фотоника-2003 (Новосибирск, 2003 г), на XIX Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения (Москва, 2006), на Всероссийской научно-технической конференции «Наука. Промышленность. Оборона» (Новосибирск, НГТУ, 2007 г.), на Международной Сибирской Школе-Семинаре по Электронным Приборам и Материалам EDM-2004, EDM-2005 и EDM-2007 (Эрлагол, Россия, 2004, 2005 и 2007).

**Публикации.** По материалам диссертационной работы опубликовано 11 печатных работ. Список основных работ приведен в конце автореферата.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитируемой литературы. В конце каждой главы приводятся выводы по главе. Работа содержит 148 страниц текста, 38 рисунков и 9 таблиц. Список литературы включает 120 наименований.

# **Глава 1. Электрофизические и фотоэлектромагнитные свойства объёмных кристаллах и эпитаксиальных плёнках p-CdHgTe (КРТ) (Литературный обзор)**

В главе даётся литературный обзор по состоянию вопросов, рассматриваемых в диссертационной работе. Кратко перечисляются методы получения высококачественных объёмных кристаллов и эпитаксиальных плёнок КРТ, их преимущества и недостатки. Описываются физические свойства материала КРТ. Приводятся методы определения времени жизни и подвижности носителей заряда в кристаллах и эпитаксиальных плёнках КРТ, указываются их преимущества и недостатки. Затем анализируются работы, посвященные исследованию ФМЭ и ФП в магнитном поле на образцах КРТ, выращенных разными методами. Заканчивается литературный обзор рассмотрением работ по изучению ФМЭ и ФП в варизонных полупроводниках. В выводах к главе приводятся цель исследования и перечень задач для решения этой цели.

## **§1.1. Методы роста тройного раствора КРТ**

Тепловидение, то есть визуализация объекта с использованием их собственного теплового изображения, играет важную роль в современной науке и технике. В настоящее время тепловизоры широко применяются в военной технике, медицине, промышленности. Для тепловидения важнейшими являются такие участки инфракрасного (ИК) спектра, в которых атмосфера прозрачна для излучения и пропускает его с минимальным поглощением – так называемые «окна прозрачности» [8]. Для дальней ИК-области «окно прозрачности» лежит в диапазоне 8÷12 мкм, для средней – в диапазоне 3÷5 мкм. Кроме того, в диапазоне длин волн 8÷12 мкм лежит максимум излучательной способности живых организмов и нагретых до

комнатной температуры объектов. Для регистрации ИК-излучения в этих диапазонах разработаны различные виды тепловых и фотонных фотоприёмников [1].

Применение тройного раствора КРТ в качестве материала для изготовления фотоприёмных устройств позволяет перекрыть все практически важные области ИК-спектра. Такая возможность предоставляется вследствие того, что ширина запрещенной зоны КРТ (а значит, и граничная длина волны фотодетектора) практически линейно зависит от  $x$ : от  $-0.300$  эВ при  $x = 0$  до  $1.648$  эВ при  $x = 1$  (для температуры  $4.2$  К) [9].

Первая публикация о получении и свойствах КРТ появилась в 1959 г. [10], после чего начали интенсивно развиваться исследования этого материала. Обзор этих исследований представлен в работах [11, 12]. Технологии выращивания КРТ непрерывно развиваются с момента получения этого твердого раствора до настоящего времени.

Первые объемные кристаллы КРТ выращивались из расплава при высокой температуре ( $T \approx 500$  °С) с помощью модифицированного метода Бриджмена-Стокбаргера и метода «закалка-отжиг» (или модифицированный метод Бриджмена) [12], а также с помощью зонной плавки методом движущегося нагревателя [13]. Такой материал используется в основном для получения высококачественного материала для создания одноэлементных фоторезисторов  $n$ -типа, матриц и SPRITE-детекторов [14] для систем тепловидения и обнаружения первого поколения. Объемные кристаллы характеризуются высокими значениями времени жизни и подвижности неосновных носителей заряда, а также возможностью получения малой концентрации носителей ( $<10^{20}$  м<sup>-3</sup>). Однако недостатками этих методов роста являются большие продольные и поперечные отклонения по мольному содержанию кадмия выращенных кристаллов, наличие таких дефектов, как малые угловые границы и дислокации.

По сравнению с объёмными, эпитаксиальные методы роста позволяют выращивать слои большой площади ( $\approx 30$  см<sup>2</sup>) и сложные многослойные структуры с разнообразными профилями ширины запрещенной зоны или легирования. Самым технологически развитым методом среди эпитаксиальных является метод жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) [15, 16, 17].

Рост эпитаксиальных плёнок этим методом осуществляется либо из Те-насыщенного раствора при  $T=420\div 500$  °С, либо из Hg-насыщенного раствора при  $T=400\div 500$  °С. Важным преимуществом ЖФЭ является высокая скорость роста (6-60 мкм/час) и легкость, с которой нужные примеси могут быть внедрены в раствор. Однако высококачественные образцы можно получить только на подложках с согласованными параметрами решёток (рассогласование 1-3 %), такими как CdTe или  $Cd_yZn_{1-y}Te$  ( $y\approx 0.04$ ). Недостатками этого метода являются: градиент ширины запрещённой зоны по толщине плёнки, плохая морфология поверхности, невозможность выращивания резких гетерограниц и контроля мольного содержания кадмия во время роста.

Эпитаксиальные слои КРТ, пригодные для изготовления ИК-фотоприёмников, выращивают также методом парофазной эпитаксии (ПФЭ) [18] и эпитаксией из газовой фазы с использованием металлоорганических соединений (МОСГФЭ)[19, 20]. Метод ПФЭ относительно прост в реализации, здесь HgTe транспортируется при относительно высокой температуре ( $400\div 600$  °С) от источника к подложке при помощи механизма испарения-конденсации, однако плёнки, выращенные с его помощью, имеют значительный градиент мольного содержания кадмия по толщине. Метод МОСГФЭ позволяет изменять условия роста в процессе выращивания плёнок для управления шириной запрещенной зоны и профилем легирования. Температура, при которой происходит рост этим методом, ниже, чем у ЖФЭ и составляет  $\approx 350$  °С. Однако для КРТ свойственна высокая скорость образования и диффузии вакансий ртути (которые являются акцепторами [12]) при высоких температурах, что затрудняет управление легированием проводника p-типа проводимости в процессе роста.

В отличие от других методов, молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ) [2, 21, 22, 23] позволяет проводить рост пленок при самой низкой температуре ( $185 \div 200$  °С), а также осуществлять контроль  $x$  во время роста [24, 25] и получать сложные профили ширины запрещенной зоны полупроводника [26]. Выращивание варизонных слоев на границах раздела плёнки позволяет увеличить эффективное время жизни за счёт уменьшения влияния поверх-

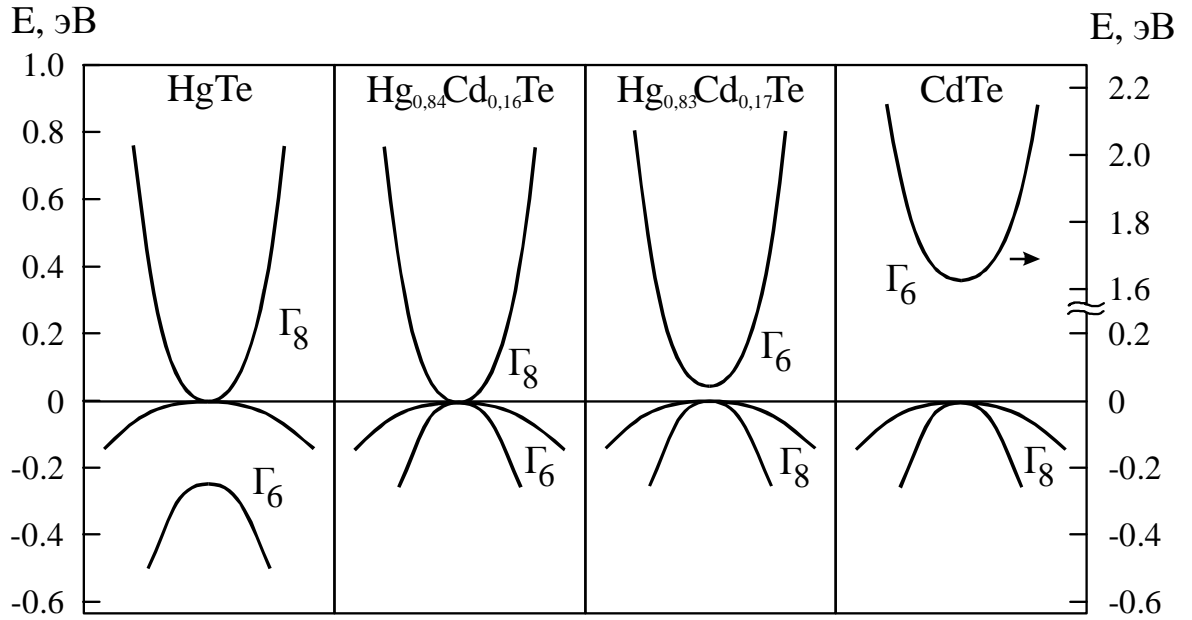
ностной рекомбинации [27, 28] и улучшать характеристики фотодиодов [29], увеличивая ширину запрещенной зоны в области p-n перехода. Выращивание бесщелевого ( $E_g \rightarrow 0$ ) тонкого слоя позволяет в многоформатных матричных фотоприёмниках уменьшать последовательное сопротивление растекания [30]. Главными недостатками МЛЭ являются низкая скорость роста (0.01 – 8 мкм/час), высокая стоимость оборудования и обслуживания.

Таким образом, в отличие от других методов роста, метод МЛЭ позволяет выращивать плёнки со сложным профилем ширины запрещённой зоны по толщине образца, в частности, с приграничными варизонными областями. Фотоэлектрические свойства таких плёнок во многом отличаются от свойств однородных плёнок и поэтому представляют интерес для изучения.

## §1.2. Структура кристаллической решётки и зонная диаграмма

Бинарные соединения CdTe и HgTe, относящиеся к группе  $A^{II}B^{VI}$ , образуют непрерывный ряд твердых растворов при любом соотношении кадмия и ртути. Эти соединения, также как и их растворы, кристаллизуются в кубической решетки типа цинковой обманки. Эта решётка состоит из двух взаимопроникающих кубических подрешеток, смещённых на  $1/4a_0$  вдоль объёмной диагонали куба [11], где  $a_0$  – постоянная решетки. Важной особенностью тройного раствора  $Cd_xHg_{1-x}Te$  является малая зависимость  $a_0$  от мольного содержания кадмия  $x$ : изменению  $x$  от 0 до 1 соответствует изменение  $a_0$  на 0.3% [11]. Это позволяет выращивать плёнки КРТ со сложными профилями  $x$  по толщине с низкой плотностью дислокаций несоответствия.

Зонная структура КРТ является гибридом структур бинарных соединений CdTe и HgTe (см. рис. 1.1). Теллурид кадмия имеет зонную структуру, характерную для полупровод-



**Рис. 1.1.** Зонная структура CdTe, HgTe и тройного раствора  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  вблизи точки перехода полуметалл – полупроводник при  $T=0$  К



ников со структурой типа цинковой обманки [9]. Вблизи минимума зона проводимости описывается волновыми функциями  $s$ -симметрии (неприводимое представление  $\Gamma_6$ ), а максимум валентной зоны функциями  $p$ -симметрии (неприводимое представление  $\Gamma_8$ ). Вблизи  $k=0$  зона проводимости двукратно вырождена, а валентная – четырехкратно. Зона, отщеплённая в результате спин-орбитального взаимодействия (не показанная на рис. 1.1), лежит ниже максимума валентной зоны на величину спин-орбитального расщепления  $\Delta_0=0.8$  эВ.

Теллурид ртути имеет инвертированную зонную структуру, предложенную в 1963 г. для серого олова [31]. В результате инверсии зона с  $s$ -симметрией ( $\Gamma_6$ ) лежит ниже зон с  $p$ -симметрией, и имеет отрицательную кривизну (эффективная масса отрицательна). Кривизна одной зон с  $p$ -симметрией ( $\Gamma_8$ ) также отрицательна, а у другой – положительна. В такой структуре ширина запрещённой зоны равна нулю, а энергетический зазор между экстремумами зон с  $s$  - и  $p$  – симметриями отрицателен и составляет  $-0.266$  эВ при  $77$  К. Теллурид ртути является полуметаллом.

При добавлении кадмия к  $\text{HgTe}$  уровень  $\Gamma_6$  сдвигается вверх по энергии, в результате чего происходит постепенная перестройка зонной структуры полуметалла в структуру обычного полупроводника. При  $T=0$  К для  $x=0.16$  КРТ является бесщелевым полупроводником – потолок зоны проводимости и минимум валентной зоны находятся в одной и той же точке. Зависимость ширины запрещённой зоны КРТ от мольного содержания кадмия описывается выражением [32]:

$$E_g = -0.302 + 1.93x - 0.81x^2 + 0.832x^3 + 5.35 \times 10^{-4}(1 - 2x)T. \quad (1.1)$$

Для  $x=0.21 \div 0.23$  зонная структура твердого раствора КРТ содержит валентные зоны - легких и тяжелых дырок, а также зону проводимости. Зоны проводимости и легких дырок имеют непараболическую форму, а зона тяжелых дырок является сферической и параболической [9].

Эффективная масса электронов в зоне проводимости сильно зависит от мольного содержания кадмия и стремится к нулю при  $E_g \rightarrow 0$ , так как согласно модели Кейна [33]  $m_n^* \sim E_g$ . Зависимость  $m_n^*$  от  $E_g$  описывается выражением [34]:

$$\frac{m_0}{m_e^*} = 1 + 2F + \frac{E_p}{3} \left( \frac{2}{E_g} + \frac{1}{E_g + \Delta} \right), \quad (1.2)$$

где  $E_p=19$  эВ,  $\Delta=1$  эВ,  $F=-0.8$ . Эффективная масса тяжелых дырок лежит в диапазоне  $(0.3 \div 0.7) \times m_0$ , для величины  $E_g \approx 100$  мэВ используется значение  $m_p^* = 0.443 m_0$  [12].

Из вышеизложенного можно сделать вывод, что зонная структура КРТ изучена достаточно подробно. Результаты этих исследований можно использовать в качестве справочных материалов.

### **§1.3. Физические свойства**

#### **§1.3.1. Поглощение излучения**

Коэффициент поглощения при оптической генерации носителей был рассчитан Андерсеном [35] в рамках модели Кейна с учётом сдвига Мосса-Бурштейна. В высококачественных образцах для коротковолновой области спектра измеренные значения коэффициента поглощения находятся в хорошем соответствии с расчётными. Однако, для длинноволновой области ИК-спектра наблюдаются экспоненциальные «хвосты» зависимости коэффициента поглощения [36]. Величина «хвостов» зависит от концентрации собственных дефектов, примесей и других нарушений в кристалле.

Для применяемого при измерении ФП и ФМЭ в диссертационной работе источника излучения (ИК-светодиода с  $\lambda=0.94$  мкм), величина коэффициента поглощения в плёнках с  $x=0.22$ , рассчитанная по выражениям из [35], получается равной  $2 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$ .

### §1.3.2. Время жизни носителей заряда

Существуют три основных механизма рекомбинации носителей заряда в полупроводниках: излучательная рекомбинация, рекомбинация Шокли-Рида через рекомбинационные центры и ударная рекомбинация Оже. В общем случае объемное время жизни  $\tau_V$  определяется как:

$$\frac{1}{\tau_V} = \frac{1}{\tau_A} + \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_{S-R}}, \quad (1.3)$$

где  $\tau_A$ ,  $\tau_R$ ,  $\tau_{S-R}$  – время жизни, ограниченное рекомбинацией Оже, излучательной и рекомбинацией Шокли-Рида, соответственно.

Для p-KPT излучательная рекомбинация существенна только при температурах, близких к комнатной [7]. Время жизни при излучательной рекомбинации описывается выражением [37]:

$$\tau_R = \frac{n_i^2}{G_R(n_0 + p_0)}, \quad (1.4)$$

$$\text{где } G_R = n_i^2 5.8 \times 10^{-13} \varepsilon_\infty^{1/2} \left( \frac{m_0}{m_e^* + m_p^*} \right)^{3/2} \left( 1 + \frac{m_0}{m_e^*} + \frac{m_0}{m_p^*} \right) \times \left( \frac{300}{T} \right)^{3/2} (E_g^2 + 3k_B T E_g + 3.75(k_B T)^2). \quad (1.5)$$

При более низких температурах ( $T=150 \div 200$  К) начинает доминировать рекомбинация Оже. В работе [38] было показано, что в p-KPT наиболее вероятен процесс Оже-7, состоящий из рекомбинации электрона зоны проводимости и тяжелой дырки с возбуждением электрона из зоны легких дырок в зону тяжелых дырок. При этом величина времени жизни, связанная с рекомбинацией Оже, равна [38]:

$$\tau_{A7} = \frac{2n_i^2}{(n_0 + p_0)n_0} \tau_{A7}^{(i)}, \quad (1.6)$$

где «собственное» время жизни по типу Оже –1 (рекомбинация электрона из зоны проводимости с тяжелой дыркой и возбуждение другого электрона в зоне проводимости):

$$\tau_{A1}^{(i)} = 3.8 \times 10^{-18} \varepsilon_{\infty}^2 \frac{m_0}{m_e^*} \left(1 + \frac{m_e^*}{m_p^*}\right)^{1/2} \left(1 + 2 \frac{m_e^*}{m_p^*}\right) \times \left(\frac{E_g}{k_B T}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{1 + 2 m_e^*/m_p^*}{1 + m_e^*/m_p^*} \frac{E_g}{k_B T}\right) |F_1 F_2|^{-2}, \quad (1.7)$$

$$\gamma = \tau_{A7}^{(i)} / \tau_{A1}^{(i)} \approx 6 \frac{(1 - 5 E_g / 4kT)}{(1 - 3 E_g / 2kT)}, \quad (1.8)$$

а значения интеграла перекрытия  $|F_1 F_2|$  лежат в диапазоне 0.1÷0.3.

Как показано в работе [39], рекомбинация Шокли-Рида становится доминирующей при  $T \leq 130$  К. Природа рекомбинационных центров в р-КРТ до конца не выяснена [7]. Обычно рекомбинационные центры связывают со вторым зарядовым состоянием вакансий ртути, энергия залегания которых лежит близко к середине запрещённой зоны [39].

Время жизни носителей заряда при рекомбинации Шокли-Рида [7]:

$$\text{для дырок } \tau_p = \frac{\tau_{p0}(n_0 + n_1) + \tau_{n0}(p_0 + p_1) + \tau_{p0} N_t (1 + p_1/p_0)^{-1}}{n_0 + p_0 + N_t (1 + p_0/p_1)^{-1} (1 + p_1/p_0)^{-1}}, \quad (1.9)$$

$$\text{для электронов } \tau_n = \frac{\tau_{p0}(n_0 + n_1) + \tau_{n0}(p_0 + p_1) + \tau_{n0} N_t (1 + p_0/p_1)^{-1}}{n_0 + p_0 + N_t (1 + p_0/p_1)^{-1} (1 + p_1/p_0)^{-1}}, \quad (1.10)$$

где  $\tau_{p0} = (V_p \sigma_p N_t)^{-1}$ ,  $\tau_{n0} = (V_n \sigma_n N_t)^{-1}$ ,  $V_{p,n}$  - тепловые скорости носителей заряда,  $\sigma_{p,n}$  - сечения захвата,  $N_t$  - концентрация рекомбинационных центров,  $p_1 = N_v \exp(-(E_g - E_t)/kT)$ ,  $n_1 = N_c \exp(-E_t/kT)$  - эффективные плотности состояний в валентной зоне и в зоне проводимости, приведённые к уровню ловушек.

Измеренные значения времени жизни носителей заряда в эпитаксиальных плёнках КРТ р-типа с  $x \approx 0.22$  лежат в широком диапазоне – от 1 нс до 1 мкс при температуре 77 К и концентрации основных носителей около  $10^{22} \text{ м}^{-3}$ , что говорит о сильной зависимости рекомбинационных свойств от способов выращивания материала в разных лабораториях [12]. Кроме того, определение параметров рекомбинационных центров в плёнках МЛЭ р-КРТ представляет не только научный, но и практический интерес.

Методы измерения времени жизни носителей заряда в полупроводниках можно разделить на кинетические и стационарные [40]. Измерения этими методами могут проводиться как с помощью нанесенных на полупроводник электрических контактов, так и без них (контактный и бесконтактный способы).

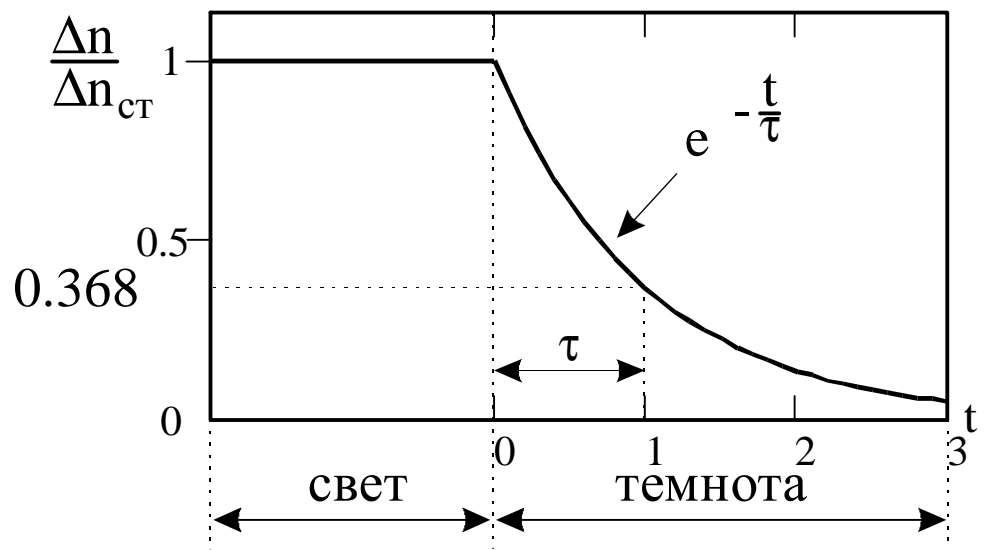
Кинетическими методами изучается процесс перехода либо из неравновесного состояния в равновесное состояние полупроводника после прекращения генерации избыточных носителей заряда (релаксация), либо наоборот – из равновесного в неравновесное после включения генерации.

Другим широко используемым методом определения времени жизни является метод стационарной фотопроводимости [40]. В этом случае оптическая генерация осуществляется импульсами света, длительность которых значительно превышает характерные времена рекомбинационных процессов в исследуемом полупроводнике. Через некоторое время после начала оптической генерации в образце устанавливаются стационарные концентрации неравновесных электронов и дырок:

$$\Delta n_{cm} = \alpha\beta G_0 \tau_n, \quad \Delta p_{cm} = \alpha\beta G_0 \tau_p, \quad (1.11)$$

где  $\alpha$  - коэффициент поглощения излучения,  $\beta$  - квантовый выход,  $G_0$  – интенсивность света,  $\tau_n$ ,  $\tau_p$  - время жизни электронов и дырок, соответственно. В отличие от метода релаксации фотопроводимости, в котором время жизни является характеристикой экспоненциального уменьшения концентрации неравновесных носителей заряда, здесь под временем жизни понимается время, в течении которого носители заряда находятся в свободном состоянии. Для случая межзонной рекомбинации и малого уровня возбуждения, когда темп рекомбинации прямо пропорционален концентрации неравновесных носителей заряда, «стационарное» и «релаксационное» время жизни совпадают.

Для определения времени жизни носителей заряда наиболее часто используют измерение релаксации фотопроводимости [41]. Принцип этого метода для простейшего случая



**Рис. 1.2.** Определение времени жизни по релаксации концентрации неравновесных носителей заряда в простейшем случае межзонной рекомбинации носителей заряда и малого уровня возбуждения

межзонной рекомбинации носителей заряда и малого уровня возбуждения показан на рис. 1.2.

Образец освещается коротким импульсом света с энергией фотонов больше  $E_g$ . После прекращения оптической генерации концентрация неравновесных носителей заряда начинает уменьшаться по закону  $e^{-t/\tau}$ . Время  $\tau$ , за которое концентрация уменьшится в  $e$  раз, называется временем жизни носителей заряда.

В работе [42] методом релаксации ФП исследованы объёмные образцы n-KPT с  $x=0.205$  при  $T=77$  К. Определено, что время жизни неравновесных носителей заряда ограничено Оже-рекомбинацией и его значения лежали в интервале  $0.45 \div 1.3$  мкс. В работе [43] анализируются временные зависимости релаксации ФП для объёмных образцов KPT n-типа с  $x=0.22$  для разделения вклада в поверхностной и объёмной рекомбинации. ФП измерялась при освещении образцов полупроводниковым лазером с  $\lambda=8.5$  мкм. Были определены значения скорости поверхностной рекомбинации  $S=0.75 \div 3$  м/с и объёмного времени жизни  $\tau_v=6 \div 12$  мкс. Обнаружена высокая асимметрия коэффициентов захвата электронов и дырок на рекомбинационный уровень  $C_n/C_p \approx 10^{-5}$ .

Эпитаксиальные плёнки МОСГФЭ р-типа, легированные мышьяком, с  $x=0.25$  и  $x=0.225$  исследовались в работе [44] методом релаксации ФП в температурном диапазоне  $20 \div 300$  К при освещении GaAs лазером с  $\lambda=0.846$  мкм. Определено, что значение времени жизни при  $T=77$  К лежат в диапазоне  $200 \div 300$  нс. Полученные значения времени жизни совпадают со значениями, характерными для высококачественных объёмных кристаллов, но меньше, чем в плёнках ЖФЭ, легированных мышьяком. Эпитаксиальные плёнки МЛЭ р-KPT с  $x \approx 0.22$  n- и р-типа были исследованы методом релаксации ФП в работе [45]. ФП наблюдалась при освещении образцов излучением с длиной волны  $\lambda_1=0.9$  мкм и  $\lambda_2=10.6$  мкм. Показано, что в исследованных образцах р-типа время жизни при  $T \approx 77$  К определяется оже-механизмом рекомбинации и его значение составило порядка  $100$  нс.

Релаксация ФП может быть измерена бесконтактным способом по отражению СВЧ-излучения [46]. В этой работе впервые представлены общие выражения для неравновесной проводимости в СВЧ-диапазоне и определена количественная связь между коэффициентом отражения СВЧ-сигнала и релаксацией ФП в образце. При малом уровне возбуждения коэффициент отражения СВЧ-излучения прямо пропорционален концентрации неравновесных носителей заряда. Поэтому, измеряя релаксацию коэффициента отражения СВЧ при освещении образца импульсами света, можно определить время жизни носителей заряда.

В работе [47] для тонких плёнок, выращенных методом ЖФЭ, и объёмных образцов n- и p-типа с  $x \approx 0.3$  при  $T=77$  К впервые измерена бесконтактным СВЧ-способом релаксация ФП при освещении AlGaAs светодиодам с  $\lambda=0.86$  мкм. Для плёнок p-типа найденные времена жизни лежат в диапазоне от 0.5 до 1.0 мкс. Показано, что результаты бесконтактного СВЧ-способа и метода релаксации ФП хорошо согласуются между собой. Предложенный способ ограничен временем спада импульса накачки (40 нс). Авторы [48] провели обзор СВЧ-методов измерения параметров полупроводниковых плёнок КРТ. В работе определено время жизни в плёнке с  $x=0.215$  МЛЭ p-КРТ при 77 К, которое составило 15 нс. Оптическая генерация носителей осуществлялась лазером с  $\lambda=0.91$  мкм. Малое значение времени жизни авторы связывают с влиянием поверхности на рекомбинацию носителей заряда. Точность метода в данной работе было ограничено временем спада импульса накачки – 7 нс.

Следует отметить, что применение метода релаксации фотопроводимости к p-КРТ затруднено, так как значение времени жизни мало (от нескольких наносекунд до десятков наносекунд [7]). Это накладывает ограничения на длительность фронтов импульсов излучения, которые должны быть много меньше времени жизни  $\tau$ .

В работе [49] исследовались методом стационарной ФП объёмные образцы n-КРТ с  $x=0.195 \div 0.210$  в диапазоне температур  $65 \div 300$  К. ФП измерялась при освещении образцов калиброванным АЧТ с температурой 500 К. Было показано, что в исследованных образцах в указанном температурном диапазоне доминирует рекомбинация вида Оже-1.



Плѐнки р-КРТ с  $x \approx 0.2$ , выращенные методом ЖФЭ на подложках из  $\text{Cd}_{1-y}\text{Zn}_y\text{Te}$ , были исследованы в работе [50]. Было показано, что сразу после роста образцы при  $T=77$  К имели р-тип проводимости с концентрацией  $10^{23} \text{ м}^{-3}$ . Методом стационарной ФП найдено, что время жизни в таких образцах составляет 2 нс.

В работе [51] исследовались объѐмные образцы р-типа с  $x=0.22$  при 77 К методами стационарной ФП и релаксации ФП. Оптическая генерация носителей заряда осуществлялась GaAs лазером с  $\lambda=0.780$  мкм. Подвижность неосновных электронов находилась методом фото-Холла [52]. Было обнаружено, что времена жизни неравновесных носителей, определённые разными способами, отличаются в  $3.5 \div 16$  раза. Метод релаксации фотопроводимости даёт в этом случае более высокие значения, чем метод стационарной фотопроводимости. Это объясняется тем, что в случае доминирующей рекомбинации Шокли-Рида, которая имеет место в р-КРТ [7], «стационарное» время жизни ограничено захватом на ловушки неосновных носителей заряда (то есть электронов в материале р-типа), а «релаксационное» – рекомбинацией основных носителей заряда (дырок) с электронами на ловушках. Результаты работы [51] были интерпретированы в работе [53], в которой установлена количественная связь между концентрацией рекомбинационных центров и разностью значений «стационарного» и «релаксационного» времени жизни. Концентрация рекомбинационных центров в объѐмных кристаллах и МОСГФЭ плѐнках р-КРТ с  $x=0.22 \div 0.25$  были определены описанным выше методом в работе [54]. Значения концентрации рекомбинационных центров лежат в диапазоне  $(0.13 \div 1.4) \times 10^{22} \text{ м}^{-3}$ .

В отличие от метода релаксации фотопроводимости, метод стационарной фотопроводимости при измерении полупроводников с малыми значениями времени жизни не требует применения сложной аппаратуры (источника оптической накачки с малым временем спада импульса и «быстрой» электроники). Вместе с тем, для метода стационарной фотопроводимости необходимо знание таких параметров материала, как подвижности носителей заряда, коэффициента поглощения, квантового выхода.

В случае заметной рекомбинации через поверхностные состояния, результаты этих методов сильно зависят от скорости поверхностной рекомбинации [55]. При этом измеряется эффективное время жизни, определяемое выражением:

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{\tau_v} + \frac{s_1 + s_2}{d}, \quad (1.12)$$

где  $s_1, s_2$  – соответственно скорости поверхностной рекомбинации на передней и задней гранях образца,  $\tau_v$  – объёмное время жизни,  $d$  – толщина плёнки.

### §1.3.3. Концентрация носителей заряда

Для определения параметров рекомбинационных центров по измеренным температурным зависимостям времени жизни необходимо знать концентрации носителей заряда в зоне проводимости и валентной зоне, и, следовательно, положение уровня Ферми. Положение уровня Ферми обычно определяется из уравнения электронейтральности, которое для КРТ записывается в виде [56]:

$$n + N_a^- + 2N_a^{--} = p + N_d^+. \quad (1.13)$$

Энергия ионизации доноров настолько мала, что они считаются всегда ионизированными [9]. Концентрация электронов на акцепторных уровнях записывается как:

$$\text{однократно ионизированный: } N_a^- = \frac{4N_a^0}{\exp((E_{a1} - E_f)/kT)}, \quad (1.14)$$

$$\text{двукратно ионизированный: } N_a^{--} = \frac{N_a^-}{2 \exp((E_{a2} - E_f)/kT)}, \quad (1.15)$$

и выполняется условие  $N_a^{--} + N_a^- + N_a^0 = N_a$ .

Концентрация электронов в зоне проводимости для р-КРТ с учётом непараболичности определяется выражением [57]:

$$n = N_c \cdot \frac{2}{(\pi \cdot E_g^3)^{1/2}} \int_0^{\infty} \sqrt{E} \cdot \sqrt{E + E_g} \frac{E_g + 2E}{1 + \exp(E - E_f)} dE, \quad (1.16)$$

где  $N_c = 2 \left( 2\pi m_n^* \frac{kT}{h^2} \right)^{3/2}$  - плотность состояний в зоне проводимости,  $E_f$  - энергия Ферми.

Концентрация тяжелых дырок в валентной зоне находится из выражения:

$$p = N_v \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \sqrt{E} \frac{1}{1 + \exp(E - E_f)} dE, \quad (1.17)$$

где  $N_v = 2 \left( 2\pi m_p^* \frac{kT}{h^2} \right)^{3/2}$  - плотность состояний в валентной зоне.

Для определения концентрации электронов вместо (1.16) можно использовать собственную концентрацию  $n_i = \sqrt{n \cdot p}$ . Эмпирическое выражение, определяющее зависимость собственной концентрации от мольного содержания кадмия  $x$  и температуры, получено в работе [58]. Оно имеет вид:

$$n_i = (5.585 - 3.82x + 0.001753T - 0.001364xT) \times 10^{20} E_g^{3/2} T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right). \quad (1.18)$$

Классическим методом определения концентрации носителей заряда является эффект Холла и магнитосопротивление. Используемый в данной диссертации способ обработки результатов холловских измерений с целью определения концентрации и подвижности носителей заряда описан в главе 2.

### §1.3.4. Подвижность носителей заряда

Механизмы рассеяния, определяющие подвижность основных носителей заряда, для КРТ изучены достаточно подробно. Как для n-КРТ [42, 59], так и для p-КРТ [60] получено, что при  $T < 80$  К доминирует рассеяние на ионизированных примесях, а при более высоких температурах – на полярных оптических фононах.

Для определения подвижности неосновных носителей заряда в p-КРТ используется ряд способов. В работах [61, 62, 63] подвижность неосновных электронов определялась методом многозонной подгонки теоретических магнитополевых зависимостей коэффициента Холла и магнитосопротивления под экспериментальные данные с использованием нескольких типов носителей заряда (тяжелых, легких дырок и электронов). При использовании метода многозонной подгонки предполагалось, что время релаксации по импульсу не зависит от энергии. Для нескольких типов носителей заряда такое приближение вполне оправдано [64].

Более совершенным способом анализа подобных измерений являются методы «спектра подвижности» [65, 66] и «количественного спектра подвижности» [67], которые используются в данной диссертационной работе и детально описаны в главе 2. Однако для температур, когда происходит вымерзание электронов из зоны проводимости ( $< 100$  К для  $x \approx 0.22$ ), эти методы дают большую погрешность вследствие того, что электронов становится слишком мало, чтобы влиять на эффект Холла и магнитосопротивление. Например, для температуры 77 К образца p-КРТ с параметрами:  $x = 0.22$ ,  $p \approx 1 \times 10^{22} \text{ м}^{-3}$ ,  $\mu_p/\mu_h \approx 100$ , концентрация электронов примерно равна  $1 \times 10^{16} \text{ м}^{-3}$  и их вклад в общую проводимость составляет  $\sigma_e/\sigma_p \approx 0.1\%$ .

Дифференциальные методы, предложенные авторами [68, 69], имеют более высокую чувствительность. В этих работах подвижность неосновных электронов определяется по по-

ложению пиков на производной по магнитному полю модуля коэффициента отражения СВЧ-сигнала при освещении модулированным излучением. Для измерения производной использовалась модуляционная катушка, расположенная рядом с образцом, а сигнал регистрировался синхронным детектором на частоте модуляции. Подвижность неосновных электронов определялась по положению максимума на производной коэффициента отражения СВЧ-сигнала. Для эпитаксиальной плёнки МЛЭ КРТ р-типа с  $x=0.215$  авторы определили подвижность электронов  $\mu_n=3.3 \text{ м}^2/\text{В}\times\text{с}$  при  $T=90 \text{ К}$ . К недостатку следует отнести сложность экспериментальной техники.

В работе [52] предложен метод определения подвижности электронов из измерения магнитопольных зависимостей эффекта Холла при освещении (фото-Холл). При низких температурах, когда  $n_0 \ll p_0$  измеряемое напряжение описывается выражением:

$$\Delta U_H = \frac{k(\mu_p, \mu_n, p, \langle \hat{p} \rangle) \cdot B}{1 + \mu_n^2 B^2}, \quad (1.19)$$

где  $\mu_p, \mu_n$  – подвижности дырок и электронов,  $p$  и  $\langle \hat{p} \rangle$  – концентрация равновесных и неравновесных дырок,  $k$  – некоторый коэффициент пропорциональности, не зависящий от магнитного поля. Из наклона прямой, построенной в координатах  $B/\Delta U_H$  от  $B^2$ , путем подгонки можно найти подвижность электронов. Метод применим при температурах, когда концентрация основных носителей заряда подчиняется условию  $p > (\mu_n/\mu_p) \times n$ , что соответствует  $T < 135 \text{ К}$  для  $x \approx 0.22$ . Было установлено, что в температурном диапазоне (30÷180 К) подвижность электронов в объёмном р-КРТ с  $x=0.225 \div 0.23$  определяется выражением  $\mu_n = CT^{-0.8}$  ( $\text{м}^2/\text{В}\times\text{с}$ ), где  $C=(1.3 \div 1.43) \times 10^2$ . Однако при выводе выражения (1.19) не учитывалось наличие рекомбинационных центров и считалось, что концентрации неравновесных тяжелых дырок и электронов равны  $\Delta n = \Delta p$ . Кроме того, для использования этого метода требуется однородная засветка всего образца, что может приводить к появлению фото-ЭДС на контактах.

Так как подвижность неосновных электронов в КРТ при азотных температурах достаточно большая ( $4\div 8 \text{ м}^2/\text{В}\times\text{с}$ ), то их коэффициент диффузии сильно зависит от магнитного поля. Это было использовано в работе [70], где был предложен метод определения подвижности электронов, основанный на подавлении обратного тока диодов с базой р-типа магнитным полем. Авторы по магнитополевым зависимостям тока определили значение подвижности при  $T=77 \text{ К}$  в объёмном р-КРТ с  $x=0.215$ , считая, что ток насыщения обусловлен только неосновными электронами, диффундирующими по базе р-типа к переходу (диффузионный режим). Значение составило  $\mu_n = 4.35 \text{ м}^2/\text{В}\times\text{с}$ . Этим методом в работе [71] была определена подвижность электронов на большом количестве эпитаксиальных плёнок р-КРТ с  $x=0.21\div 0.26$ , выращенных методами МОСГФЭ и ЖФЭ. Была получена полуэмпирическая формула для подвижности электронов, определяющая её зависимость от температуры и от концентрации тяжелых дырок. Однако для применения этого метода, во-первых, необходимо изготавливать фотодиоды, работающие в диффузионном режиме, и, во-вторых, как было замечено в работе [72], подобный метод применим только к “толстым” диодам, в которых длина диффузии неосновных электронов много меньше толщины плёнки.

Из-за сложности непосредственного измерения подвижности электронов в КРТ р-типа в работе [73] была разработана методика, позволяющая оценивать величину подвижности неосновных носителей заряда. Использовались два способа. В первом предполагалось, что отношение подвижностей  $b = \mu_n/\mu_p$  электронов и дырок не зависит от температуры, и, поэтому, измерив  $b$  при высоких температурах, можно найти подвижность неосновных электронов при низких температурах. Во втором способе предлагалась полуэмпирическая формула, по которой можно найти подвижность электронов в р-типе, зная их подвижность в КРТ n-типа проводимости. Получено хорошее соответствие между вычисленными значениями подвижности электронов и экспериментально измеренными по магнитополевым зависимостям об-

ратного тока фотодиода для температуры 192 К, однако для более низкой температуры 77 К значения существенно различаются.

Подвижность электронов в КРТ р-типа определялась также из измерений ФМЭ [5], ФМЭ и ФП в геометрии Фойгта ( $\bar{k} \perp \bar{B}$  и  $\bar{k} \perp \bar{E}$ ) [74]. Так как здесь измерялась подвижность неравновесных фотовозбужденных носителей, то эти методы могут применяться при более низких температурах. Их недостатком является то, что подвижность неосновных электронов не может быть явно выражена из выражений для ФП или ФМЭ. Поэтому подвижность определяется из соответствия теоретических выражений, описывающих магнитопольную зависимость этих эффектов, и экспериментальных данных. Однако наряду с подвижностью, магнитопольная зависимость ФП и ФМЭ определяется также рядом других рекомбинационных параметров (временем жизни, скоростями поверхностной рекомбинации и др.). Так как качество такой процедуры обратно пропорционально числу подгоночных параметров, то при совместном определении нескольких рекомбинационных параметров точность их нахождения уменьшается.

Для р-КРТ механизмы рассеяния неосновных электронов рассматривались в работе [75]. Учитывалось рассеяние на ионизированных центрах, тяжелых дырках, полярных оптических фононах и на неупорядоченностях сплава. Использовались две модели акцепторных уровней – два одиночных уровня и двухвалентный акцептор с двумя энергиями ионизации. Для каждого случая рассчитывалась подвижность как функция температуры. Получено, что вторая модель более точно описывает результаты экспериментов. Было найдено, что температурная зависимость подвижности электронов для состава  $x=0.22$  в температурном диапазоне 50÷100 К имеет вид  $\mu_e = A \times T^{-m}$ , где  $m=0.85$ , причем доминирует рассеяние на тяжелых дырках и на ионизированных центрах.

Подобная зависимость наблюдалась экспериментально в работе [52] для температур 30÷180 К. Для температур выше 80 К температурная зависимость подвижности неосновных

электронов имеет аналогичный вид, но значение  $m$  лежит в широком диапазоне  $1.5 < m < 2$  [71, 76], что соответствует доминирующему решеточному рассеянию.

Можно сделать вывод, что существующие методы определения времени жизни и подвижности неосновных носителей заряда в эпитаксиальных плёнках р-КРТ с  $x \approx 0.2$  имеют ряд ограничений. Определение времени жизни по релаксации ФП затруднено как малыми значениями времени жизни (менее 10 нс), так и доминирующей рекомбинацией Шокли-Рида и влиянием поверхностной рекомбинации, что приводит к неэкспоненциальному закону релаксации ФП. На стационарную ФП в тонких плёнках также оказывает влияние поверхностная рекомбинация. Кроме того, в этом методе необходимо знать подвижность неосновных носителей заряда. В свою очередь, задача определения подвижности неосновных носителей заряда в р-КРТ далека от окончательного разрешения. Поэтому возникает практическая необходимость совершенствования измерительных методов.

#### **§1.4. Фотомагнитный эффект и фотопроводимость в магнитном поле**

В 1934 г. И. К. Кикоин и М. М. Носков [77] открыли новый тип фото-ЭДС, которая возникает при освещении полупроводника, помещенного в магнитное поле (фотомагнитный эффект, ФМЭ). Природа ФМЭ была объяснена Я. И. Френкелем [78].

Принципиальная схема наблюдения ФМЭ приведена на рис. 1.3. Если на полупроводниковую пластину падает излучение с длиной волны, соответствующей собственному поглощению, то в тонком поверхностном слое образуется высокая концентрация неравновесных носителей заряда (электронов и дырок). Возникающий при этом градиент концентрации приводит к появлению диффузионного потока в объём образца по направлению падающего излучения.



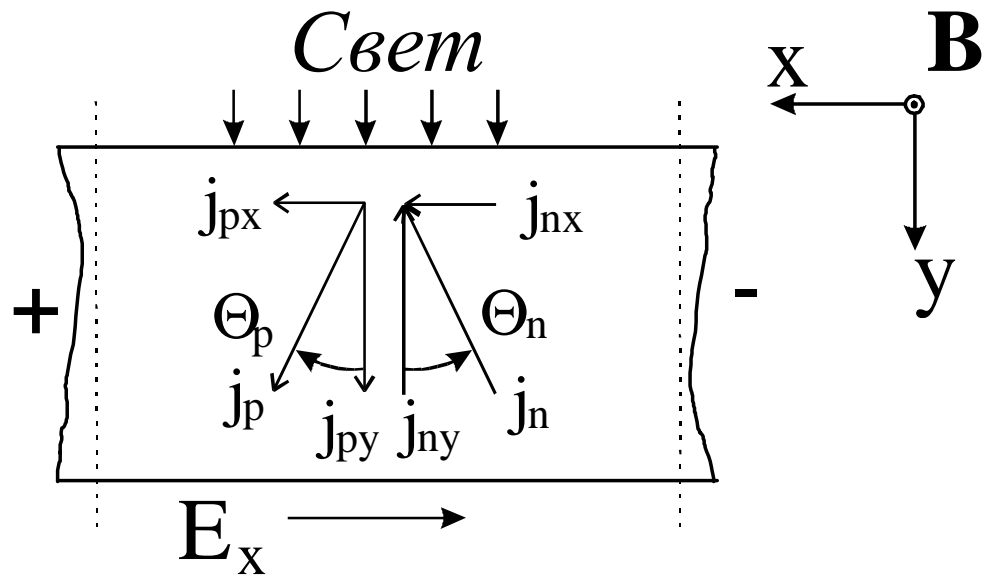


Рис. 1.3. Электронная  $j_n$  и дырочная  $j_p$  компоненты тока ФМЭ

Со стороны магнитного поля, приложенного в поперечном направлении, на диффундирующие носители действует сила Лоренца, которая отклоняет потоки электронов и дырок на углы Холла  $\Theta_p$  и  $\Theta_n$ , соответственно. Углы Холла равны:

$$\operatorname{tg}\Theta_p = \mu_p B \quad \text{и} \quad \operatorname{tg}\Theta_n = \mu_n B, \quad (1.20)$$

где  $\mu_p$ ,  $\mu_n$  – подвижности дырок и электронов. Вследствие этого возникают составляющие плотности тока  $j_{px}$  и  $j_{nx}$ , направленные в одну и ту же сторону. Если полупроводниковая пластинка не замкнута, то левый её торец будет заряжен положительно, а правый – отрицательно, в пластинке появится составляющая электрического поля  $E_x$ , а между торцами возникнет разность потенциалов. При коротком замыкании торцов пластинки в цепи возникнет ток  $i_{кз}$ .

ФМЭ интенсивно исследовался в 50-х – начале 60-х годах XX века, и к настоящему времени является достаточно хорошо изученным явлением в объёмных полупроводниках ([79], [80], [81]). В ряде теоретических работ рассматривались: ФМЭ для полупроводников с тремя типами носителей заряда (электроны, тяжелые и легкие дырки) [82]; аномальный ФМЭ, вызванный высокой скоростью поверхностной рекомбинации на освещенной поверхности [83]; ФМЭ в квантующим магнитном поле на горячих носителях [84].

На объёмных кристаллах КРТ ФМЭ использовался для изучения различных способов обработки поверхности. Авторы [85] исследовали влияние анодного окисления поверхности кристаллов КРТ на характеристики фотопроводимости и фотомагнитного эффекта, а также на эффект Холла и электропроводимость. После нанесения анодного окисла в образцах р-типа обнаружено возникновение пространственной концентрационной неоднородности в приповерхностной области кристалла глубиной 10 мкм. При этом коэффициент Холла испытывает инверсию знака, а величины ФП и ФМЭ резко возрастают.

В работе [3] методом ФМЭ определялись скорости поверхностной рекомбинации  $S$  в объёмных образцов р-КРТ с  $x \approx 0.2$ , толщина которых значительно превышала диффузионную

длину неосновных носителей заряда, при двух различных видах обработки поверхности: 1) покрытие анодным сульфидом с последующим нанесением ZnS; 2) нанесение ZnS на свободную очищенную поверхность. Из анализа магнитолевых зависимостей тока короткого замыкания ФМЭ были найдены величина  $S$ , а также подвижность  $\mu_n$  и время жизни  $\tau_v$ . При температуре 77 К значение  $S$  составляет 70÷300 м/с. Температурные зависимости  $S$  при  $T > 50$  К для обоих видов обработки поверхности подобны и величина  $S$  возрастает при уменьшении температуры. Для более низких температур величина  $S$  возрастает в случае покрытия поверхности ZnS и остается постоянной для естественного анодного сульфида. Сделан вывод, что скорость поверхностной рекомбинации для двух способов пассивации определяется одинаковыми поверхностными центрами захвата и их концентрации одинаковы.

Влияние пластической деформации на ФМЭ и ФП в объёмных кристаллах КРТ было исследовано в работе [86]. Обнаружено, что влияние деформации на указанные эффекты принципиально различно для образцов n- и p-типов проводимости: в первом случае  $\tau_{\text{ФМЭ}} \gg \tau_{\text{ФП}}$ , а во втором, наоборот  $\tau_{\text{ФМЭ}} \ll \tau_{\text{ФП}}$ . Показано, что особенности ФМЭ, ФП и результаты холловских измерений могут быть объяснены единой моделью неоднородного полупроводника с сеткой протяженных включений n-типа проводимости.

В отличие от объёмных полупроводников, для тонких плёнок, толщина которых сравнима с диффузионной длиной неравновесных носителей заряда, сигнал ФМЭ зависит от рекомбинационно-диффузионных параметров и индукции магнитного поля более сложным образом. Теория ФМЭ для таких полупроводниковых структур была разработана в работе [87] при следующих основных допущениях: а) образец однороден по толщине; б) низкий уровень возбуждения; в) прямая рекомбинация неравновесных носителей заряда  $\Delta n = \Delta p$ . В работе приведены выражения, описывающие такие экспериментально измеряемые величины, как ток короткого замыкания ФМЭ, напряжение холостого хода и магнитосопротивление в виде функций времени жизни носителей, скоростей поверхностной рекомбинации, подвижности электронов и дырок, их концентрации, коэффициента поглощения и квантового выхода, ин-

тенсивности света, магнитного поля и размеров образцов. Однако применение результатов этой работы для плёнок р-КРТ затруднено, так как при температурах, близких к температуре кипения жидкого азота, в этом материале доминирует рекомбинация Шокли-Рида, при которой  $\Delta n \neq \Delta p$ .

На эпитаксиальных плёнках КРТ ФМЭ впервые изучался в работе [88]. Были измерены магнитополевые зависимости ФМЭ при температуре 77 К на слоях КРТ р-типа, выращенных методом ЖФЭ при освещении излучением с длинами волн 2.5 мкм и 5.5 мкм. Наблюдался аномальный (отрицательный) ФМЭ, объясняемый большим значением поверхностной рекомбинации на освещённой поверхности  $(2.45 \div 3.15) \times 10^3$  м/с. Авторы использовали теорию ФМЭ, разработанную в [81]. Из соответствия теоретических выражений экспериментальным данным определены основные характеристики неосновных носителей заряда: подвижность  $\mu_n = 5 \text{ м}^2/\text{В} \times \text{с}$ , длина диффузии  $L_n = 35 \div 45.7$  мкм, скорости рекомбинации на поверхности пленки и на границе пленка-подложка  $(2.45 \div 3.15) \times 10^3$  м/с и  $(1.0 \div 2.5) \times 10^2$  м/с соответственно. В работе [5] ФМЭ исследовался на образцах, выращенных методами ЖФЭ и эпитаксии из газовой фазы с использованием металлоорганических соединений. Оптическая генерация неравновесных носителей осуществлялась глобаром. Теоретические выражения, описывающие магнитополевую зависимость ФМЭ, были взяты из работы [81]. Из соответствия теоретических выражений и экспериментальных данных были определены рекомбинационно-диффузионные параметры и построены температурные зависимости подвижности электронов, длины диффузии электронов, их времени жизни, скоростей поверхностной рекомбинации на передней и задней поверхностях слоев КРТ и коэффициента поглощения света. Было обнаружено, что механизм рекомбинации Шокли-Рида-Холла является доминирующим как в объеме, так и на поверхности слоев КРТ. По мнению авторов работы, низкое значение скорости поверхностной рекомбинации является фундаментальным свойством границы раздела CdTe/HgCdTe. Было определено, что значение скорости поверхностной реком-

бинации на поверхности КРТ, закрытой слоем CdTe, меньше 50 м/с для  $T=77$  К, что является наименьшим из опубликованных значений для КРТ.

ФП в магнитном поле в геометрии Фойгта ( $\bar{k} \perp \bar{B}$  и  $\bar{k} \perp \bar{E}$ ) изучалась в работе [89] на образцах InSb и в работе [90] на полуизолирующих образцах GaAs. Было получено, что ФП в магнитном поле в данной геометрии представляет собой суперпозицию обычного фотомагнитного эффекта и магнитоконцентрационного эффекта. Магнитоконцентрационный эффект заключается в том, что в сильном тянущем электрическом поле сила Лоренца меняет распределение фотогенерированных носителей и, следовательно, вольт-амперные характеристики образца становятся нелинейными. Однако авторы не учитывали изменение самого ФМЭ из-за магнитоконцентрационного эффекта.

ФМЭ и ФП в скрещенных стационарных магнитном и электрическом полях на образцах КРТ р-типа, выращенных методом ЖФЭ, исследовались в работах [4, 74]. При анализе измерений учитывалось встроенное электрическое поле, возникающее за счет градиента ширины запрещенной зоны по толщине плёнки ЖФЭ. Показано, что магнитополевая зависимость фотопроводимости на тонких пленках в стационарных полях носит немонотонный характер и является суперпозицией трех компонент: диффузионной, градиентной и фотопроводящей. Из соответствия теоретических выражений и экспериментальных данных были определены рекомбинационные параметры исследованных пленок: объемное время жизни  $\tau_V$ , диффузионная длина неравновесных носителей заряда электронов  $L$ , скорости поверхностной рекомбинации  $S_1$  и  $S_2$ , а также напряженность встроенного электрического поля  $E_y$ , вызванного градиентом состава. Также показано, что измерение ФП в разном тянущем электрическом поле дает информацию об изменении этих параметров по толщине образца. Авторы считали, что в образцах доминировала межзонная рекомбинация по типу Оже.

Существует несколько методов анализа результатов измерений ФП и ФМЭ для определения рекомбинационно-диффузионных параметров образцов. Метод, основанный на измерении спектральных зависимостей ФП и ФМЭ [80, 81], позволяет определить время жизни

и скорость поверхностной рекомбинации в объёмных кристаллах. Авторы [91] измеряли отношение сигналов ФП и ФМЭ, исключая тем самым квантовый выход  $\beta$ , интенсивность света  $I_0$  и скорость поверхностной рекомбинации  $S$ . С помощью предложенного метода были найдены объёмное время жизни, подвижности электронов и дырок для p-InSb при 77 К и 302 К. Модификацией этого способа является компенсация сигнала ФМЭ сигналом ФП [92]. Ток фотопроводимости подбором тянущего напряжения устанавливают таким, чтобы он компенсировал ток короткого замыкания ФМЭ  $i_{кз}$ . Однако в полупроводниках с большой разницей в подвижностях электронов и дырок (к которым относится КРТ), такой способ неприменим вследствие сильной нелинейной зависимости ФП от магнитного поля.

Пользуясь тем, что для узкозонных полупроводников магнитополевые зависимости ФМЭ сильно нелинейны, в работе [93] была описана процедура определения рекомбинационно-диффузионных параметров путём подгонки теоретических выражений для ФМЭ под экспериментальные данные. Данная подгонка осуществляется численным способом с использованием метода наименьших квадратов.

Можно сделать вывод, что обработка результатов измерений ФМЭ и ФП с целью определения рекомбинационных параметров структур, толщина которых сравнима с диффузионной длиной неравновесных носителей заряда, производится двумя способами. В первом случае используется сильно упрощённая теоретическая модель, как это сделали авторы [3, 88]. Однако в рамках такого подхода экспериментальные данные удается объяснить скорее качественно, чем количественно. Во втором случае производится подгонка теоретических выражений под экспериментальные данные с использованием рекомбинационно-диффузионных параметров в качестве подгоночных. Большое число одновременно подгоняемых параметров ухудшает достоверность получаемых результатов. Поэтому необходимо исключать некоторые параметры при помощи дополнительных независимых экспериментов. Кроме того, во всех работах, посвящённых изучению ФМЭ и ФП в магнитном поле на КРТ, при анализе результатов этих измерений предполагается межзонный тип рекомбинации. В

настоящее время установлено, что в р-КРТ при низких температурах доминирует рекомбинация Шокли-Рида, вследствие чего времена жизни электронов и дырок различаются.

### **§1.5. Фотопроводимость и фотомагнитный эффект в варизонных полупроводниках**

Варизонными называются полупроводники, у которых энергетические параметры зонной структуры плавно изменяются вдоль одного или нескольких направлений [94]. Для этих полупроводников края разрешенных зон не параллельны и ширина запрещенной зоны зависит от пространственных координат. Такая зависимость ширины запрещенной зоны приводит к появлению встроенных квазиэлектрических полей [95], которые по-разному действуют на основные и неосновные носители заряда.

ФП в варизонных полупроводниках исследовались теоретически и экспериментально рядом авторов [96, 97, 98, 99, 100]. Интерес к варизонным полупроводникам был вызван рядом принципиальных особенностей в спектральной зависимости и величине ФП по сравнению с полупроводниками с одинаковой шириной запрещенной зоны (гомозонными полупроводниками). Эти особенности имеют вид [94]: а) расширение области спектральной чувствительности; б) повышение чувствительности в коротковолновой области спектра за счёт снижения влияния поверхностной рекомбинации.

ФМЭ на варизонных полупроводниках из твёрдых растворов соединений  $A^{III}B^V$  ( $Al_xGa_{1-x}Sb$ ,  $GaAs_{1-x-y}Sb_xP_y$ ) изучался в работах [101, 102,] в предположении, что подвижность и время жизни носителей заряда не зависят от ширины запрещенной зоны и постоянны по толщине образца. Было показано, что в отличие от гомозонных полупроводников, ФМЭ состоит из двух составляющих: диффузионной и дрейфовой, обусловленной наличием встроенного электрического поля. Вследствие этого нарушается симметрия ФМЭ по магнитному полю. При больших градиентах ширины запрещенной зоны величина ФМЭ целиком опреде-

ляется дрейфовым током неравновесных носителей заряда и может быть значительно больше, чем в гомозонном полупроводнике.

В работе [6] ФМЭ исследовался на варизонных объёмных образцах КРТ. ФМЭ рассчитывался для двух предельных случаев: когда встроенное электрическое поле определяется главным образом градиентом ширины запрещенной зоны и когда результирующее электрическое поле равно нулю (псевдооднородный случай). Показано, что эти два случая могут быть разделены путем анализа магнитополевых зависимостей ФМЭ. В работе было проведено два разных эксперимента: 1) измерение спектра оптического пропускания, из которого определялись профили структур и пространственное распределение поглощенных фотонов; 2) измерение ФМЭ и ФП как функции магнитного поля, длины волны и температуры. Интерпретация этих результатов показала, что изучаемые структуры являются псевдооднородными. Получено, что для мольного содержания кадмия  $0,15 < x < 0,25$  длина диффузии электронов меняется в диапазоне  $(1,5 \div 18 \text{ мкм})$ , а время жизни –  $(5 \times 10^{-11} \div 2 \times 10^{-9} \text{ с})$ .

Изучение ФМЭ и ФП в варизонных узкозонных твердых растворах КРТ проведено в работах [4, 74, 103, 104]. В работах [103, 104] были численно рассчитаны спектральные зависимости ФМЭ с учётом зависимости оптических и рекомбинационных параметров полупроводника от ширины запрещённой зоны. Было получено, что напряжение ФМЭ имеет положительный знак в коротковолновом ( $1 \div 3 \text{ мкм}$ ) и длинноволновом ( $8 \div 14 \text{ мкм}$ ) ИК-диапазонах, а в средневолновом ( $3 \div 5 \text{ мкм}$ ) – отрицательный вследствие преобладания или «диффузионной» компоненты ФМЭ или «дрейфовой» во встроенном электрическом поле. Авторы работ [4, 74] для получения аналитических выражений, описывающих ФМЭ и ФП в скрещенных электрическом и магнитном полях, считали, что ширина запрещённой зоны изменяется линейно по толщине образца. Это даёт возможность характеризовать встроенное электрическое поле постоянным значением напряженности. С той же целью пренебрегалось точными зависимостями времени жизни и подвижности неосновных электронов от ширины запрещённой зоны и использовались некоторые усредненные их значения. Используя полу-



ченные выражения, по измеренным зависимостям ФМЭ и ФП в геометрии Фойгта на плёнках ЖФЭ р-КРТ было определено, что значения скоростей поверхностной рекомбинации лежат в диапазоне  $2.6 \times 10^3 \div 2.2 \times 10^4$  м/с для свободной поверхности плёнок и  $20 \div 220$  м/с – для задней. Подвижность неосновных электронов составляла  $4.6 \div 5.9$  м/с. Время жизни и напряженность сильно отличалась при освещении образца с передней и задней сторон (через подложку) более чем на порядок. По мнению авторов, это является следствием неоднородности свойств плёнки по толщине. Теоретические результаты этих работ были использованы в [105] для изучения рекомбинационных свойств узкозонных полупроводников при помощи бесконтактного измерения ЭДС ФМЭ. Для эпитаксиальных плёнок р-КРТ, выращенных методом ЖФЭ, было установлено, что градиентная компонента ФМЭ в значительной степени подавляет диффузионную (обычную) компоненту, достигая до 90% процентов от её величины.

Варизонные приповерхностные области в настоящее время используются для пассивации поверхности гетероэпитаксиальных структур КРТ, выращенных методом МЛЭ [26]. Как показано теоретически и экспериментально в работах [27, 28, 106] такие приповерхностные слои увеличивают эффективное время жизни неравновесных носителей в п-КРТ за счёт уменьшения влияния поверхностной рекомбинации.

Как следует из приведенного обзора, отсутствовали работы, в которых исследовались ФМЭ и ФП в магнитном поле в плёнках с варизонными приграничными областями.

### **§1.6. Выводы к главе и постановка задачи**

Плёнки КРТ, выращенные методом МЛЭ, являются на сегодняшний день важнейшим материалом для изготовления фотоприёмников для дальнего и среднего ИК-диапазонов. Для изготовления фотоприёмников с высокими характеристиками необходимо контролировать

такие параметры материала, как время жизни и подвижность неосновных носителей заряда, и скорости поверхностной рекомбинации на передней и задней границах раздела плёнок.

Как видно из проведённого обзора литературы, ФМЭ и ФП в магнитном поле являются одними из наиболее информативных методов изучения неравновесных процессов в полупроводниках и определения рекомбинационно-диффузионных параметров материала. Возможность определения малых значений времён жизни носителей заряда, характерных для КРТ р-типа, даёт этим методам преимущество перед традиционными релаксационными способами. Поэтому развитие измерительных методик на основе ФМЭ и ФП имеет важное практическое значение.

В плёнках КРТ с варизонными приграничными областями такие явления, как ФМЭ и ФП в скрещенных электрическом и магнитном полях до настоящего времени не изучались. Поэтому является актуальным проведение исследований этих эффектов и построение описывающей их модели. Кроме того, в этой модели необходимо учесть, что времена жизни электронов и дырок различаются вследствие доминирующей рекомбинации Шокли-Рида.

В связи с этим основной целью диссертационной работы являлось изучение особенностей магнитополевой зависимости фотопроводимости и фотомагнитного эффекта в плёнках КРТ р-типа, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, с варизонными приграничными областями, в которых ширина запрещённой зоны увеличивается.

Для достижения этой цели необходимо решить следующие задачи:

- Смонтировать установку для измерения ФП в магнитном поле и ФМЭ при разных температурах.
- Экспериментально исследовать ФП в магнитном поле (в геометриях Фойгта ( $\vec{k} \perp \vec{B}$  и  $\vec{k} \perp \vec{E}$ ) и Фарадея ( $\vec{k} \parallel \vec{B}$  и  $\vec{k} \perp \vec{E}$ )) и ФМЭ на плёнках МЛЭ КРТ р-типа с варизонными приграничными областями в температурном диапазоне 77÷300 К.
- Исследовать зависимость ФП в геометрии Фарадея от магнитного поля для рекомбинации Шокли-Рида и зона-зонной (Оже или излучательной) рекомбинации. На основе разработанной модели, описывающей магнитополевую зависимость ФП, разработать метод

для определения подвижности неосновных электронов и концентрации рекомбинационных центров в КРТ р-типа с  $x \approx 0.22$ .

- Построить модель поведения неравновесного электронно-дырочного газа в геометрии Фойгта при доминирующей рекомбинации Шокли-Рида в плёнках МЛЭ р-КРТ с вариационными приграничными областями, в которых ширина запрещенной зоны увеличивается от центральной области структуры к её границам. На основе данной модели описать зависимости ФМЭ и ФП в геометрии Фарадея от магнитного поля, реализовать метод определения скоростей поверхностной рекомбинации на границах раздела гетероструктуры и объёмного времени жизни.

## Глава 2. Методика проведения исследований

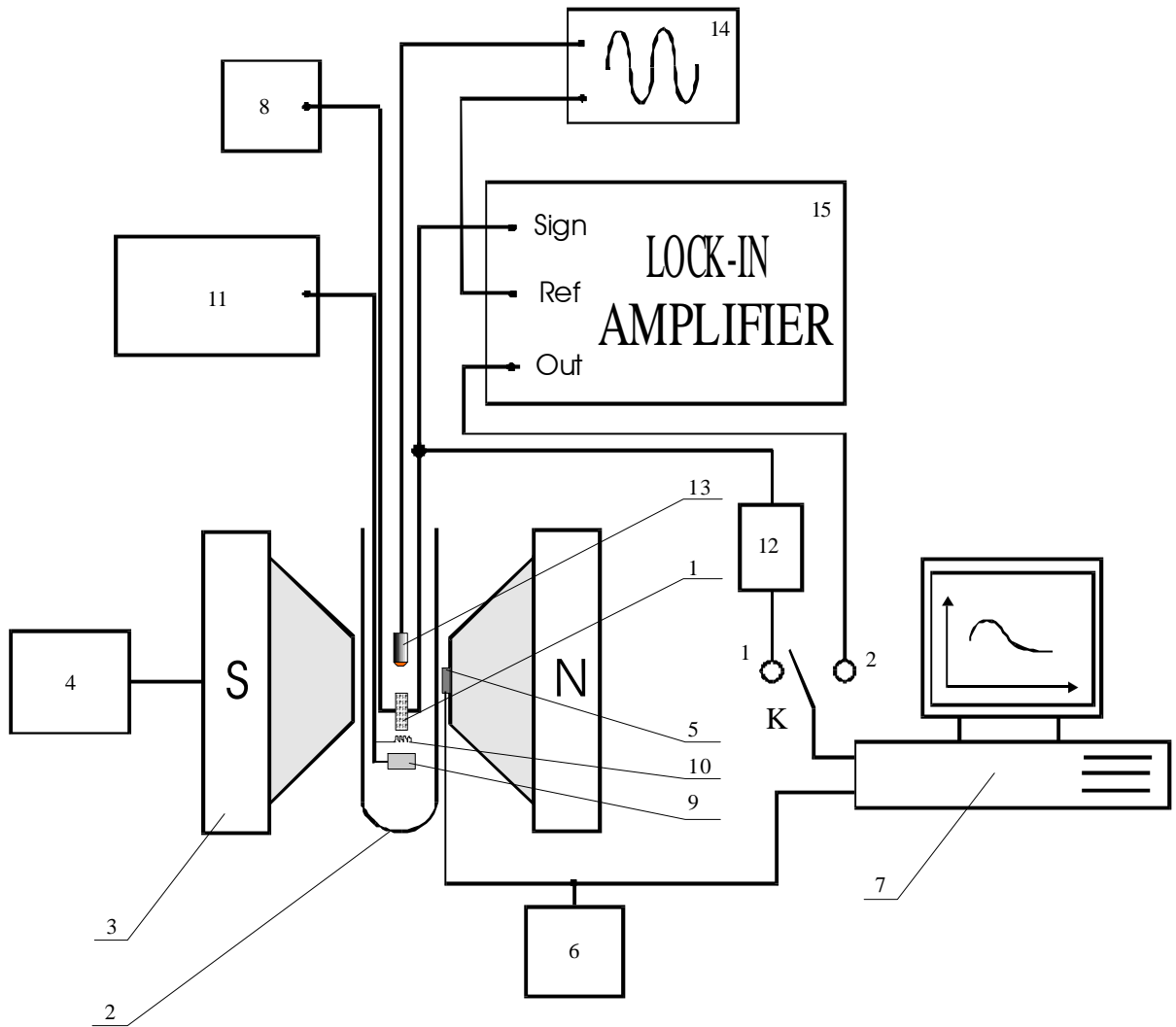
В главе рассматриваются методические вопросы исследований. В первом параграфе описывается установка для измерения ФП в магнитном поле в геометриях Фойгта и Фарадея, ФМЭ, эффекта Холла и магнитосопротивления. Во втором параграфе приводятся технологические особенности роста эпитаксиальных плёнок КРТ методом МЛЭ, описываются применяемые способы приготовления образцов, контактов к ним, а также методика измерений. Затем описываются численные методы, используемые для обработки результатов измерений. В третьем параграфе поясняется метод «спектра подвижности», применяемый для определения концентрации и подвижности носителей заряда. В заключительном, четвертом, параграфе описывается метод нелинейной оптимизации Хука-Дживса, применяемый для процедуры подгонки теоретических выражений под экспериментальные данные с целью определения рекомбинационно-диффузионных параметров.

### §2.1. Экспериментальная установка

В параграфе описывается установка для измерения ФП в магнитном поле в геометриях Фойгта и Фарадея, ФМЭ, эффекта Холла и магнитосопротивления.

Для исследования ФМЭ и ФП в магнитном поле в геометриях Фойгта и Фарадея в температурном диапазоне 77÷300 К была смонтирована экспериментальная установка, блок-схема которой приведена на рис. 2.1.

Исследуемый образец 1 в виде холловской структуры помещался в криостате 2, охлаждаемом жидким азотом, между полюсами электромагнита 3. Электромагнит питается от генератора 4, дающего плавную развертку тока до 17 А, что соответствует индукции магнитного поля 2 Тл. Величина магнитной индукции измерялась при помощи датчика Холла 5



**Рис. 2.1.** Блок-схема экспериментальной установки:

1 – исследуемый образец; 2 – криостат; 3 – электромагнит; 4 – генератор; 5 – датчик Холла; 6 – источник питания датчика Холла; 7 – компьютер с АЦП; 8 – генератор постоянного тока для образца; 9 – датчик температуры; 10 – нагреватель; 11 – стабилизатор температуры; 12 – масштабирующий усилитель; 13 – ИК-светодиод; 14 – генератор переменного напряжения; 15 – фазовый детектор

типа ПХЭ, питающегося от источника тока 6. Чувствительность датчика Холла к индукции магнитного поля составляла 77 мкВ/мТл при токе 100 мА с коэффициентом нелинейности 0.97% при  $B=2$  Тл.

Датчик Холла укреплялся на полюсе электромагнита, а образец помещался в центре между полюсами, где однородность магнитного поля максимальна. Неоднородность магнитного поля оценивалась из эмпирического выражения  $B_0 - B_{\min} \approx 0.01(h/d)^4$  Тл, где  $d$  - диаметр полюсов,  $h$  - расстояние между ними,  $B_0$  - индукция магнитного поля рядом с полюсом,  $B_{\min}$  - индукция магнитного поля в центре между полюсами. Так как диаметр полюсов равен 75 мм, а расстояние между ними 40 мм, то неоднородность поля составляет малую величину  $8 \times 10^{-4}$  Тл.

Напряжение, пропорциональное величине индукции магнитного поля, снималось с датчика Холла и записывалось на компьютере 7. При измерении эффекта Холла, магнитосопротивления и ФП через образец пропускался постоянный ток от источника 8. При измерении ФМЭ ток через образец не пропускался. С целью уменьшения сетевых помех питание источника 8 осуществлялось от гальванического элемента. Температура образца определялась датчиком 9 на основе калиброванного угольного резистора ТВО-0.125, размещенного на держателе. Датчики на основе таких резисторов являются наименее чувствительными к магнитному полю [107]. Надежность теплового контакта между образцом и держателем обеспечивалась с помощью термопасты. Температура образца регулировалась от 77 К до 300 К с помощью нагревателя 10 и стабилизатора температуры 11.

В положении №1 коммутатора К измерялся эффект Холла и магнитосопротивление. Сигналы с образца поступали на масштабирующий усилитель 12 и затем на АЦП компьютера 7. При измерении ФП и ФМЭ для генерации неравновесных носителей заряда образец освещался инфракрасным светодиодом 13, питающимся от генератора переменного напряжения 14. Применялся светодиод марки АЛ103, с длиной волны в максимуме излучательной способности  $\lambda=0.94$  мкм и максимальной мощностью 1 мВт при токе 50 мА. Для всех иссле-

дуемых образцов выполнялось условие  $\alpha d \gg 1$ , где  $\alpha$  - коэффициент поглощения, а  $d$  – толщина образца. Для длины волны 0.94 мкм коэффициент поглощения в исследуемых образцах составлял  $2 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$  [35]. Как будет показано в главе 4, в варизонных приповерхностных областях, толщина которых изменяется от 0.5 мкм до 2.0 мкм, поглощается от 60 до 99.9 процентов света.

Фоновое излучение мы не учитывали по следующим причинам: во-первых, в криостате отсутствуют холодные окна; во-вторых, рабочая камера, в которую помещается держатель с образцом, представляет собой длинную трубу с отношением диаметра к длине порядка 1:60, что затрудняет попадание фона на образец от теплого конца держателя.

Так как светодиод находился рядом с исследуемым образцом в магнитном поле, то необходимо было выяснить влияние магнитного поля на излучаемую им мощность. Для этого были проведены измерения интенсивности излучения светодиода от индукции магнитного поля. Интенсивность излучения измерялась фотоприёмником, размещенным вне магнитного поля. Измерения показали, что излучение светодиода постоянно с точностью 0.4% вплоть до максимального значения индукции 2 Тл.

Измеряемый сигнал ФП или ФМЭ регистрировался и усиливался синхронным детектором UNIPAN 15 на опорной частоте генератора 14 и в положении коммутатора №2 записывался на компьютере.

Геометрия эксперимента задавалась положением держателя в криостате. В геометрии Фойгта падающее излучение направлено перпендикулярно вектору индукции магнитного поля и вектору напряженности тянущего электрического поля:  $\vec{B} \perp \vec{k}$  и  $E \perp \vec{k}$ . В этой геометрии магнитное поле сильно влияет на распределение по толщине образца неравновесных носителей заряда, генерированных излучением вблизи освещенной поверхности, так как оно направлено перпендикулярно диффузионным потокам. Переход к геометрии Фарадея осуществлялся поворотом держателя с образцом на  $90^\circ$  вокруг своей оси, при этом устанавлива-

лась следующая конфигурация:  $\vec{B} \parallel \vec{k}$  и  $E \perp \vec{k}$ . Магнитное поле в этом случае не влияет на диффузионные потоки носителей заряда, так как направлено параллельно им.

## §2.2. Образцы и методика измерений

В данном параграфе кратко описывается рост плёнок КРТ методом МЛЭ. Приводятся особенности приготовления образцов для исследований и омических контактов к ним. Описывается методика измерений.

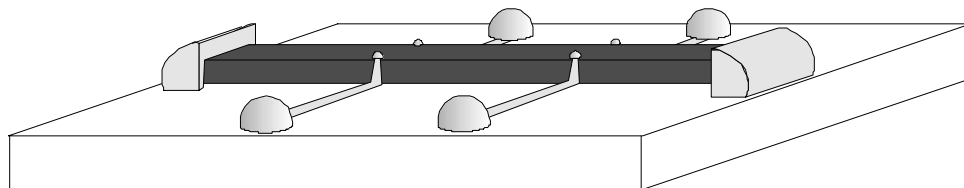
Исследовались образцы, изготовленные из плёнок  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  (КРТ), где  $x$  – мольное содержание Cd, выращенных методом МЛЭ [2]. Рост образцов производился на подложках из пластин GaAs ориентации (013) диаметром два дюйма, на которых последовательно выращивались буферные слои ZnTe и CdTe толщиной  $<0.1$  мкм и несколько мкм соответственно. Рост плёнок начинался с  $x \approx 0.3 \div 0.4$ , затем на протяжении  $1 \div 2$  мкм он понижался до  $0.21 \div 0.23$  (рабочий слой). Рабочий слой плёнок имел толщину  $7 \div 10$  мкм. Рост завершался увеличением  $x$  на длине  $\approx 0.5$  мкм. Во время роста мольное содержание кадмия непрерывно контролировалось эллипсометром.

Сразу после выращивания структуры имели n-тип проводимости с концентрацией  $10^{20} \div 10^{21} \text{ м}^{-3}$ , подвижностью  $7 \div 10 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  и временем жизни основных носителей заряда несколько микросекунд, измеренному по релаксации фотопроводимости методом СВЧ. Изменение типа проводимости в р-тип осуществлялась отжигом при температуре  $215 \text{ }^\circ\text{C}$  в течении 22 часов в нейтральной атмосфере гелия или азота.

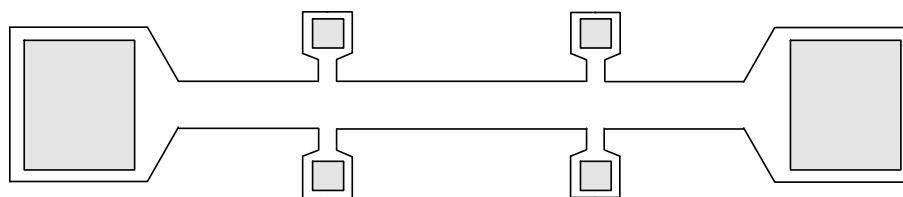
Образцы приготавливались двумя способами.

1. Из структуры вырезались прямоугольные полоски с характерными размерами  $10 \times 1.5$  мм, которые затем укреплялись на сапфировой подложке с помощью индия. Контакты





**Рис. 2.2.** Вырезанный образец, укрепленный на сапфире индием



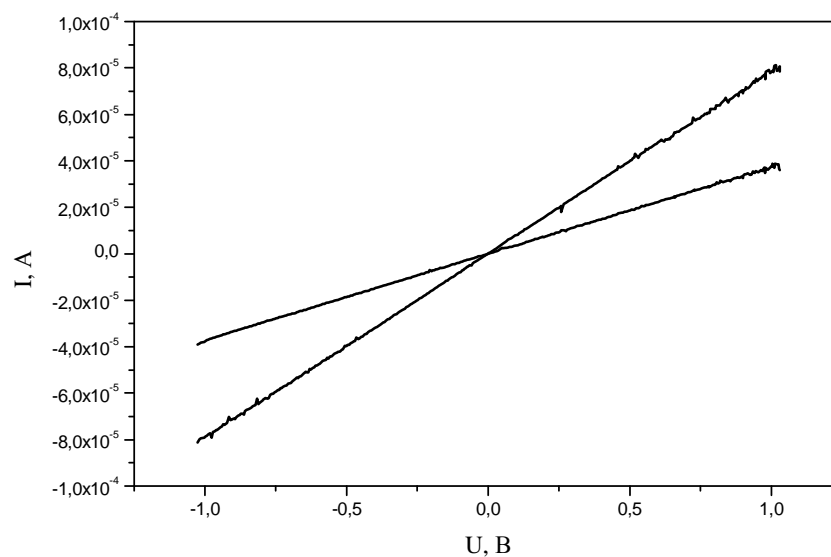
**Рис. 2.3.** Классическая холловская структура

к образцу изготавливались также из индия методом холодной сварки. Приготовленный таким способом образец показан на рис. 2.2.

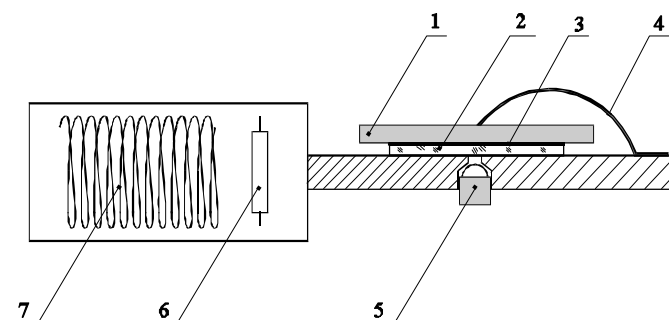
2. Методом фотолитографии на формировалась классическая холловская структура (см. рис. 2.3). Межа-травление проводилось в 0.25% растворе  $\text{Br}_2:\text{HBr}$ . Скорость травления в этом растворе составляла 0.55 мкм/мин. Время травления выбиралось индивидуально для каждой структуры в зависимости от её толщины, так, чтобы незащищённая фоторезистом часть образца была стравлена до подложки. Индий на контактные площадки наносился также методом холодной сварки.

Как следует из результатов работы [108], контакты из индия к образцам КРТ р-типа проводимости неомичны. Однако для наших образцов вследствие сравнительно большой площади контакта ( $\approx 1 \text{ мм}^2$ ) отклонений от закона Ома не наблюдалось. Так как сопротивление неомичного контакта обратно пропорционально его площади, то в случае большой площади его сопротивление много меньше сопротивления образца. Поэтому большая часть напряжения, приложенного к образцу, падает на самом материале, и лишь незначительная часть – на контакте. В области малых напряжений вольт-амперную характеристику контакта можно аппроксимировать линейной зависимостью. Качество контактов контролировалось по измерениям вольт-амперных характеристик (ВАХ). На рис. 2.4 приведены ВАХ контактов для одного из исследуемых образцов. Как видно из этого рисунка, все контакты омичны.

Образец укреплялся на держателе, конструкция которого показана на рис. 2.5. Образец 1 прижимался лапкой 4 из бериллиевой бронзы к сапфировой пластинке 2, приклеенной к держателю. Для лучшего теплового контакта между образцом и сапфировой пластинкой помещался слой терморасты 3. К контактам образца методом холодной сварки присоединялись тонкие серебряные проволочки, которые затем распаивались на контактные площадки держателя. Контактные площадки держателя соединялись с его выходным



**Рис. 2.4.** ВАХ индиевых контактов к исследуемым образцам p-KPT



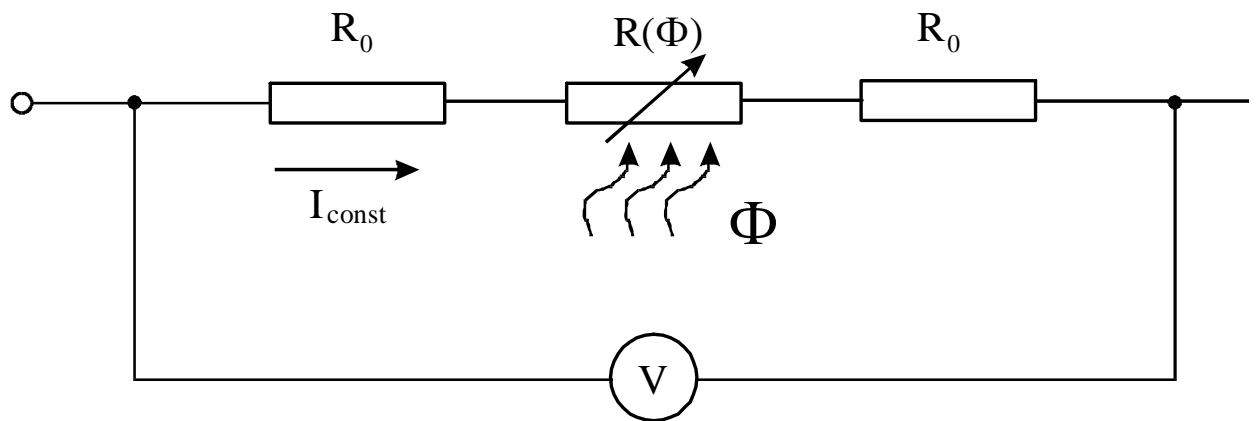
**Рис. 2.5.** Конструкция держателя для образцов. 1 – образец, 2 – сапфировая пластинка, 3 – слой термопасты, 4 – прижимная лапка из бериллиевой бронзы, 5 – ИК-светодиод, 6 – датчик температуры, 7 – нагреватель

разъемом при помощи витых пар, выполненных проводом ПЭЛ Ø.2 мм. Образец освещался ИК-светодиодом 5 через отверстие в держателе, которое выполняло одновременно роль диафрагмы, направляя излучение на центральную область образца. Этим предотвращалось попадание света на контакты.

Так как расстояние от границ освещенной области в центре образца до контактов значительно превышает длину диффузии неравновесных носителей заряда, то влияние контактов на рекомбинацию можно не учитывать.

Эквивалентная схема измерения ФП представлена на рис. 2.6. Падающий на образец световой поток  $\Phi$  изменяет сопротивление освещенной части образца  $R(\Phi)$ . Так как через образец при помощи генератора тока пропускается постоянный ток  $I_{const}$ , то измеряемое значение напряжения равно:  $V = I_{const} (2R_0 + R(\Phi))$ . Неинформативная составляющая сигнала  $2I_{const} R_0$  убирается с помощью модуляции светового потока и регистрации сигнала ФП синхронным детектором на опорной частоте.

Для исключения паразитных сигналов, эффект Холла, манитосопротивление, ФП в геометрии Фарадея измерялись при разных направлениях магнитного и электрических полей ( $\pm B$  и  $\pm E$ ) с последующим усреднением. Измеренный сигнал ФМЭ усреднялся только по  $\pm B$ . Так как ФП в геометрии Фойгта не симметрична по магнитному полю, то её измерения проводились в диапазоне от  $-2$  Тл до  $2$  Тл при  $\pm E$ , с последующим усреднением по электрическому полю.



**Рис. 2.6.** Эквивалентная схема измерения ФП

Перед измерением ФП и ФМЭ на всех образцах для каждой температуры измерялись магнитополевые зависимости эффекта Холла и магнитосопротивления. Так как мольное содержание кадмия образцов лежало в сравнительно узком диапазоне ( $x=0.21\div 0.23$ ), то изменения этих зависимостей с температурой были во многом подобны. Поэтому в 3-ей и 4-ой главах диссертации приводятся только значения концентрации и подвижности носителей заряда, определённые по результатам таких измерений, а здесь показан характерный вид таких зависимостей для образца 001123 (см. рис. 2.7 и 2.8).

Как видно из рис. 2.7, при температурах  $77 \div 125$  К проводимость образца слабо зависит от магнитного поля. При увеличении температуры от 77 К до 125 К проводимость несколько уменьшается, так как уменьшается подвижность основных носителей заряда – тяжёлых дырок при почти постоянной их концентрации. При  $T > 125$  К становится заметным вклад неосновных электронов в проводимость, что проявляется как в увеличении её максимального значения, так и в большей зависимости от магнитного поля. Хотя при температурах 166 – 200 К концентрация электронов меньше концентрации тяжёлых дырок, проводимость образца носит электронный характер, так как подвижность электронов на два порядка превосходит подвижность тяжёлых дырок.

Этот вывод подтверждается на рис. 2.8. При температуре 77 К постоянная Холла слабо зависит от магнитного поля и имеет положительный знак, что говорит о проводимости р-типа. Аналогичное поведение, но уже с отрицательным знаком, наблюдается для температуры 200 К. Следовательно, при этой температуре образец имеет проводимость n-типа.

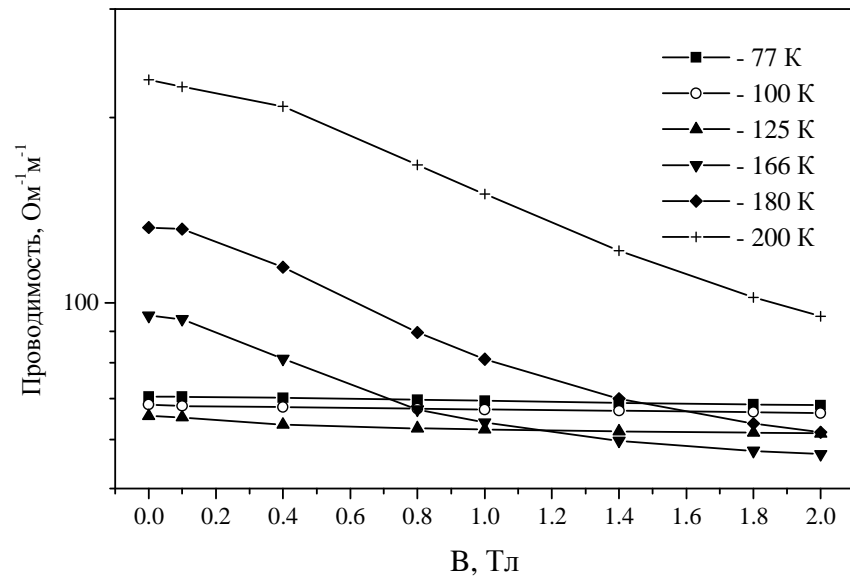


Рис. 2.7. Магнитосопротивление для образца 001123

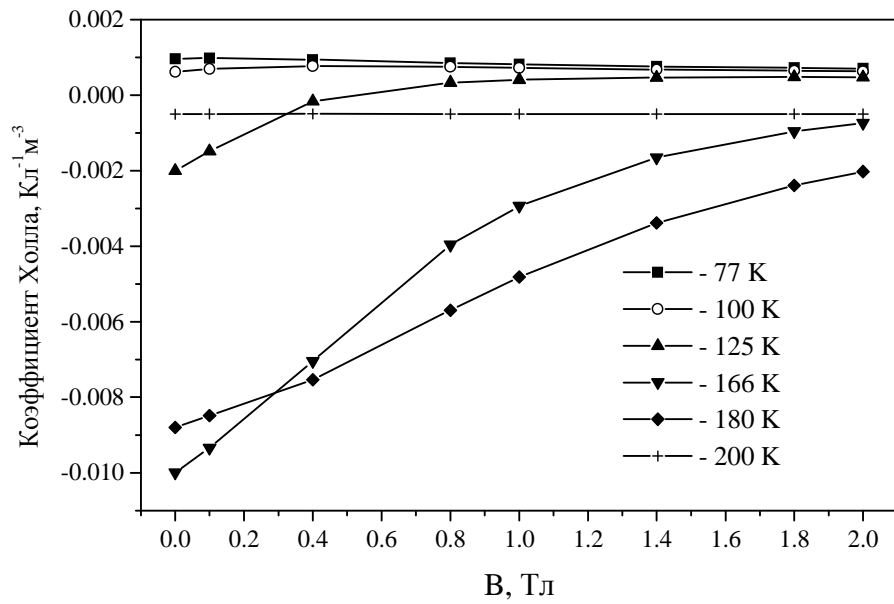


Рис. 2.8. Магнитополевые зависимости эффекта Холла для образца 001123

### §2.3. Определения концентрации и подвижности носителей заряда методом «спектра подвижности»

В данном параграфе описывается метод «спектра подвижности», применяемый для определения концентрации и подвижности носителей заряда по результатам измерения магнитопольных зависимостей эффекта Холла и магнитосопротивления.

В работе [65] был предложен метод «спектр подвижности» (MSA – mobility spectrum analysis) для анализа результатов измерений эффекта Холла и магнитосопротивления с целью определения подвижности и концентрации носителей заряда. В отличие от других методов, «спектр подвижности» не требует знания никакой предварительной информации об исследуемом образце. В этом методе непрерывное распределение носителей по подвижности описывает некоторая функция  $s(\mu)$ , с помощью которой компоненты тензора проводимости  $\sigma_{xx}(B)$  и  $\sigma_{xy}(B)$  определяются в виде:

$$\sigma_{xx}(B) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{s(\mu) \cdot d\mu}{1 + \mu^2 \cdot B^2}, \quad \sigma_{xy}(B) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{s(\mu) \cdot \mu \cdot B \cdot d\mu}{1 + \mu^2 \cdot B^2}. \quad (2.1)$$

При помощи предложенного метода, можно найти функцию  $s(\mu)$  следующим образом:

$$s(\mu) = \sum_{i=1}^n \sigma_i \cdot \delta(\mu - \mu_i), \quad (2.2)$$

где  $\sigma_i$  - проводимость носителей с подвижностью  $\mu_i$ ,  $\delta(\mu - \mu_i)$  - дельта-функция.

Число сортов носителей определяется по числу пиков в "спектре подвижности", а их концентрация - по величине пика. Поскольку конечным набором экспериментальных данных невозможно определить непрерывную функцию  $s(\mu)$ , и также вследствие сильной зависимости решения от погрешности в исходных данных, точность полученных таким образом параметров мала. В работах [67, 66, 109] показано, что погрешность в исходных эксперименталь-



ных данных (особенно при измерении магнитосопротивления) приводит к так называемым «зеркальным» или мнимым пикам на спектре подвижности, которые не имеют физического смысла. Поэтому значения параметров носителей заряда, полученные данным методом, необходимо уточнить с помощью подгонки теоретических выражений, описывающих магнитополевые зависимости компонент тензора проводимости, под экспериментальные данные с концентрациями и подвижностями носителей заряда в качестве подгоночных параметров.

Для практического использования метода «спектр подвижности» были написаны программы на языке Pascal для оболочек Borland Pascal и Delphi.

#### **§2.4. Подгонка теоретических выражений под экспериментальные данные с использованием подгоночных параметров**

В параграфе описывается метод подгонки теоретических выражений под экспериментальные данные. По результатам измерений эффекта Холла и магнитосопротивления таким образом определяются концентрации и подвижности различных типов носителей заряда, а по результатам измерения ФП и ФМЭ - эффективные скорости поверхностной рекомбинации и объёмное время жизни неосновных носителей заряда.

Подгонка выполнялась методом наименьших квадратов с минимизацией функции  $\Psi$ . В случае обработки результатов измерений эффекта Холла и магнитосопротивления минимизируемая функция  $\Psi$  в общем случае зависела от шести переменных: концентрации  $n$  и подвижности  $\mu_n$  электронов, концентраций  $p_h$  и  $p_l$ , подвижностей  $\mu_h$  и  $\mu_p$  тяжелых и легких дырок, соответственно. Минимизируемая функция в этом случае имела вид:

$$\Psi = \sum_i \left( \left( \frac{\sigma_{xx}^{Эксп}(B_i) - \sigma_{xx}^{Теор}(B_i)}{\sigma_{xx}^{Эксп}(B_i) + \sigma_{xx}^{Теор}(B_i)} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_{xy}^{Эксп}(B_i) - \sigma_{xy}^{Теор}(B_i)}{\sigma_{xy}^{Эксп}(B_i) + \sigma_{xy}^{Теор}(B_i)} \right)^2 \right), \quad (2.3)$$

где магнитополевые зависимости компонент тензора проводимости в случае, когда время релаксации не зависит от энергии, рассчитывались по формулам:

$$\sigma_{xx}^{Teop}(B) = \sum_{i=1}^3 \frac{q \cdot n_i \cdot \mu_i}{1 + \mu_i^2 \cdot B^2}, \quad \sigma_{xy}^{Teop}(B) = \sum_{i=1}^3 \frac{S_i \cdot q \cdot n_i \cdot \mu_i^2 \cdot B}{1 + \mu_i^2 \cdot B^2}, \quad (2.4)$$

где  $S_i$  равно +1 для дырок и -1 для электронов. Для повышения точности подгонки диапозоны значений, внутри которых осуществлялся поиск решения, выбирались на основе результатов метода «спектр подвижности». В минимизируемой функции отношение экспериментальных и теоретических компонент тензора проводимости используется для удобства, так как в этом случае результирующая ошибка от каждой экспериментальной точки будет меньше 1.

При анализе ФМЭ и ФП в геометрии Фойгта с целью нахождения рекомбинационно-диффузионных параметров одновременно определяются эффективные скорости поверхностной рекомбинации  $S_{1Эфф}$  и  $S_{2Эфф}$  на передней и задней границах плёнки и время жизни неосновных электронов в объёме  $\tau_n$ . В этом случае минимизируемая функция имеет вид:

$$\Psi(S_{1Эфф}, S_{2Эфф}, \tau_n) = \sum_i (\psi_{Teop}(B_i) - \psi_{Эксп}(B_i))^2, \quad (2.5)$$

где  $\psi_{Teop}(B_i) = U_{Teop}(B_i) / U_{Teop}^{max}$ ,  $\psi_{Эксп}(B_i) = U_{Эксп}(B_i) / U_{Эксп}^{max}$ ,  $U_{Teop}(B_i)$  и  $U_{Эксп}(B_i)$  - теоретические и экспериментальные значения ФМЭ или ФП при индукции магнитного поля  $B_i$ ,  $U_{Teop}^{max}$  и  $U_{Эксп}^{max}$  - наибольшие теоретические и экспериментальные значения ФМЭ или ФП. Отношение сигналов используется для того, чтобы исключить квантовый выход и интенсивность света, которые точно не известны. Такой прием является широко используемым при измерении фотоэлектроманнитных эффектов [80].

Подгонка осуществлялась методом наименьших квадратов с использованием методов многомерного поиска, а именно, метода случайного поиска в сочетании с методом Хука-Дживса [110]. Для реализации данного алгоритма были написаны компьютерные программы на языке Pascal для оболочек Borland Pascal и Delphi.

Стартовая точка для метода Хука-Дживса выбиралась методом случайных забросов, то есть заданием случайной комбинации параметров по формуле:

$$x_i = x_i^{\min} - \text{random}(x_i^{\max} - x_i^{\min}), \quad (2.6)$$

где  $x_i^{\max}$  и  $x_i^{\min}$  - соответственно максимальное и минимальное значения  $i$ -го параметра, которые задаются в начале программы.

Метод Хука-Дживса в отличие от, например, методов градиентного спуска, не требует вычисления производных. Поиск многомерного минимума ведется вдоль линий разрыва производных. При этом делается предположение, что шаги в пространстве переменных, оказавшиеся удачными на ранних стадиях поиска, могут улучшить решение и на его более поздних стадиях.

Выполняется этот алгоритм следующим способом. Сначала выбираются исходная базовая точка в пространстве переменных и величины шагов, которые будут использованы при исследовании функции. Затем производятся исследования с заданными приращениями по всем направлениям, соответствующим всем независимым переменным. Там, где оптимизируемая функция имеет наименьшее значение, помещают новую временную базовую точку. Закончив цикл шагов по всем переменным, выбирают новую базовую точку и производят "сдвиг схемы". Эта операция заключается в экстраполяции вдоль линии, соединяющей новую и предыдущую базовую точки. Расстояние сдвига к новой базовой точке несколько превышает расстояние между двумя прежними базовыми точками. Математически экстраполяция описывается следующим выражением:

$$x_i^{k+1} = x_i^k + \alpha \cdot (x_i^k - x_i^{k-1}), \quad (2.7)$$

где  $x_i^{k+1}$  - новая базовая точка,  $i$  - переменный индекс,  $k$  - порядковый номер стадии поиска,  $\alpha$ - коэффициент усиления, который больше или равен единице.

Данные операции повторяются до тех пор, пока в процессе поиска не окажется пройденным пик или линия разрыва производных. В этом случае возвращаются к предыдущей "лучшей базовой точке", уменьшают шаг исследования и повторяют весь процесс снова. Если при последовательно уменьшаемом шаге изменение значения исследуемой функции становится меньше заданной величины, то поиск прекращается.

Обычно "сдвиг схемы" на каждом последующем этапе увеличивается. Тот факт, что данный алгоритм обладает свойством "ускоряться", способствует повышению его общей эффективности. Другое достоинство метода Хука-Дживса - возможность получения с его помощью приближенного решения, качество которого непрерывно повышается на всех стадиях численного решения. Особенно явно преимущества подобных методов проявляются при отыскании экстремумов на гиперповерхностях, содержащих глубокие узкие впадины.

### Глава 3. Фотопроводимость в магнитном поле в геометрии Фарадея

В данной главе излагаются результаты исследований ФП в геометрии Фарадея ( $\vec{k} \parallel \vec{B}$  и  $\vec{k} \perp \vec{E}$ ) на плёнках МЛЭ р-КРТ в области монополярной (77÷125 К) и смешанной проводимости (135÷300 К).

В начале в общем виде выводятся выражения, описывающие изменение как проводимости образца в магнитном поле  $\Delta\sigma(B)$ , так и измеряемого продольного напряжения  $\Delta U_{\sigma}(B)$  при освещении в геометрии Фарадея. Затем эти выражения конкретизируются для каждого из рассматриваемых температурных диапазонов с учётом доминирующего механизма рекомбинации в данном диапазоне. В диапазоне температур 77÷125 К это рекомбинация Шокли-Рида, в области 150÷200 К - рекомбинация по типу Оже-7, а при комнатных температурах - излучательная. Для случая рекомбинации Шокли-Рида рассматривается связь между концентрациями неравновесных электронов на рекомбинационных центрах и в зоне проводимости, а также записывается уравнение электронейтральности.

Далее приводятся экспериментальные результаты исследования ФП в магнитном поле в геометрии Фарадея для монополярной проводимости. По результатам исследований предлагается метод для определения подвижности неосновных электронов при температурах 77÷125 К и проводится расчет его погрешности. Анализируются полученные этим методом температурные зависимости подвижности электронов в плёнках КРТ р-типа проводимости с  $x=0.210\div 0.223$ , выращенным методом МЛЭ. Объясняется физический смысл постоянной составляющей ФП  $\Delta U_{\sigma}^{const}$ , приводятся выражения для определения по величине этой составляющей коэффициента пропорциональности между концентрациями неравновесных электронов на ловушках и в зоне проводимости К. Предлагается метод определения концентрации рекомбинационных центров в р-КРТ. Экспериментально определяется концентрация

глубоких центров в КРТ р-типа в температурном диапазоне 77÷125 К по измерениям постоянной составляющей ФП в геометрии Фарадея.

Приводятся результаты экспериментального исследования ФП в геометрии Фарадея на образцах р-КРТ для смешанной проводимости. По магнитополевым зависимостям ФП определяются параметры основных и неосновных носителей заряда. Результаты сравниваются с параметрами, полученными методом «спектр подвижности» в сочетании с многозонной подгонкой.

### §3.1. Изменение проводимости образца в магнитном поле при освещении

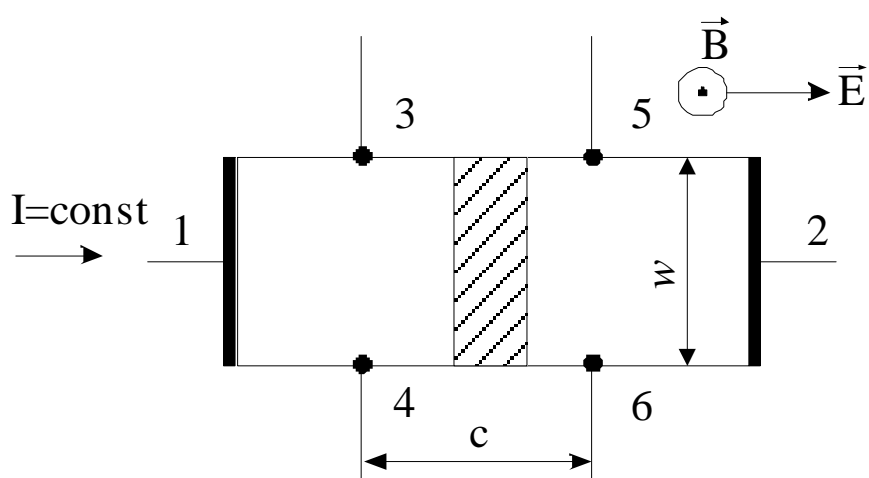
В параграфе приводится вывод математических выражений, описывающих изменение проводимости образца в магнитном поле  $\Delta\sigma(B)$  и измеряемого продольного напряжения  $\Delta U_{\sigma}(B)$  при освещении в геометрии Фарадея ( $\vec{k} \parallel \vec{B}$  и  $\vec{k} \perp \vec{E}$ ).

Для получения аналитических выражений, описывающих магнитополевые зависимости ФП в геометрии Фарадея в КРТ р-типа, рассмотрим образец в виде прямоугольного параллелепипеда. При направлениях электрического и магнитного полей, показанных на рис. 3.1, продольное напряжение  $U_{\sigma}$ , измеряемое между контактами 3 и 5 (или 4 и 6) в режиме генератора постоянного тока, определяется выражением [107]:

$$U_{\sigma}(B) = \frac{c \cdot I}{w \cdot d} \cdot \frac{1}{\sigma(B)}, \quad (3.1)$$

где  $c$  – расстояние между потенциальными контактами 3 и 5 (или 4 и 6),  $w$  и  $d$  – ширина и толщина образца,  $I$  – сила тока через образец.

Выражение для проводимости в магнитном поле при наличии электронов и дырок имеет вид [107]:



**Рис.3.1.** Принцип измерения ФП в геометрии Фарадея. Освещенная часть образца заштрихована. Ток проходит через контакты 1,2; сигнал ФП и магнитосопротивление измеряются между контактами 3,5 или 4,6; эффект Холла – между контактами 3,4 или 5,6

$$\sigma(B) = e \frac{n^2 \mu_n^2 (1 + \mu_p^2 B^2) + p^2 \mu_p^2 (1 + \mu_n^2 B^2) + 2np \mu_n \mu_p (1 - \mu_n \mu_p B^2)}{n \mu_n (1 + \mu_p^2 B^2) + p \mu_p (1 + \mu_n^2 B^2)}, \quad (3.2)$$

где  $p$  и  $n$  – полные (равновесные и неравновесные) концентрации дырок и электронов,  $\mu_p$  и  $\mu_n$  – подвижности дырок и электронов, соответственно.

Проводимость образца меняется вследствие генерации светом неравновесных электронов и дырок с концентрациями  $\Delta n$  и  $\Delta p$ , соответственно. Свет попадает на образец через узкую диафрагму прямоугольной формы, что исключает влияние контактов, так как расстояние от краев диафрагмы до контактов значительно превышает длину диффузии неравновесных носителей.

При малом изменении концентрации носителей заряда приращение продольного напряжения можно получить, разлагая выражение (3.1) в ряд, и оставляя член, пропорциональный  $\Delta \sigma$ :

$$\Delta U_{\sigma}(B) = - \frac{c \cdot I}{w \cdot d} \cdot \frac{\Delta \sigma(B)}{\sigma^2(B)}. \quad (3.3)$$

Для нахождения  $\Delta \sigma(B)$  заменим в (3.2) полные концентрации носителей заряда:  $n = n_0 + \Delta n$ ,  $p = p_0 + \Delta p$ , где  $n_0$  и  $p_0$  – равновесные концентрации электронов и дырок, соответственно. Так как уровень возбуждения мал, то пренебрегая членами порядка  $\Delta n^2$ ,  $\Delta p^2$ ,  $\Delta n \Delta p$ , получим:

$$\begin{aligned} \Delta \sigma(B) = 2e \frac{n_0 \Delta n \mu_n^2 (1 + \mu_p^2 B^2) + p_0 \Delta p \mu_p^2 (1 + \mu_n^2 B^2) + (n_0 \Delta p + p_0 \Delta n) \mu_n \mu_p (1 - \mu_n \mu_p B^2)}{n_0 \mu_n (1 + \mu_p^2 B^2) + p_0 \mu_p (1 + \mu_n^2 B^2)} - \\ - \sigma_0(B) \frac{\Delta n \mu_n (1 + \mu_p^2 B^2) + \Delta p \mu_p (1 + \mu_n^2 B^2)}{n_0 \mu_n (1 + \mu_p^2 B^2) + p_0 \mu_p (1 + \mu_n^2 B^2)}. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Полученные выражения для  $\Delta \sigma(B)$  и  $\Delta U_{\sigma}(B)$  анализируются далее отдельно для случаев рекомбинации через центры Шокли-Рида и межзонной рекомбинации.



### §3.2 Уравнение электронейтральности в случае доминирующей рекомбинации Шокли-Рида

В параграфе рассматривается связь между концентрациями неравновесных электронов на рекомбинационных центрах и в зоне проводимости. Записывается уравнение электронейтральности в случае концентрации рекомбинационных центров на два-три порядка меньшей, чем концентрация основных носителей заряда.

В настоящее время считается установленным, что время жизни носителей заряда в КРТ р-типа для области температур, при которых проводимость является дырочной, ограничено рекомбинацией Шокли-Рида [7]. В этом случае уравнение электронейтральности для неравновесных носителей может быть записано в виде:

$$\Delta n + \Delta n_t = \Delta p, \quad (3.5)$$

где  $\Delta n_t$  - изменение концентрации электронов на ловушках при освещении. Для выяснения связи  $\Delta n_t$  с  $\Delta n$  и  $\Delta p$  рассмотрим полупроводник с одним типом ловушек (рис. 3.2).

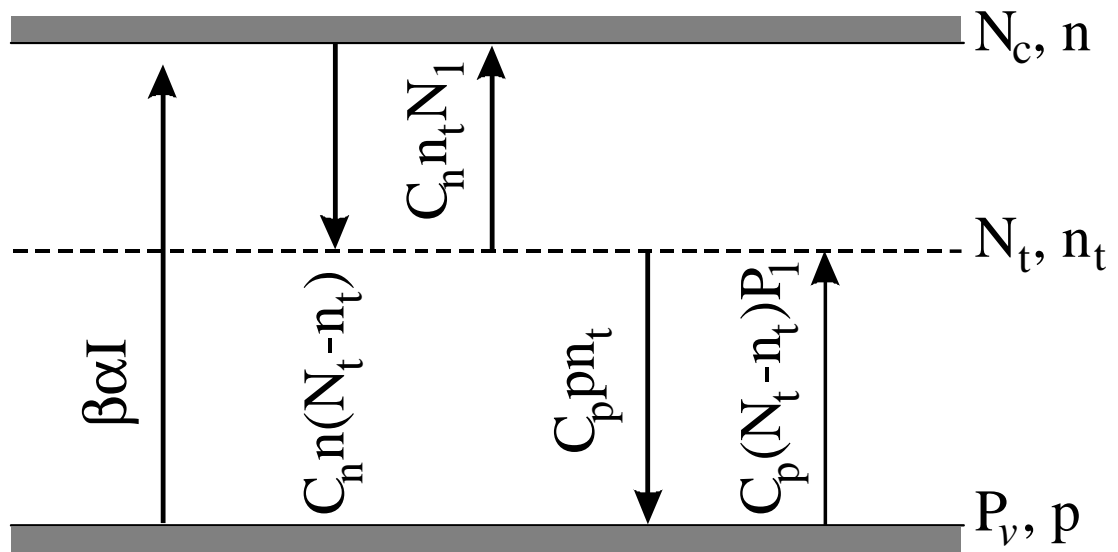
В полупроводнике с одним типом ловушек изменение концентрации электронов на ловушках  $n_t$  согласно рис.3.2 можно представить уравнением [41]:

$$\frac{dn_t}{dt} = C_n n (N_t - n_t) - C_n n_t N_1 - C_p p n_t + C_p P_1 (N_t - n_t), \quad (3.6)$$

где  $C_n$  и  $C_p$  – коэффициент захвата электронов и дырок на ловушки;  $N_t$  – концентрация ловушек;  $n_t$  – концентрация электронов на ловушках;  $N_c, P_v$  – плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне;  $N_1 = N_c \cdot e^{(E_t - E_g)/kT}$ ,  $P_1 = P_v \cdot e^{-E_t/kT}$  – эффективные плотности состояний, приведенные к уровню ловушек (отсчёт энергии ведётся от потолка валентной зоны, т.е.  $E_v=0$ );  $n, p$  – концентрации электронов и дырок.

Запишем изменение концентрации при возбуждении излучением в следующем виде:

$$\begin{cases} n = n_0 + \Delta n, \\ p = p_0 + \Delta p, \\ n_t = n_t^0 + \Delta n_t, \end{cases} \quad (3.7)$$



**Рис.3.2.** Схема переходов в полупроводнике при рекомбинации через ловушки одного сорта. Здесь  $\beta\alpha I$  – темп генерации электронно-дырочных пар,  $C_n$  и  $C_p$  – коэффициенты захвата электронов и дырок на рекомбинационные центры,  $N_t$  – концентрация рекомбинационных центров,  $n_t$  – концентрация электронов на ловушках,  $N_c$ ,  $P_v$  – плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне,  $N_1$ ,  $P_1$  – эффективные плотности состояний, приведенные к уровню ловушек,  $n$ ,  $p$  – концентрации электронов и дырок

где  $n_0$  и  $p_0$  – равновесные концентрации электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне,  $n_t^0$  – равновесная концентрация электронов на ловушках. В стационарном случае ( $dn_t/dt = 0$ ) и для малого уровня возбуждения, при котором справедливы соотношения:

$$\begin{cases} \Delta n \ll n_0, \\ \Delta p \ll p_0, \\ \Delta n_t \ll n_t^0, \\ \Delta n_t \ll (N_t - n_t^0), \end{cases} \quad (3.8)$$

из уравнения (3.5) с учетом (3.6) получим, пренебрегая членами более высокого порядка малости [41]:

$$C_n [(N_t - n_t^0) \Delta n - (N_t + n_0) \Delta n_t] = C_p [(P_1 + p_0) \Delta n_t + n_t^0 \Delta p]. \quad (3.9)$$

С учетом уравнения электронейтральности в форме (3.5), уравнение (3.9) можно представить в виде:

$$\Delta n_t [C_n (N_t + n_0) + C_p (P_1 + p_0 + n_t^0)] = \Delta n [C_n (N_t - n_t^0) - C_p n_t^0]. \quad (3.10)$$

Для КРТ коэффициент захвата электронов превышает коэффициент захвата дырок [111]:  $C_n \gg C_p$ , и в случае материала р-типа справедливы неравенства [112]:  $C_p p_0 \gg C_n n_0$  и  $p_0 \gg N_t \gg n_0$ . Кроме того, при величине  $C_n/C_p > 10^3$  можно считать, что  $C_n N_t \approx C_p p_0$ . Тогда выражение (3.10) можно записать в виде:

$$\frac{\Delta n_t}{\Delta n} \cong \frac{C_n N_t}{C_p p_0 + C_n N_t} = K, \quad (3.11)$$

где  $K$  – коэффициент пропорциональности между концентрациями неравновесных электронов на ловушках и в зоне проводимости. С использованием этого коэффициента уравнение электронейтральности можно записать как:

$$\Delta n(1 + K) = \Delta p. \quad (3.12)$$

С другой стороны, вследствие принципа детального равновесия, темпы рекомбинации электронов и дырок должны быть равны:

$$R_p = \frac{\Delta p}{\tau_p} = R_n = \frac{\Delta n}{\tau_n}, \quad (3.13)$$

где  $\tau_n$  и  $\tau_p$  – времена жизни электронов и дырок, соответственно. Пользуясь уравнением электронейтральности в виде (3.12), из выражения (3.13) можно получить зависимость отношения времен жизни основных и неосновных носителей заряда от коэффициента пропорциональности  $K$  в виде:

$$\tau_p / \tau_n = K + 1. \quad (3.14)$$

Следовательно, измерив коэффициент пропорциональности  $K$ , можно вычислить отношение времен жизни носителей заряда.

Таким образом, в параграфе показано, что для КРТ р-типа с одним сортом ловушек концентрация неравновесных электронов на рекомбинационных центрах пропорциональна концентрации неравновесных электронов в зоне проводимости. Коэффициент пропорциональности может быть использован для вычисления отношения времён жизни основных и неосновных носителей заряда.

### §3.3. Фотопроводимость в р-КРТ при низких температурах

В данном параграфе выводится и анализируется выражение, описывающее магнитопольную зависимость ФП в геометрии Фарадея в случае доминирующей рекомбинации Шокли-Рида. Предложен метод определения подвижности неосновных электронов и проводится расчет его погрешности.

При низких температурах, когда  $n_0 \ll p_0$ , и для значений индукции магнитного поля, при которых  $\mu_p^2 B^2 \ll 1$  и  $\mu_n \mu_p B^2 \ll 1$ , выражение (3.4) запишется в виде:

$$\Delta\sigma(B) = \frac{e}{1 + \mu_n^2 B^2} (\Delta n \mu_n + \Delta p \mu_p (1 + \mu_n^2 B^2)). \quad (3.15)$$

Неравновесные концентрации электронов и дырок связаны между собой уравнением электронейтральности (3.12). В этом случае выражения для  $\Delta\sigma(B)$  и  $\Delta U_\sigma(B)$  запишутся в виде:

$$\Delta\sigma(B) = \frac{e\Delta n\mu_n}{1 + \mu_n^2 B^2} + e\Delta n\mu_p K, \quad (3.16)$$

$$\Delta U_\sigma(B) = -\frac{c \cdot I}{w \cdot d} \cdot \frac{\Delta n}{e} \cdot \frac{\mu_n}{p_0^2 \mu_p^2 (1 + \mu_n^2 B^2)} - \frac{c \cdot I}{w \cdot d} \cdot \frac{\Delta n}{e} \cdot \frac{K}{p_0^2 \mu_p} = \Delta U_\sigma^\sim(B) + \Delta U_\sigma^{const}. \quad (3.17)$$

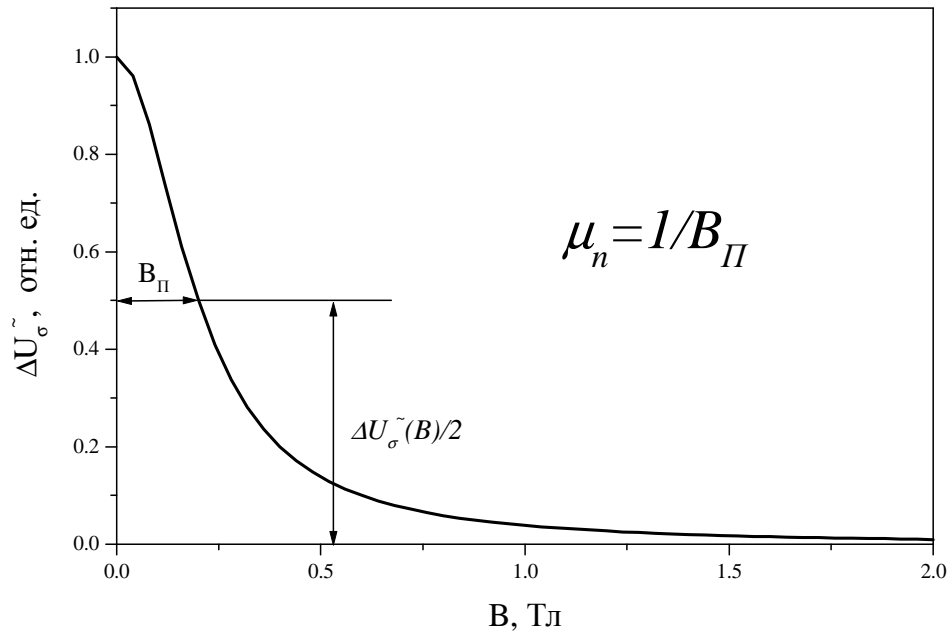
Как видно из выражения (3.17), второй член не зависит от магнитного поля. Поэтому оба члена можно анализировать отдельно. Запишем первое слагаемое, зависящее от магнитного поля:

$$\Delta U_\sigma^\sim(B) = \frac{c \cdot I}{w \cdot d} \cdot \frac{\Delta n}{e} \frac{-\mu_n}{p_0^2 \mu_p^2 (1 + \mu_n^2 B^2)} = \frac{\Delta U_\sigma^\sim(0)}{(1 + \mu_n^2 B^2)}. \quad (3.18)$$

Составляющая  $\Delta U_\sigma^\sim(B)$  обусловлена высокоподвижными неосновными электронами. Она имеет сильную зависимость от магнитного поля, уменьшающего эффективную подвижность носителей заряда в направлении тянущего поля  $E_x$ . По магнитолевой зависимости сигнала  $\Delta U_\sigma^\sim(B)$ , которая описывается выражением (3.18), можно определить подвижность. Для этого необходимо измерить величину магнитной индукции  $B_{II}$  (Тл), соответствующую уровню сигнала  $\Delta U_\sigma^\sim(0)/2$  (см. рис. 3.3). При этом значении индукции магнитного поля выполняется условие  $1 + \mu_n^2 B_{II}^2 = 2$ , откуда получается формула для подвижности:

$$\mu_n = 1/B_{II} \quad (\text{м}^2/(\text{В} \times \text{с})). \quad (3.19)$$

Погрешность определения подвижности складывается из четырех составляющих: погрешности определения величины магнитной индукции  $B_{II}$ , погрешности определения



**Рис. 3.3.** Иллюстрация к методу нахождения подвижности неосновных электронов. Постоянная составляющая ФП в геометрии Фарадея не показана.  $B_{\Pi}$  – значение индукции магнитного поля, при которой переменная составляющая ФП  $\Delta U_{\sigma}^{\sim}(B)$  уменьшается вдвое

половины сигнала ФП  $\Delta U_{\sigma}^{\sim}(B)/\Delta U_{\sigma}^{\sim}(0)=1/2$ , погрешности, возникающей вследствие нарушения условия  $n_0 \ll p_0$ , и присутствия в образце более двух типов носителей.

Погрешность, связанная с неточностью определения величины магнитной индукции  $B_{\Pi}$ , равна:

$$\Delta\mu_n = \frac{1}{B_{\Pi}^2} \Delta B_{\Pi}. \quad (3.20)$$

Так как при значении индукции магнитного поля, равной  $B_{\Pi}$ , выполняется соотношение  $\mu_n B_{\Pi} = 1$ , то выражение (3.20) перепишется в виде:

$$\frac{\Delta\mu_n}{\mu_n} = \frac{1}{\mu_n B_{\Pi}} \cdot \frac{\Delta B_{\Pi}}{B_{\Pi}} = \frac{\Delta B_{\Pi}}{B_{\Pi}}. \quad (3.21)$$

То есть относительная погрешность в определении подвижности равняется относительной погрешности в определении магнитного поля.

Для определения погрешности, вызванной ошибкой в определении половины сигнала фотопроводимости  $\Delta U_{\sigma}^{\sim}(B)/\Delta U_{\sigma}^{\sim}(0)=1/2$ , возьмем дифференциалы от левой и правой частей формулы (3.18):

$$\delta(\Delta U_{\sigma}^{\sim}(B)) = \frac{\Delta U_{\sigma}^{\sim}(0)}{(1 + \mu_n^2 B^2)^2} \cdot 2\mu_n B^2 \Delta\mu_n. \quad (3.22)$$

Перепишем выражение (3.22) в более удобной для анализа форме:

$$\frac{\Delta U_{\sigma}^{\sim}(B)}{\Delta U_{\sigma}^{\sim}(0)} \cdot \frac{\delta(\Delta U_{\sigma}^{\sim}(B))}{\Delta U_{\sigma}^{\sim}(B)} = \frac{2\mu_n^2 B^2}{(1 + \mu_n^2 B^2)^2} \cdot \frac{\Delta\mu_n}{\mu_n}. \quad (3.23)$$

Если значение индукции магнитного поля таково, что выполняются условия  $\mu_n B_{\Pi} = 1$  и  $\Delta U_{\sigma}^{\sim}(B_{\Pi})/\Delta U_{\sigma}^{\sim}(0)=1/2$ , относительная погрешность в определении  $\mu_n$  равна:

$$\frac{\Delta\mu_n}{\mu_n} = \frac{\delta(\Delta U_{\sigma}^{\sim}(B_{\Pi}))}{\Delta U_{\sigma}^{\sim}(B_{\Pi})}. \quad (3.24)$$

Относительная погрешность определения подвижности в этом случае также равна относительной погрешности в определении половины сигнала ФП  $\Delta U_{\sigma}^{\sim}(B_H)/\Delta U_{\sigma}^{\sim}(0)=1/2$ .

При выводе выражений, описывающих изменение проводимости образца в магнитном поле  $\Delta\sigma(B)$  и измеряемого продольного напряжения  $\Delta U_{\sigma}(B)$  при освещении, мы считали, что в образце существуют только два типа носителей заряда – электроны и тяжелые дырки. Как известно из работ [61,62,113], наряду с тяжелыми дырками в КРТ присутствуют легкие дырки.

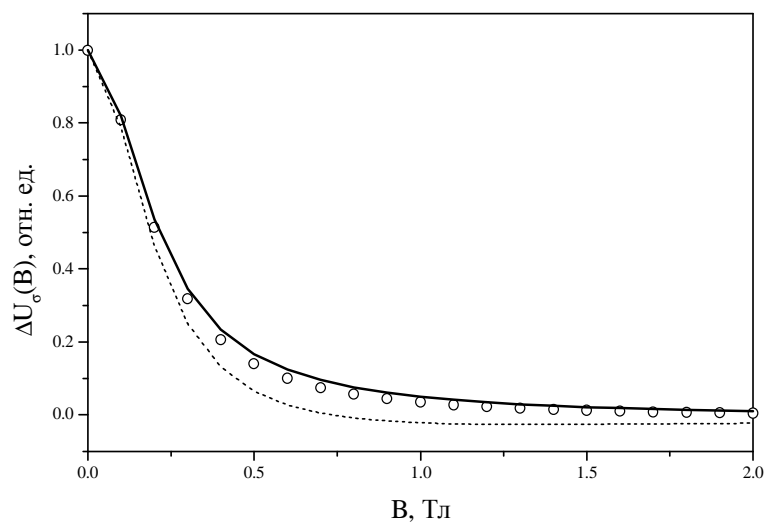
Проанализировать влияние легких дырок на ФП можно численно, используя выражения для компонент тензора проводимости в случае трех типов носителей заряда [107]:

$$\sigma_{xx}(B) = \sum_{i=1}^3 \frac{e \cdot n_i \cdot \mu_i}{1 + \mu_i^2 \cdot B^2} \quad \text{и} \quad \sigma_{xy}(B) = \sum_{i=1}^3 \frac{S_i \cdot e \cdot n_i \cdot \mu_i^2 \cdot B}{1 + \mu_i^2 \cdot B^2}, \quad (3.25)$$

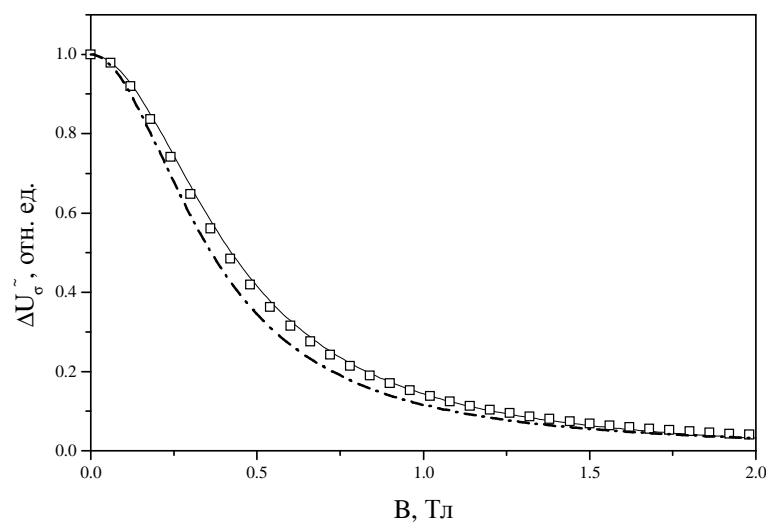
где  $S_i$  равно +1 для дырок и -1 для электронов. Используя выражения (3.3) и (3.25), рассчитаем влияние легких дырок на ФП в геометрии Фарадея. Так как вклад зоны легких дырок в коэффициент поглощения составляет 25% [35], то можно положить концентрацию неравновесных легких дырок равной:  $\Delta p_{lp} = 0.25 \Delta p_0$ , где  $p_0$  – концентрация тяжелых дырок. На рис. 3.4 приведены результаты расчета для следующих параметров:  $T=77$  К,  $x=0.22$ ,  $p_0=1 \times 10^{22}$  м<sup>-3</sup>,  $\mu_p=0.03$  м<sup>2</sup>/(В×с),  $\mu_p \approx 20 \times \mu_p = 1.5$  м<sup>2</sup>/(В×с),  $\mu_n=5.0$  м<sup>2</sup>/(В×с). Точками показаны значения ФП без учета легких дырок, сплошная линия – при концентрации легких дырок  $p_{lp}=5 \times 10^{18}$  м<sup>-3</sup>, что соответствует данным работ [61,62,113], а пунктирная линия – при  $p_{lp}=1 \times 10^{20}$  м<sup>-3</sup>, что значительно превышает наблюдаемые в эксперименте значения.

Как видно из рис. 3.4, легкие дырки с концентрацией, близкой к экспериментально измеренной, не оказывают влияния на ФП.





**Рис. 3.4.** Влияние легких дырок на ФП в геометрии Фарадея. Символы – без учета легких дырок, сплошная линия – при концентрации легких дырок  $p_{lp}=5 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$ , пунктирная – при концентрации легких дырок  $p_{lp}=1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$



**Рис. 3.5.** Зависимости  $\Delta U_{\sigma}^{\sim}(B)$  от магнитного поля при нарушении условия  $n_0 \ll p_0$ . Сплошная кривая рассчитана с использованием выражения (3.3), пунктирная – по формуле (3.18) для одинаковых значений подвижности электронов ( $\mu_n=2.8 \text{ м}^2/(\text{В} \times \text{с})$ ); символы обозначают точки, рассчитанные по формуле (3.18) для подвижности  $\mu_n=2.5 \text{ м}^2/(\text{В} \times \text{с})$

Рассмотрим влияние нарушения условия  $n_0 \ll p_0$  на погрешность определения подвижности. Для этого рассчитаем температурную зависимость погрешности с использованием выражения (3.3), где проводимость в магнитном поле равна:

$$\sigma(B) = \frac{\sigma_{xx}^2(B) + \sigma_{xy}^2(B)}{\sigma_{xx}(B)}, \quad (3.26)$$

где продольная  $\sigma_{xx}$  и поперечная  $\sigma_{xy}$  компоненты тензора проводимости рассчитываются по выражениям (3.25) для двух типов носителей: электронов и тяжелых дырок. Расчет проводился при следующих предположениях:

- Мольное содержание кадмия:  $x=0.21$ ;
- Концентрация тяжелых дырок:  $p_0 = 2 \times 10^{22} \text{ м}^{-3}$ ;
- Концентрация электронов:  $n_0 = n_i(x, T)^2 / p \text{ м}^{-3}$ ;
- Подвижность электронов:  $\mu_n^{in} = 5.7(T/77)^{-1.5} \text{ м}^2/(\text{В}\times\text{с})$ ;
- Подвижность дырок:  $\mu_p = \mu_n / 100 \text{ м}^2/(\text{В}\times\text{с})$ .

Погрешность будем рассчитывать следующим способом. Используя заданные значения концентрации и подвижности электронов и дырок, по общим формулам (3.3) и (3.26) рассчитаем магнитополевою зависимость ФП. Измерив полуширину рассчитанной магнитополевой зависимости  $\Delta U_{\sigma}(B)$  на её полувывоте, определим предложенным методом по формуле (3.19) значение подвижности  $\mu_n^{out}$ . Относительную погрешность для разных температур будем рассчитывать, сравнивая полученную таким способом подвижность  $\mu_n^{out}$  с заданным значением подвижности  $\mu_n^{in}$ . Результаты расчета приведены в таблице 3.1:

**Таблица 3.1.** Погрешность вследствие нарушения условия  $n_0 \ll p_0$ .

| Т, К | $\mu_n^{in}$ ,<br>м <sup>2</sup> /(В×с) | $\mu_n^{out}$ ,<br>м <sup>2</sup> /(В×с) | Относительная<br>погрешность, % |
|------|---|--|---------------------------------|
| 77   | 5.7                                     | 5.74                                     | 0.63                            |
| 100  | 3.9                                     | 3.8                                      | 0.71                            |
| 125  | 2.8                                     | 2.4                                      | 14.0                            |

Как видно из таблицы 3.1, погрешность имеет сильную зависимость от температуры.

При температурах 77 ÷ 100 К она мала (менее одного процента), при возрастании температуры до 125 К она увеличивается до 14 %.

Как видно из рис. 3.5, магнитополевая зависимость  $\Delta U_{\sigma}^{-}(B)$ , рассчитанная численно с использованием выражения (3.3), хорошо описывается формулой (3.18), но при другом значении подвижности (2.5 м<sup>2</sup>/В×с вместо 2.8 м<sup>2</sup>/В×с). Вследствие этого и возникает погрешность в определении подвижности по соотношению (3.19).

Погрешность имеет систематический характер и приводит к уменьшению измеряемой подвижности электронов.

В параграфе показано, что сигнал ФП в геометрии Фарадея имеет две компоненты: электронную, зависящую от магнитного поля,  $\Delta U_{\sigma}^{-}(B)$  и постоянную  $\Delta U_{\sigma}^{const}$ . Изложен метод определения подвижности неосновных электронов по электронной компоненте  $\Delta U_{\sigma}^{-}(B)$ .

### **§3.4. Анализ экспериментальных результатов исследования ФП в геометрии Фарадея при низких температурах**

В параграфе приводятся экспериментальные результаты исследования ФП в магнитном поле в геометрии Фарадея. Проводится анализ температурных зависимостей подвижности электронов в плёнках КРТ р-типа проводимости с  $x=0.210 \div 0.223$ , выращенным методом

МЛЭ. Сравниваются значения подвижности электронов, полученных предложенным методом и методом «спектр подвижности».

Параметры исследуемых образцов приведены в таблице 3.2.

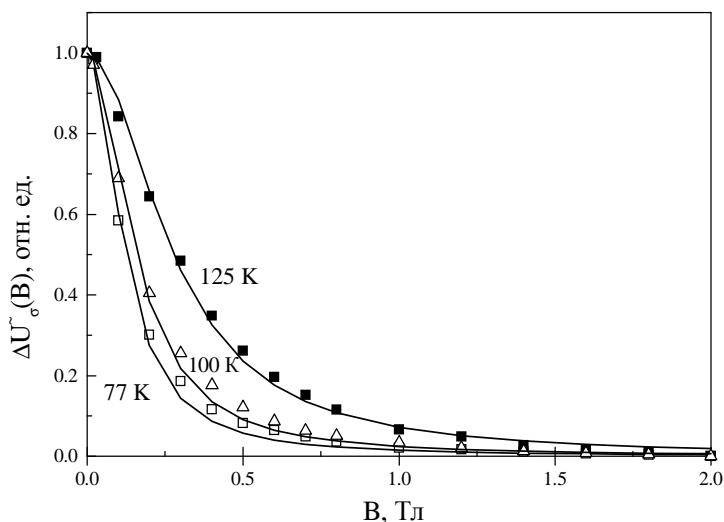
**Таблица 3.2.** Параметры исследуемых образцов КРТ.

| №        | x     | d, мкм | $\rho_0, \text{м}^{-3}$ | $\mu_p, \text{м}^2/(\text{В}\times\text{с})$ |
|----------|-------|--------|-------------------------|--|
| 971124   | 0,220 | 7.7    | $9.4\times 10^{21}$     | 0.036  |
| 001123   | 0,215 | 7.1    | $6.3\times 10^{22}$     | 0.026  |
| 010629-1 | 0,210 | 9.5    | $2.3\times 10^{22}$     | 0.032  |
| 020528   | 0,223 | 8.75   | $1.3\times 10^{22}$     | 0.040  |

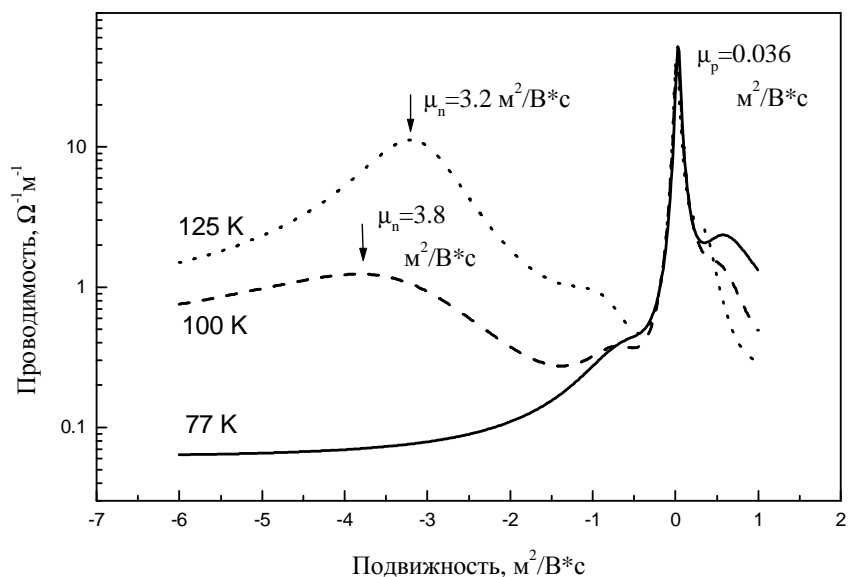
На рис. 3.6 приведены измеренные магнитопольные зависимости сигнала ФП в геометрии Фарадея для образца 010629-1 при температурах 77 К ( $\square$ ), 100 К ( $\Delta$ ), и 125 К ( $\blacksquare$ ). Постоянная составляющая ФП на рис. 3.5 не показана. Подвижность электронов определена по формуле (3.19) и составляет  $\mu_n=8.1 \text{ м}^2/(\text{В}\times\text{с})$  для 77 К,  $\mu_n=6.3 \text{ м}^2/(\text{В}\times\text{с})$  для 100 К,  $\mu_n=3.6 \text{ м}^2/(\text{В}\times\text{с})$  для 125 К. Сплошными линиями проведены теоретические кривые, построенные по формуле (3.18).

Как видно из рис. 3.6, при температурах 77 К ÷ 125 К, выражение (3.18) хорошо описывает экспериментальные данные. По сравнению с температурой 77 К, сигнал ФП для T=125 К убывает медленнее с ростом магнитного поля вследствие уменьшения подвижности электронов.

При температурах 100 ÷ 130 К в образцах p-типа x=0.22 концентрация электронов возрастает на 2÷3 порядка по сравнению с концентрацией при температуре, близкой к температуре кипения жидкого азота. Знак коэффициента Холла в слабых для электронов магнитных полях становится при этом отрицательным. Поэтому параметры основных и



**Рис. 3.6.** Магнитопольевые зависимости ФП в геометрии Фарадея для образца 010629-1 для температур 77, 100 и 125 К. Символы ■, Δ, □ - экспериментальные данные, сплошные линии расчёт по выражению (3.18). Подвижность электронов  $\mu_n=8.1 \text{ м}^2/(\text{В}\times\text{с})$  для 77 К,  $\mu_n=6.3 \text{ м}^2/(\text{В}\times\text{с})$  для 100 К,  $\mu_n=3.6 \text{ м}^2/(\text{В}\times\text{с})$  для 125 К



**Рис. 3.7.** Спектры подвижности для образца 971124. Стрелочками показаны положения максимумов на спектрах подвижности для соответствующей температуры, возле стрелочек поставлены значения подвижности электронов, определённые по измерениям ФП

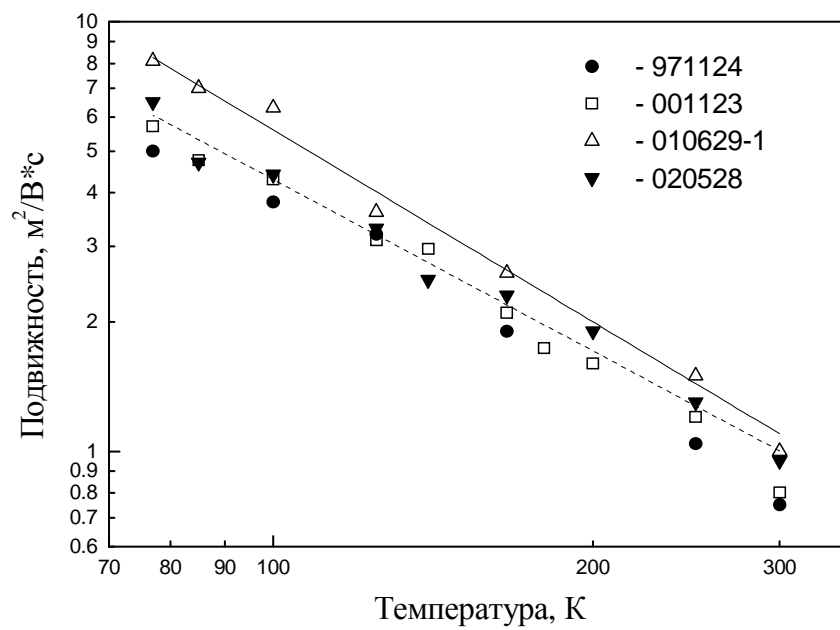
неосновных равновесных носителей заряда можно определить с помощью метода «спектр подвижности». Для образца 971124 было проведено сравнение подвижности электронов, определенной разными методами. На рис.3.7 приведены спектры подвижности для этого образца. По оси абсцисс откладывается значение подвижности носителей, по оси ординат – их проводимость. Носители заряда проявляются на спектре в виде пиков. Подвижность носителей определяется по положению пика, а концентрация – по его высоте. Подвижность электронов считается отрицательной, подвижность дырок – положительной. На рис. 3.7 наибольший пик в области малых положительных значений подвижностей отвечает основным носителям - тяжелым дыркам. Для температур 100 К и 125 К положения электронных пиков показаны стрелочками. Для температуры 77 К на спектре подвижности нет электронного пика, так как их концентрация слишком мала для этого метода.

В табл. 3.3 представлены значения подвижности электронов для всех исследованных образцов при температурах 100 К и 125 К, определенные по измерениям ФП ( $\mu_n^{pc}$ ) и «спектра подвижности» ( $\mu_n$ ).

**Таблица 3.3.** Значения подвижности электронов.

| №        | 100 К  |   | 125 К  |   |
|----------|--|---|--|---|
|          | $\mu_n, \text{м}^2/(\text{В}\times\text{с})$ | $\mu_n^{pc}, \text{м}^2/(\text{В}\times\text{с})$ | $\mu_n, \text{м}^2/(\text{В}\times\text{с})$ | $\mu_n^{pc}, \text{м}^2/(\text{В}\times\text{с})$ |
| 971124   | 3.8  | 3.7   | 3.2  | 3.1   |
| 001123   | -  | 4.3   | 3.1  | 3.2   |
| 010629-1 | -  | 6.3   | 4.2  | 3.7   |
| 020528   | -  | 4.4   | 3.0  | 3.3   |

Как видно из рис.3.6 и табл. 3.3, результаты, полученные разными методами, хорошо согласуются между собой, то есть подвижности неосновных неравновесных носителей заряда совпадают с подвижностью равновесных. Это объясняется тем, что при температурах выше 77 К в КРТ преобладает решеточное рассеяние [75] и фотовозбужденные электроны за



**Рис. 3.8.** Температурные зависимости подвижности неосновных электронов. Непрерывная кривая построена по закону  $T^{-1.5}$  для образца 010629-1, а пунктирная – по закону  $T^{-1.3}$  для образца 020528

короткое время порядка  $5 \times 10^{-11}$  с (по сравнению со временем жизни) теряют избыточную энергию и становятся неотличимыми по своим свойствам от равновесных электронов.

На рис. 3.8 приведены температурные зависимости подвижности электронов. В области температур  $77 \div 125$  К подвижность определялась из измерений сигнала ФП, а при температурах  $140 \div 300$  К – с помощью «спектра подвижности».

Как известно [114], при решеточном рассеянии подвижность зависит от температуры по закону  $T^{-m}$ , где  $m$  для неосновных электронов в р-КРТ лежит в диапазоне от 1.5 до 2 [115]. Для исследованных образцов были построены графики, описывающие зависимость подвижности от температуры. Подвижность электронов для образца 010629-1 зависит от температуры как  $\mu_e \sim T^{-1.5}$  (непрерывная линия на рис. 3.8), а для трех других образцов – как  $\mu_e \sim T^{-1.3}$  (пунктирная линия на рис. 3.8, построенная для образца 020528). Выход показателя степени  $m$  за границы диапазона, приведенного в [115], обусловлен по-видимому тем, что аппроксимация температурной зависимости проводилась в широкой области температур  $77 \div 300$  К. При температурах, близких к 77 К на подвижность начинает оказывать влияние рассеяние на ионизированных примесях, которое зависит от температуры как  $\approx T^{3/2}$ . Как следует из правила Матиссена [114], это приведет к снижению суммарного значения  $m$ . Поэтому точность аппроксимации при высоких температурах (порядка 300 К) понизится, что и наблюдается на рис. 3.8.

Таким образом, в параграфе показано применение метода ФП в геометрии Фарадея для определения подвижности неосновных электронов в плёнках МЛЭ КРТ р-типа проводимости, с мольным содержанием кадмия  $0.210 \div 223$  в интервале температур  $77 \div 300$  К. Для исследованных образцов подвижность при температуре 77 К лежит в диапазоне  $5 \div 8$  м<sup>2</sup>/(В×с). Температурная зависимость подвижности описывается как  $T^{-m}$ , где  $m = 1.3 \div 1.5$ . В области температур  $100 \div 125$  К подвижность равновесных электронов, определенная методом спектра



подвижности, совпадают с подвижностью неравновесных электронов, определенная по измерениям ФП.

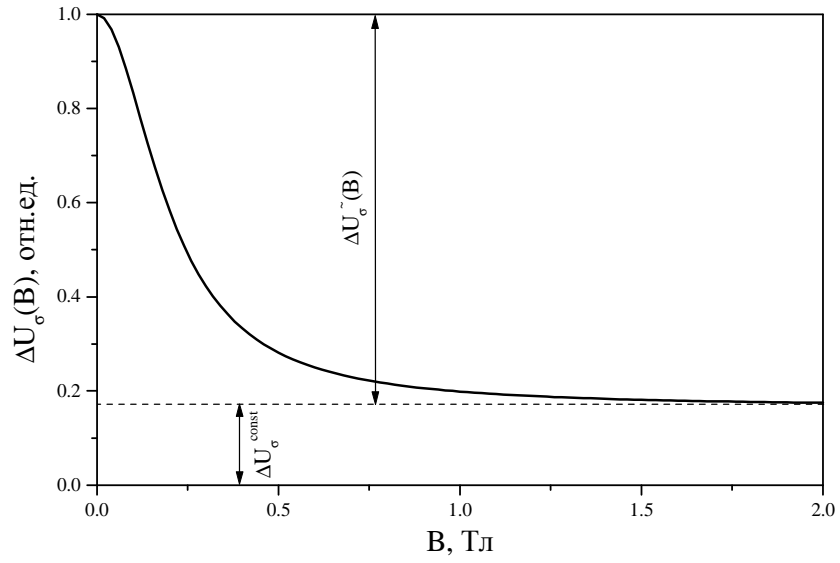
### §3.5. Влияние рекомбинационных центров на ФП в геометрии Фарадея

В параграфе рассматривается физический смысл постоянной составляющей сигнала ФП  $\Delta U_{\sigma}^{const}$ , приводятся выражения для определения коэффициента пропорциональности между концентрациями неравновесных электронов на ловушках и в зоне проводимости  $K$  по величине этой составляющей. Предложен метод для определения концентрации рекомбинационных центров в р-КРТ.

Как было отмечено в §3.2, ФП при низких температурах может иметь составляющую, независимую от магнитного поля (см. выражение (3.17)). Для случая большой концентрации рекомбинационных центров уравнение электронейтральности записывается в виде (3.12), причем коэффициент пропорциональности между концентрациями неравновесных электронов на ловушках и в зоне проводимости много больше единицы:  $K \gg 1$ .

Следовательно, концентрация неравновесных дырок будет существенно превосходить концентрацию неравновесных электронов:  $\Delta p \gg \Delta n$ . Поэтому, несмотря на малую подвижность ( $\mu_n/\mu_p \sim 100$ ), тяжелые дырки дают заметный вклад в ФП. Так как используемое в экспериментах магнитное поле является слабым для тяжелых дырок:  $\mu_p B \ll 1$ , то величина этого вклада не зависит от  $B$ .

На рис. 3.9 приведена теоретическая магнитополевая зависимость ФП в геометрии Фарадея, рассчитанная для следующих параметров:  $\mu_n = 5 \text{ м}^2/(\text{В} \times \text{с})$ ,  $\mu_p = 0.05 \text{ м}^2/(\text{В} \times \text{с})$ ,  $K = 20$ . Как видно из рис. 3.8, для индукции магнитного поля  $\approx 1.5 \text{ Тл}$  сигнал ФП выходит на насыщение. Поэтому можно считать, что величина постоянной составляющей совпадает с величиной сигнала ФП при максимальном магнитном поле ( $B_{\max} = 2 \text{ Тл}$ ):  $\Delta U_{\sigma}^{const} = \Delta U_{\sigma}(2)$ .



**Рис. 3.9.** Теоретическая магнитолевая зависимость сигнала ФП в геометрии Фарадея, рассчитанная по формуле (3.15) при следующих значениях параметров:  $\mu_n=5 \text{ м}^2/(\text{В}\times\text{с})$ ,

$$\mu_p=0.05 \text{ м}^2/(\text{В}\times\text{с}), K=20$$

Получим выражение для определения значения коэффициента пропорциональности по измеренной величине постоянной составляющей ФП. Для этого рассмотрим значение ФП при  $V=0$  и максимальном поле ( $B_{\max} = 2$  Тл) . Пользуясь формулой (3.18), получим:

$$\begin{cases} \Delta U_{\sigma}(0) = -\frac{c}{d \cdot w} \cdot \frac{I}{e} \cdot \frac{\mu_n \cdot \Delta n}{\mu_p^2 \cdot p_0^2} - \frac{c}{d \cdot w} \cdot \frac{I}{e} \cdot \frac{K \cdot \Delta n}{\mu_p \cdot p_0^2}, \\ \Delta U_{\sigma}(2) = -\frac{c}{d \cdot w} \cdot \frac{I}{e} \cdot \frac{K \cdot \Delta n}{\mu_p \cdot p_0^2}. \end{cases} \quad (3.27)$$

Разделив первое уравнение на второе, получим:

$$\frac{\Delta U_{\sigma}(0)}{\Delta U_{\sigma}(2)} = \frac{\mu_n}{\mu_p} \cdot \frac{1}{K} + 1. \quad (3.28)$$

Отсюда находим коэффициент пропорциональности  $K$ :

$$K = \frac{\mu_n}{\mu_p} \cdot \frac{1}{\Delta U_{\sigma}(0)/\Delta U_{\sigma}(2) - 1}. \quad (3.29)$$

Вычислив значение коэффициента пропорциональности  $K$ , можно определить концентрацию глубоких центров  $N_t$  и отношение времен жизни основных и неосновных носителей заряда  $\tau_p/\tau_n$  в КРТ р-типа. Используя выражения (3.11) и (3.14), получим:

$$N_t = \frac{p_0 + (C_n/C_p)N_1}{(C_n/C_p)} K = \frac{p_0 + (C_n/C_p)N_1}{(C_n/C_p)} \cdot \frac{\mu_n}{\mu_p} \cdot \frac{1}{\Delta U_{\sigma}(0)/\Delta U_{\sigma}^{const} - 1}, \quad (3.30)$$

$$\frac{\tau_p}{\tau_n} = \frac{\mu_n}{\mu_p} \cdot \frac{1}{\Delta U_{\sigma}(0)/\Delta U_{\sigma}(2) - 1} + 1. \quad (3.31)$$

Концентрация глубоких центров для узкозонных растворов КРТ р-типа является важным параметром, ограничивающим время жизни носителей заряда при азотных температурах. Отношение времён жизни основных и неосновных носителей заряда может выступать мерой влияния глубоких центров на время жизни, так как это отношение велико при большой концентрации глубоких центров и стремится к единице при её уменьшении.

Основным методом измерения параметров глубоких центров является метод релаксационной спектроскопии глубоких уровней [116]. Однако для КРТ с  $x \approx 0.22$  применение этого метода затруднено следующими причинами: во-первых, малая ширина запрещённой зоны требует использования гелиевых температур; во-вторых, трудно изготовить р-п переход на этом материале, который не имел бы туннельного пробоя при низких температурах.

В работе [112] был предложен метод определения концентрации рекомбинационных центров в КРТ, основанный на измерении стационарного и релаксационного времени жизни носителей заряда на одном и том же образце. Использовался единственный неоднозначный параметр - отношение коэффициентов захвата на рекомбинационные центры  $C_n/C_p$ , значение которого выбиралось в диапазоне  $10 \div 100$ .

В предлагаемом нами методе определения концентрации глубоких центров также используется параметр  $C_n/C_p$ . Однако, этот метод более прост, чем развитый в работе [112], так как измеряется только магнитополевая зависимость стационарной фотопроводимости. Релаксацию фотопроводимости при этом измерять не надо.

Таким образом, измерение постоянной составляющей сигнала ФП в геометрии Фарадея позволяет определить как отношение времен жизни неравновесных дырок и электронов, так и концентрацию рекомбинационных центров. При определении концентрации рекомбинационных центров используется единственный неоднозначный параметр - отношение коэффициентов захвата на рекомбинационные центры  $C_n/C_p$ . Как показано далее в главе 4, значение отношения коэффициентов захвата находилось в диапазоне  $10^3 \div 10^4$ . Следует заметить, что по сравнению с известными методами определения концентрации рекомбинационных центров предлагаемый метод более прост в реализации.

### §3.6. Определение параметров глубоких центров в МЛЭ КРТ

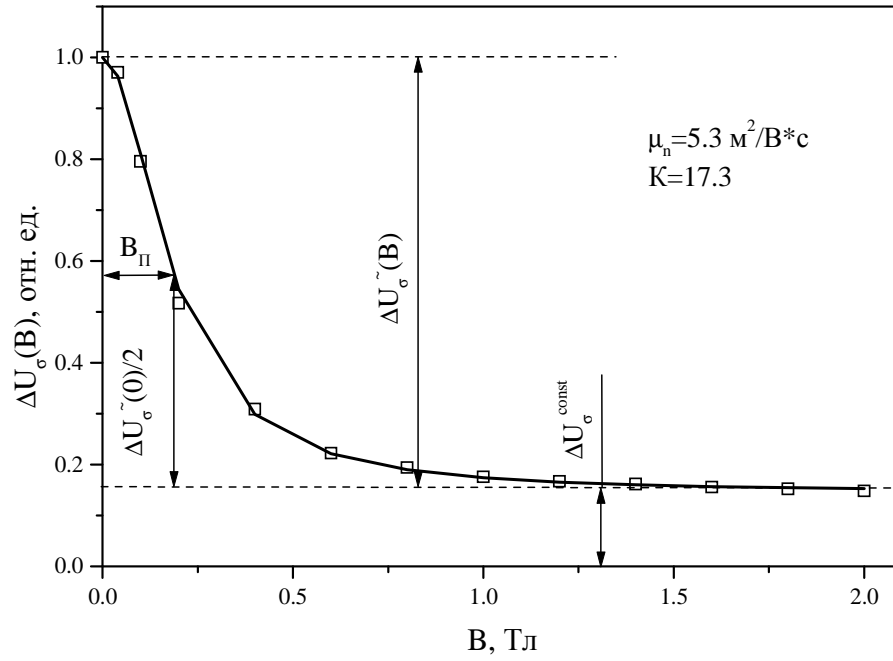
В параграфе описывается метод определения концентрации глубоких центров в КРТ р-типа в температурном диапазоне  $77 \div 125$  К по измерениям постоянной составляющей ФП в геометрии Фарадея.

На рис. 3.10 приведена магнитополевая зависимость ФП в геометрии Фарадея для образца №030304\_5 (символы – экспериментальные данные). Мольное содержание кадмия в образце  $x=0.224$ . Концентрация и подвижность основных носителей заряда – тяжелых дырок определялись по измерениям эффекта Холла и магнитосопротивления методами «спектра подвижности» и многозонной подгонки и были равны  $0.052 \text{ м}^2/(\text{В} \times \text{с})$  и  $5 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$ , соответственно. Подвижность неосновных электронов, определённая по переменной составляющей сигнала ФП с использованием выражения (3.16), равна  $5.3 \text{ м}^2/(\text{В} \times \text{с})$ . Коэффициент  $K$  определялся по формуле (3.29) и равен 17.3.

Как видно из рис. 3.10, вклад постоянной составляющей  $\Delta U_{\sigma}^{const}$  в общий сигнал ФП примерно равен 15%. Следовательно, если измерить на этом образце время жизни носителей заряда методом стационарной фотопроводимости, пренебрегая вкладом тяжелых дырок в ФП, то полученное значение будет завышено на 15%.

Концентрация глубоких центров для образца №030304\_5, определённая по формуле (3.30), составила  $1.7 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ .

Для проверки предложенного метода определения концентрации рекомбинационных центров, был проведён эксперимент по обработке данного образца в растворе  $\text{AgNO}_3$ . Как было показано в работах [117, 118], обработка в растворе  $\text{AgNO}_3$  с концентрацией  $10^{-3}$  Моль/л в течение 1 часа приводит к тому, что серебро проникает в КРТ на толщину более 10 мкм. Время жизни носителей заряда, измеренное по релаксации ФП методом отражения СВЧ-сигнала, увеличивается на порядок с 6 нс до 50 нс. Причина этого явления заключается в том, что диффундирующие атомы  $\text{Ag}$  заполняют вакансии ртути в КРТ. Вакансии ртути



**Рис. 3.10.** Магнитополевая зависимость сигнала ФП в геометрии Фарадея для образца №030304\_5 при 77 К. Квадраты – экспериментальные данные, сплошная линия – расчёт по формуле (3.17)

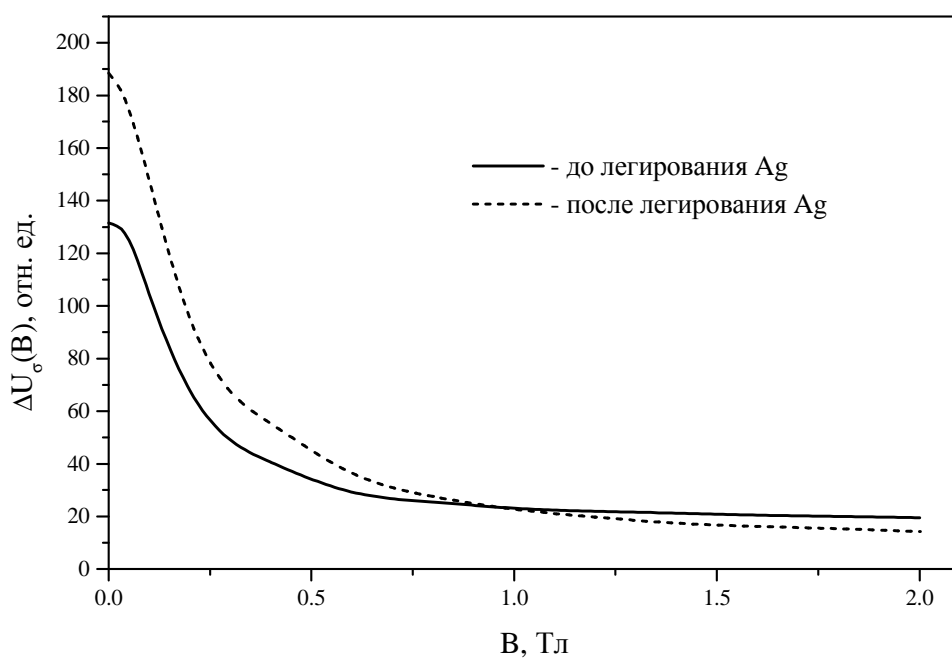
представляют собой двухзарядные акцепторы. Первый акцепторный уровень является мелким ( $E_{a1} \approx 8 \div 13$  мэВ), и именно он обеспечивает тип проводимости. Второй уровень является глубоким ( $E_{a2} \approx 50 \div 60$  мэВ), и он создает повышенную плотность рекомбинационных центров. Встроившись в решётку на место вакансий ртути, атомы Ag становятся однозарядными акцепторами с энергией ионизации  $3 \div 4$  мэВ. Вследствие этого резко уменьшается концентрация рекомбинационных центров и происходит увеличение времени жизни.

Поэтому обработка в растворе  $\text{AgNO}_3$  должна привести к изменениям как электронной, так и постоянной компонент ФП. Для проверки этого предположения были измерены магнитополевые зависимости сигнала ФП до и после легирования серебром (рис. 3.11).

Как можно видеть из рис. 3.11, после легирования серебром значение электронной составляющей сигнала ФП при отсутствии магнитного поля ( $B=0$ ) возросло в 1.6 раза. Это объясняется (при одинаковой подвижности электронов) увеличением времени жизни неосновных электронов также в 1.6 раза. Величина постоянной составляющей после легирования уменьшилась в 1.8 раза. При этом коэффициент пропорциональности  $K$ , рассчитанный по формуле (3.29), уменьшился с 17.3 до 8.7.

Для определения концентрации рекомбинационных центров необходимо знать параметры основных носителей заряда. Как следует из результатов работ [117, 118] и из наших измерений на других образцах, концентрации и подвижности как основных, так и неосновных носителей заряда после легирования серебром практически не меняются.

Поэтому для нахождения  $N_t$  можно использовать значения концентрации и подвижности дырок, измеренные до легирования. Значения концентрации рекомбинационных центров, рассчитанные по формуле (3.30), уменьшились при легировании с  $1.7 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  до  $8.7 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$ .



**Рис. 3.11.** Экспериментальные магнитополевые зависимости ФП в геометрии Фарадея для образца №030304\_5. Сплошная линия – до легирования Ag, штрих-пунктирная – после легирования Ag



Так как в КРТ при низких температурах время жизни неосновных электронов пропорционально  $1/C_n N_t$  [53], то уменьшение концентрации рекомбинационных центров в 1.9 раз согласуется с увеличением значения времени жизни электронов в 1.6 раза.

В таблице 3.4 приведены концентрации глубоких уровней, определенные предложенным методом, для исследуемых образцов р-КРТ.

**Таблица 3.4.** Концентрация рекомбинационных центров.

| Номер образца | Параметры основных носителей заряда |                      | Подвижность электронов, $m^2/(B \times c)$ | Коэффициент пропорциональности К | Концентрация глубоких центров, $m^{-3}$ |
|---------------|-------------------------------------|----------------------|--|----------------------------------|---|
|               | $\mu_p, m^2/(B \times c)$           | $p, m^{-3}$          |  |                                  |   |
| 030304_5      | 0.052                               | $5.0 \times 10^{21}$ | 5.3  | 17.3                             | $1.7 \times 10^{19}$                    |
| 030703        | 0.055                               | $7.0 \times 10^{21}$ | 5.8  | 2.5                              | $3.5 \times 10^{18}$                    |

Значения концентрации глубоких центров, приведенные в таблице 3.4, меньше на 2÷3 порядка значений  $N_t$ , приведенных в работах [112,54]. Это связано с тем, что в этих работах значений параметра  $C_n/C_p$  выбиралось в диапазоне  $10^1 \div 10^2$ , что характерно для широкозонных ( $E_g \approx 0.4$  эВ) образцов КРТ [111].

Таким образом, в параграфе представлены значения концентрации рекомбинационных центров в гетероэпитаксиальных структурах МЛЭ р-КРТ, определенные по измерениям ФП в геометрии Фарадея. Показано, что при легировании серебром концентрация рекомбинационных центров уменьшается, время жизни электронов при этом возрастает.

### §3.7. Фотопроводимость в геометрии Фарадея в условиях смешанной проводимости

В параграфе рассматривается ФП в геометрии Фарадея для плёнок МЛЭ р-КРТ при температурах, когда нельзя пренебрегать вкладом неосновных электронов в проводимость ( $> 135$  К).

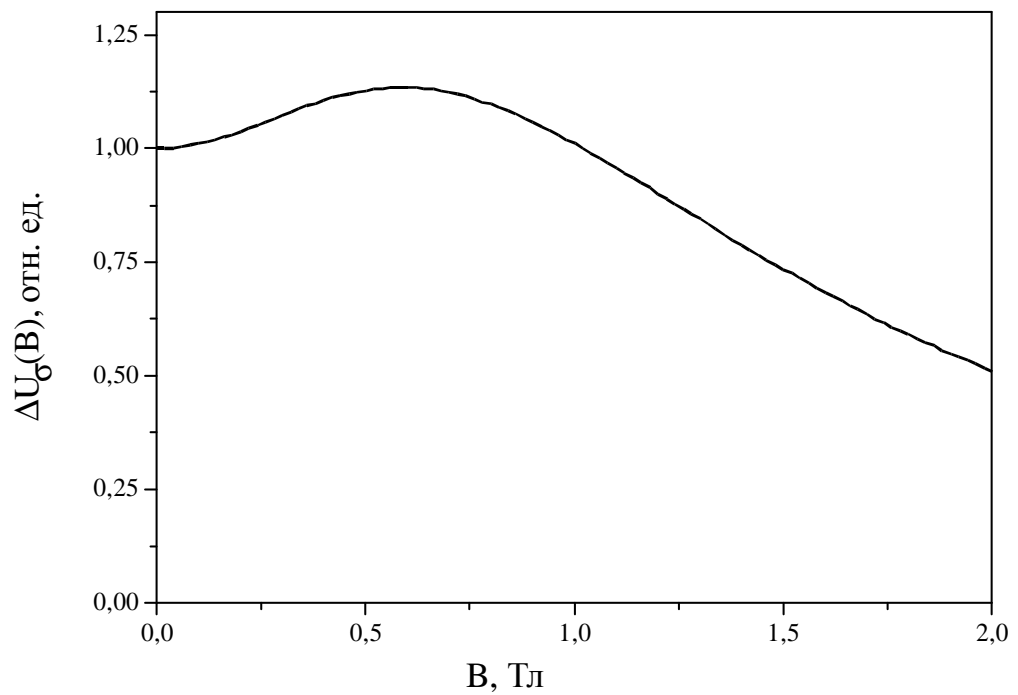
Получим выражения, описывающие поведение ФП в магнитном поле в случае смешанной проводимости. При увеличении температуры выше 77 К, роль рекомбинации Шокли-Рида в КРТ р-типа уменьшается [7]. Поэтому в области температур 135÷300 К захватом неравновесных носителей на ловушки можно пренебречь и считать, что концентрации неравновесных электронов и дырок равны:  $\Delta n = \Delta p$ . В случае малого уровня генерации неравновесных носителей заряда можно пренебречь членами порядка  $\Delta n^2$ ,  $\Delta p^2$ ,  $\Delta n \cdot \Delta p$ . Тогда выражение (3.4) для изменения проводимости образца в магнитном поле, содержащего электроны и дырки, под действием освещения запишется в виде:

$$\Delta\sigma(B) = \Delta n \left( 2e \frac{n_0\mu_n^2 + p_0\mu_p^2 + (n_0 + p_0)\mu_n\mu_p}{n_0\mu_n(1 + \mu_p^2 B^2) + p_0\mu_p(1 + \mu_n^2 B^2)} - \sigma_0(B) \frac{\mu_n(1 + \mu_p^2 B^2) + \mu_p(1 + \mu_n^2 B^2)}{n_0\mu_n(1 + \mu_p^2 B^2) + p_0\mu_p(1 + \mu_n^2 B^2)} \right), \quad (3.32)$$

где  $e$  – абсолютный заряд электрона,  $p_0$  и  $n_0$  – равновесные концентрации дырок и электронов,  $\mu_p$  и  $\mu_e$  – подвижности дырок и электронов, соответственно.

Подставляя выражение (3.32) в (3.3) и производя необходимые упрощения, получаем выражение для фотопроводимости в области высоких температур:

$$\Delta U_\sigma(B) = -\frac{c \cdot I}{w \cdot d} \cdot \frac{\Delta\sigma(B)}{\sigma^2(B)} = -\frac{c \cdot I}{w \cdot d} \cdot \frac{\Delta n}{e} \cdot \frac{\mu_n}{\left[ (n_0\mu_n + p_0\mu_p)^2 + (p_0 - n_0)^2 \mu_n^2 \mu_p^2 B^2 \right]^2} \times \\ \times \left( (n_0\mu_n + p_0\mu_p)^2 + p_0\mu_p \mu_n^2 B^2 (2n_0\mu_n + p_0\mu_p) - p_0^2 \mu_p^3 \mu_n^3 B^4 \right). \quad (3.33)$$



**Рис. 3.12.** Теоретическая кривая сигнала ФП, рассчитанная по формуле (3.33). Параметры

носителей заряда:  $\mu_n=2 \text{ м}^2/(\text{В}\times\text{с})$ ,  $n_0=1\times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ ,  $\mu_p=0.02 \text{ м}^2/(\text{В}\times\text{с})$ ,  $p_0=1\times 10^{22} \text{ м}^{-3}$

На рис. 3.12 приведена теоретическая кривая, рассчитанная по формуле (3.33) для параметров носителей заряда:  $\mu_n=2 \text{ м}^2/(\text{В}\times\text{с})$ ,  $n_0=1\times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ ,  $\mu_p=0.02 \text{ м}^2/(\text{В}\times\text{с})$ ,  $p_0=1\times 10^{22} \text{ м}^{-3}$ . В этом случае  $\sigma_n = \sigma_p$ , и, как будет показано ниже, на магнитополевой зависимости ФП заведомо будет наблюдаться особенность в виде максимума при некотором  $B \neq 0$ .

Как видно из рис. 3.12, ФП имеет максимум при  $B=0.59 \text{ Тл}$ . Значение сигнала ФП в магнитном поле пропорционально произведению  $\Delta U_\sigma \sim \Delta\sigma(B) \cdot \rho_0^2(B)$ . При увеличении магнитного поля проводимость неравновесных носителей  $\Delta\sigma(B)$  уменьшается, а удельное сопротивление  $\rho_0(B)$  равновесных носителей возрастает, так как уменьшается эффективная подвижность носителей в направлении тянущего электрического поля [107]. Наличие двух конкурирующих процессов – уменьшение  $\Delta\sigma(B)$  и увеличение  $\rho_0(B)$ , которые с разной скоростью изменяются в магнитном поле приводит к появлению максимума на магнитополевой зависимости ФП.

Положение максимума в зависимости от индукции магнитного поля  $B$  найдем из условия  $d\Delta U_\sigma/dB = 0$ . Учтя, что  $\mu_n \gg \mu_p$ , получаем:

$$B_{\max} = \pm \sqrt{\frac{1}{2p} \cdot \frac{2np\mu_n - \mu_p(p^2 + 2n^2)}{\mu_p p^3 + \mu_n n(p^2 - pn + n^2)}} \cdot \frac{\mu_p p + \mu_n n}{\mu_p \mu_n}. \quad (3.34)$$

В области температур, при которых происходит появление максимума на ФП,  $n^2 \ll p^2$ .

Тогда выражение (3.34) примет вид:

$$B_{\max} = \pm \sqrt{\frac{1}{2} \cdot \frac{2n\mu_n - \mu_p p}{\mu_p p^3 + \mu_n np(p - n)}} \cdot \frac{\mu_p p + \mu_n n}{\mu_p \mu_n}. \quad (3.35)$$

Так как разность  $2n\mu_n - \mu_p p$  должна быть положительной, то отсюда следует условие появления максимума на ФП:

$$\sigma_n \geq \frac{\sigma_p}{2}. \quad (3.36)$$

Как следует из выражения (3.35), максимумы ФП расположены симметрично относительно  $B=0$  ( $\pm B_{max}$ ).

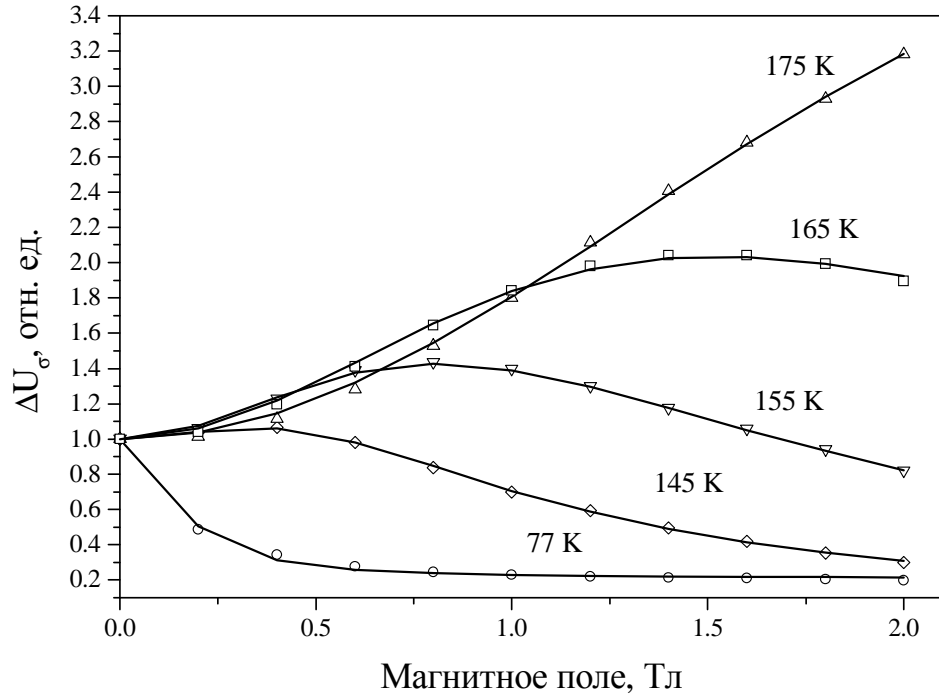
В параграфе выводится и анализируется выражение, описывающее поведение ФП в магнитном поле для плёнок МЛЭ р-КРТ в условиях смешанной проводимости ( $\sigma_n \approx \sigma_p$ ). Показано, что магнитополевая зависимость ФП существенно немонотонна. Немонотонность выражается в появлении двух симметричных по магнитному полю максимумов. Получены выражения, описывающие положение максимума и условие его появления.

### **§3.8. Анализ экспериментальных результатов ФП в геометрии Фарадея при смешанной проводимости**

Ниже проводится анализ экспериментальных результатов ФП в геометрии Фарадея на образцах р-КРТ в области температур 135÷175 К. По магнитополевым зависимостям ФП определяются параметры основных и неосновных носителей заряда. Результаты сравниваются с параметрами, полученными методом «спектра подвижности» в сочетании с многозонной подгонкой.

На рис. 3.13 приведены измеренные магнитополевые зависимости ФП в геометрии Фарадея в области температур 77 ÷ 175 К для образца КРТ 020527 с  $x=0.22$ . ФП является четной функцией магнитного поля, поэтому показаны значения для одного направления магнитного поля. Через экспериментальные точки проходят теоретические кривые, рассчитанные по формуле (3.33).

Как видно из рис. 3.13, для температуры 77 К на ФП отсутствует максимум при некотором  $B \neq 0$ . Это связано с тем, что при данной температуре  $\sigma_n \ll \sigma_p$  и сопротивление образца практически не зависит от магнитного поля. Сигнал ФП уменьшается при увеличении индукции магнитного поля, так как неравновесные электроны закручиваются



**Рис. 3.13.** Магнитопольные зависимости сигнала ФП для образца №020527 в геометрии Фарадея для температур 77 ÷ 175 К. □ - эксперимент, сплошные линии – теория

магнитным полем. При повышении температуры концентрация неосновных электронов возрастает и после выполнения условия (3.36) на магнитолевой зависимости сигнала ФП появляется максимум при некотором  $B \neq 0$ . Максимум при увеличении температуры смещается в сторону больших значений индукции магнитного поля в соответствии с формулой (3.34) (см. рис. 3.12 для  $T = 145, 155$  и  $165$  К), так как в исследуемых образцах подвижность неосновных носителей уменьшается при возрастании температуры по закону  $T^{-3/2}$ . Для температуры  $175$  К (см. рис. 3.13), положение максимума было вычислено по формуле (3.34):  $B_{max} = 2.5$  Тл. Это превышает максимальное значение магнитного поля в эксперименте (2 Тл).

Концентрация и подвижность электронов и дырок определялись из соответствия теоретических выражений (3.33) и экспериментальных данных. Использовался метод наименьших квадратов, в качестве метода оптимизации был выбран метод Хука-Дживса [110]. Значения концентраций и подвижностей для образца 020527 приведены в таблице 3.5.

Дополнительно на исследуемом образце были измерены эффект Холла и магнитосопротивление. Значения концентраций и подвижностей электронов и дырок, определенные методом «спектра подвижности» в сочетании с многозонной подгонкой, приведены в таблице 3.5.

**Таблица 3.5.** Значение концентраций и подвижностей носителей заряда для образца 020527.

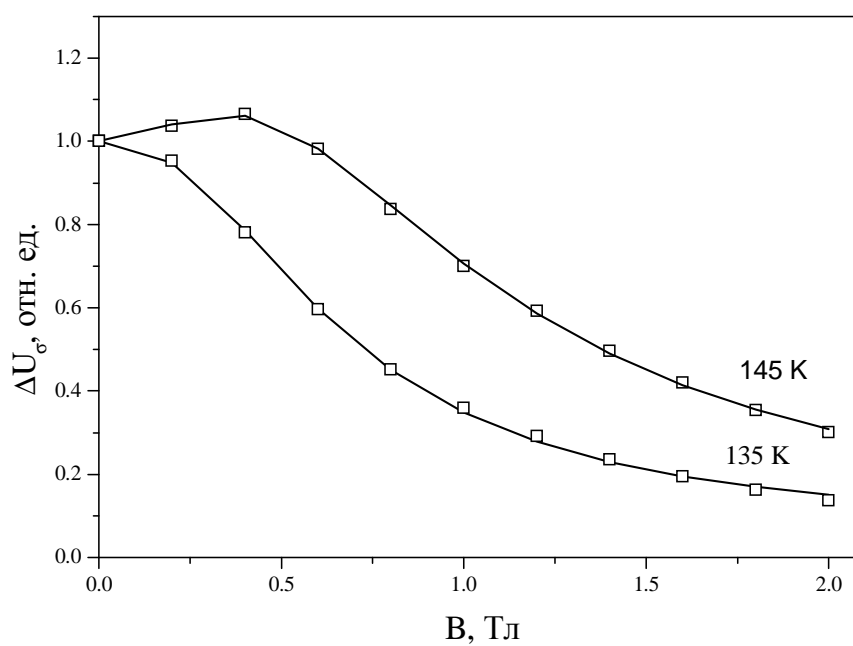
| Т, К | $\mu_n, \text{м}^2/(\text{В}\times\text{с})$ |                            | $\mu_p, \text{м}^2/(\text{В}\times\text{с})$ |                            | $n, \text{м}^{-3}$   |                            | $p, \text{м}^{-3}$   |                            |
|------|--|----------------------------|--|----------------------------|----------------------|----------------------------|----------------------|----------------------------|
|      | ФП   | Спектр<br>подвиж-<br>ности | ФП   | Спектр<br>подвиж-<br>ности | ФП                   | Спектр<br>подвиж-<br>ности | ФП                   | Спектр<br>подвижно-<br>сти |
| 77   | 6.9  | -                          | -  | 0.028                      | -                    | -                          | -                    | $7.4 \times 10^{21}$       |
| 135  | 2.8  | 2.9                        | 0.019  | 0.02                       | $1.9 \times 10^{19}$ | $1.8 \times 10^{19}$       | $8 \times 10^{21}$   | $8.1 \times 10^{21}$       |
| 145  | 2.7  | 2.8                        | 0.014  | 0.016                      | $4.5 \times 10^{19}$ | $3.5 \times 10^{19}$       | $1.3 \times 10^{22}$ | $1 \times 10^{22}$         |
| 155  | 2.5  | 2.5                        | 0.011  | 0.011                      | $7.9 \times 10^{19}$ | $8.2 \times 10^{19}$       | $1.1 \times 10^{22}$ | $1.4 \times 10^{22}$       |
| 165  | 2.2  | 2.2                        | 0.01   | 0.01                       | $2.5 \times 10^{20}$ | $1.9 \times 10^{20}$       | $1.8 \times 10^{22}$ | $1.6 \times 10^{22}$       |
| 175  | 2.0  | 1.9                        | 0.009  | 0.01                       | $4.8 \times 10^{20}$ | $3.4 \times 10^{20}$       | $2.2 \times 10^{22}$ | $1.5 \times 10^{22}$       |

Как видно из табл. 3.5, параметры носителей заряда, полученные из измерений ФП, согласуются со значениями, измеренными методом «спектра подвижности».

Как видно из рис. 3.13, кривая ФП для температуры 155 К имеет максимум при индукции магнитного поля, равной  $B=0.82$  Тл. Если воспользоваться условием появления максимума (3.36) и данными таблицы 3.5, то можно рассчитать, что максимум для данного образца появляется при температуре 140 К. На рис.3.14 показаны магнитополевые зависимости ФП для температур 135 К и 145 К. Как видно, для температуры 135 К максимума на кривой ФП нет, а для температуры 145 К наблюдается максимум при  $B=0.4$  Тл. Следовательно, условие (3.36) подтверждается экспериментально.

При дальнейшем увеличении температуры образец КРТ р-типа становится собственным:  $p \approx n \approx n_i$ . Однако тип проводимости у таких образцов однополярный (электронный) вследствие большой разницы в подвижностях электронов и дырок. Как известно, [107] в однополярном проводнике зависимость сопротивления от магнитного поля достаточно слабая.





**Рис. 3.14.** Магнитополевые зависимости сигнала ФП для образца №020527 в геометрии Фарадея для температур 135 и 145 К: □ - эксперимент, сплошные линии – теория

Подвижность электронов, определенная по измерениям эффекта Холла и магнитосопротивления, имеет значение около  $1 \text{ м}^2/(\text{В}\times\text{с})$  при температурах, близких к комнатной. В этих условиях при увеличении магнитного поля  $\Delta\sigma(B)$  уменьшается с меньшей скоростью, чем возрастает  $\rho_0^2(B)$ , поэтому магнитофотопроводимость монотонно увеличивается.

В рассмотренном параграфе проведено исследование ФП в геометрии Фарадея для образцов КРТ р-типа для смешанной проводимости. Обнаружено немонотонное поведение ФП в магнитном поле, заключающееся в появлении максимума при  $B \neq 0$  и объяснена природа этого явления. Приведенные результаты показывают, что полученные теоретические выражения хорошо описывают экспериментальные данные. Из соответствия теоретических выражений и экспериментальных данных были определены концентрации и подвижности носителей заряда. Параметры носителей заряда, полученные из измерений ФП, согласуются со значениями, измеренными методом «спектра подвижности».

### §3.9. Выводы к главе

В главе описаны исследования ФП в магнитном поле в геометрии Фарадея ( $\vec{k} \parallel \vec{B}$  и  $\vec{k} \perp \vec{E}$ ) на плёнках МЛЭ р-КРТ в области температур 77÷300 К. Рассматриваются случай низких (77÷125 К) температур, когда доминирует рекомбинация Шокли-Рида, и случай высоких (>135 К) температур, когда доминирующей является рекомбинация Оже (150÷200 К) или излучательная ( $T \approx 300$  К). Получены выражения, адекватно описывающие экспериментальные магнитополевые зависимости ФП для указанных температурных диапазонов.

Показано, что магнитополевая зависимость сигнала ФП при низких температурах имеет две компоненты: электронную, зависящую от магнитного поля  $\Delta U_{\sigma}^{\sim}(B)$  и постоянную  $\Delta U_{\sigma}^{const}$ . Составляющая  $\Delta U_{\sigma}^{\sim}(B)$  обусловлена неравновесными электронами, на основе её измерения представлен метод для определения подвижности неосновных электронов в р-КРТ и проведён расчет его погрешности. Предложенным методом проведено измерение подвижности электронов в гетероструктурах МЛЭ КРТ р-типа проводимости, с составом  $x \approx 0.210 \div 223$  в интервале температур 77 ÷ 300К. Получено, что для исследованных образцов подвижность при температуре 77 К лежит в диапазоне  $5 \div 8 \text{ м}^2/(\text{В} \times \text{с})$ . Температурная зависимость подвижности описывается законом  $T^m$ , где  $m = 1.3 \div 1.5$ .

Установлено, что постоянная составляющая  $\Delta U_{\sigma}^{const}$  обусловлена вкладом неравновесных тяжелых дырок в ФП. Несмотря на низкую подвижность ( $\mu_e/\mu_p = 100$ ), тяжелые дырки дают заметный вклад в сигнал ФП, так как при наличии большого числа рекомбинационных центров концентрация неравновесных дырок превышает концентрацию неравновесных электронов:  $\Delta p > \Delta n$ . Так как используемые в эксперименте магнитные поля являются слабыми для тяжелых дырок  $\mu_p B \ll 1$ , то величина составляющей  $\Delta U_{\sigma}^{const}$  не зависит от В.

Показано, что величина постоянной составляющей ФП в геометрии Фарадея пропорциональна концентрации рекомбинационных центров  $N_t$ . Это дает возможность определить как  $N_t$ , так и отношение времен жизни неравновесных дырок и электронов. При определении концентрации рекомбинационных центров используется единственный неоднозначный параметр - отношение коэффициентов захвата на рекомбинационные центры  $C_n/C_p$ , значение которого выбиралось равным  $10^4$ .

Предложенным методом определены концентрации рекомбинационных центров  $N_t$  в гетероструктурах МЛЭ р-КРТ с концентрацией основных носителей  $\approx 10^{22} \text{ м}^{-3}$  и  $x \approx 0.22$  при температуре 77 К. Для исследованных образцов значения  $N_t$  лежат в диапазоне  $3.5 \div 68 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$ . Обнаружено, что при легировании серебром концентрация рекомбинационных центров уменьшается, время жизни электронов при этом возрастает.

При температурах, когда нельзя пренебрегать вкладом неосновных электронов в проводимость ( $\sigma_n \approx \sigma_p$ ), магнитополевая зависимость ФП немонотонна. Немонотонность выражается в появлении максимума при  $B \neq 0$ . Причиной появления максимума является то, что проводимость неравновесных носителей  $\Delta\sigma(B)$  уменьшается, а удельное сопротивление  $\rho_0(B)$  равновесных носителей возрастает в магнитном поле, так как оно уменьшает эффективную подвижность носителей в направлении тянущего электрического поля. Наличие двух конкурирующих процессов – уменьшение  $\Delta\sigma(B)$  и увеличение  $\rho_0(B)$ , которые с разной скоростью изменяются в магнитном поле, и приводят к появлению максимума на ФП.

Приведенные результаты показывают, что полученные теоретические выражения хорошо описывают экспериментальные данные. Из соответствия теоретических выражений и экспериментальных данных были определены концентрации и подвижности носителей заряда. Параметры носителей заряда, полученные из измерений ФП, согласуются со значениями, измеренными методом «спектра подвижности».

## Глава 4. Фотопроводимость в магнитном поле в геометрии Фойгта и фотомагнитный эффект

В данной главе излагаются результаты исследования ФП в геометрии Фойгта и ФМЭ в плёнках МЛЭ р-КРТ с варизонными приграничными областями в диапазоне температур  $77 \div 125$  К.

В первом параграфе рассматривается поведение фотогенерированного неравновесного электронно-дырочного газа в плёнках МЛЭ р-КРТ с варизонными приграничными областями, помещённых в скрещенные стационарные электрическое и магнитное поля. Предлагается для такой плёнки модель, позволяющая описать аналитическими выражениями зависимость профиля концентрации неравновесных электронов от приложенных электрического и магнитного полей.

Анализируются выражения, описывающие магнитополевые зависимости ФП в геометрии Фойгта и ФМЭ на плёнках МЛЭ р-КРТ с варизонными приграничными областями. Обсуждается вопрос о влиянии концентрации рекомбинационных центров на ФП и ФМЭ.

В третьем параграфе приводятся результаты исследования ФП и ФМЭ в плёнках МЛЭ р-КРТ с варизонными приграничными областями при температуре  $77$  К, а также вычисленные рекомбинационно-диффузионные параметры таких плёнок (время жизни и подвижность электронов, эффективные скорости поверхностной рекомбинации на границах варизонных слоёв).

Затем анализируются температурные зависимости ФП и ФМЭ в интервале  $77 \div 125$  К. Для указанного диапазона приводятся значения эффективных скоростей поверхностной рекомбинации и объёмного времени жизни. По температурным зависимостям объёмного времени жизни определяются параметры рекомбинационных центров: энергия залегания уровня, концентрация, коэффициенты захвата электронов и дырок.

#### §4.1. Поведение неравновесного электронно-дырочного газа в скрещенных электрическом и магнитном полях в плёнках МЛЭ р-КРТ с варизонными приграничными областями

В данном параграфе проводится решение системы дифференциальных уравнений, описывающих поведение неравновесного электронно-дырочного газа в скрещенных электрическом и магнитном полях в плёнках МЛЭ КРТ с варизонными приграничными областями. Также делаются некоторые допущения, необходимые для получения аналитических выражений.

Рассмотрим плёнку МЛЭ КРТ р-типа с варизонными приграничными областями, профиль содержания кадмия  $x_{cd}$  в которой приведён на рис. 4.1а. Так как молярное содержание кадмия  $x_{Cd}$  в образце изменяется достаточно плавно (на толщине порядка 1 мкм), то потенциальные барьеры у границ варизонных областей формироваться не будут [119].

Аппроксимируем закон изменения  $x$  и ширины запрещенной зоны в варизонных областях плёнки линейной зависимостью (рис. 4.1б). В области I толщиной  $y_1$  ширина запрещённой зоны уменьшается от  $\mathcal{E}_{g1}$  до  $\mathcal{E}_{g2}$ , в области II (от  $y_1$  до  $y_2$ ) ширина запрещённой зоны не меняется и равна  $\mathcal{E}_{g2}$  («рабочий слой»), и в области III она возрастает от  $\mathcal{E}_{g2}$  при  $y_2$  до  $\mathcal{E}_{g3}$  при  $y_3$ . При этом возникает встроенное электрическое поле, величина которого равна:

$$E_{1y} = \frac{1}{e} \cdot \frac{\partial \mathcal{E}_g(x_{Cd})}{\partial x_{Cd}} \cdot \frac{\partial x_{Cd}}{\partial y} \approx \frac{\mathcal{E}_{g2} - \mathcal{E}_{g1}}{y_1}, \quad E_{2y} = 0, \quad E_{3y} = \frac{1}{e} \cdot \frac{\partial \mathcal{E}_g(x_{Cd})}{\partial x_{Cd}} \cdot \frac{\partial x_{Cd}}{\partial y} \approx \frac{\mathcal{E}_{g3} - \mathcal{E}_{g2}}{y_3 - y_2}. \quad (4.1)$$

Так как у поверхности  $x$  с увеличением расстояния убывает, то градиент ширины запрещенной зоны здесь отрицательный. Для границы раздела пленка-подложка градиент

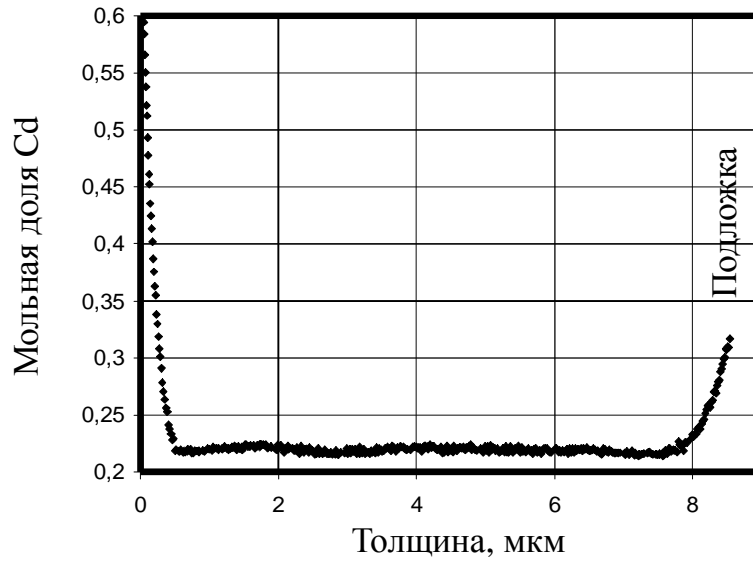


Рис. 4.1а. Профиль содержания кадмия  $x_{Cd}$  для плёнки МЛЭ КРТ р-типа

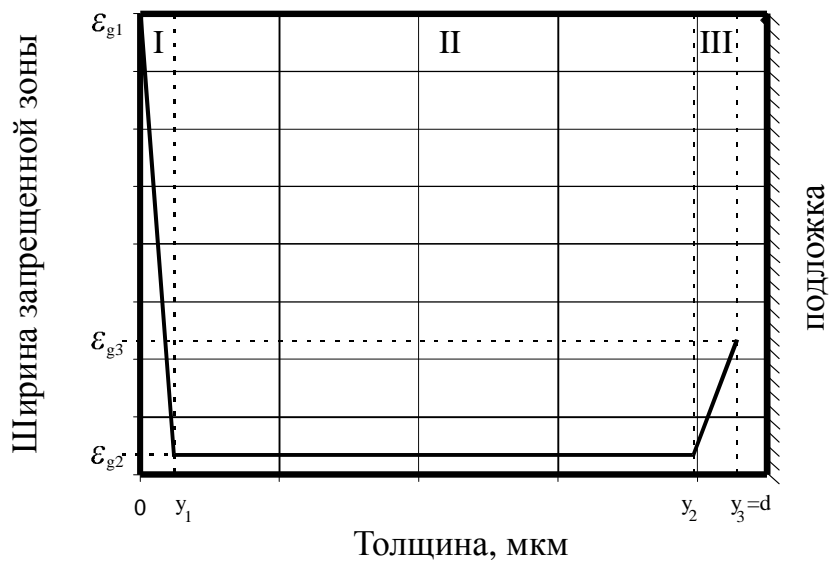


Рис. 4.1б. Профиль края зоны проводимости для данной структуры: I – передний варизонный слой, II – центральный «рабочий» слой, III – задний варизонный слой

ширины запрещенной зоны положительный. В обоих случаях вектор напряженности электрического поля, вызванного градиентом молярного содержания кадмия, направлен так, чтобы препятствовать движению неосновных носителей заряда к границам пленки.

Для вывода выражений, описывающих поведение неравновесного электронно-дырочного газа в скрещенных электрическом и магнитном полях будем исходить из уравнений непрерывности и транспортных уравнений для плотности токов электронов и дырок в магнитном поле:

$$\begin{cases} \frac{\partial \Delta n}{\partial t} = \beta \alpha G - \frac{\Delta n}{\tau_n} + \frac{1}{e} \cdot \operatorname{div} \mathbf{j}_n, \\ \frac{\partial \Delta p}{\partial t} = \beta \alpha G - \frac{\Delta p}{\tau_p} - \frac{1}{e} \cdot \operatorname{div} \mathbf{j}_p, \end{cases} \quad (4.2)$$

$$\begin{cases} \mathbf{j}_n = en\mu_n \mathbf{E} + qD_n \operatorname{grad} \Delta n - \mu_n [\mathbf{j}_n \times \mathbf{B}], \\ \mathbf{j}_p = en\mu_p \mathbf{E} - qD_p \operatorname{grad} \Delta p + \mu_p [\mathbf{j}_p \times \mathbf{B}], \end{cases} \quad (4.3)$$

где  $e$  – величина элементарного заряда;  $\mu_n$  и  $\mu_p$ ,  $n$  и  $p$  – подвижности и концентрации электронов и дырок;  $B$  – значение индукции магнитного поля;  $D_n$  и  $D_p$ ,  $\tau_n$  и  $\tau_p$  – коэффициенты диффузии и время жизни электронов и дырок;  $\beta$  – квантовый выход;  $\alpha$  – коэффициент поглощения;  $G = G_0 \exp(-\alpha y)$  – плотность потока фотонов.

Для получения полной системы уравнения (4.2) и (4.3) следует дополнить условием для полного тока в направлении  $y$  и уравнением электронейтральности:

$$j_y = j_{ny} + j_{py} = 0, \quad (4.4)$$

$$\Delta n [1 + K] = \Delta p, \quad (4.5)$$

где  $K$  – коэффициент пропорциональности между концентрациями неравновесных электронов на ловушках и в зоне проводимости.

Выражения, описывающие поведение неравновесного электронно-дырочного газа в скрещенных электрическом и магнитном полях, получим при следующих предположениях:

а) стационарный случай ( $\partial \Delta n / \partial t = \partial \Delta p / \partial t = 0$ ); б) малый уровень возбуждения:



$p_0, n_0 \gg \Delta p, \Delta n$ ; в) толщина образца сравнима с диффузионной длиной неравновесных носителей заряда; г) проводимость имеет дырочный характер:  $\mu_n n \ll \mu_p p$ ; д) магнитное поле является слабым для тяжёлых дырок:  $\mu_p B_{\max} \ll 1$ ; е) тянущее электрическое поле  $E_x$  не приводит к дополнительной генерации неравновесных носителей и разогреву образца; ж) коэффициент поглощения света достаточно большой, так что  $\alpha d \gg 1$ , где  $d$  – толщина образца.

В общем случае точные значения подвижности и времени жизни зависят от  $x_{Cd}$ . Для упрощения модели будем считать, что подвижность и время жизни в варизонных слоях постоянны и равны некоторым средним значениям:  $\mu_{n1}$  и  $\tau_{n1}$  для области I,  $\mu_{n2}$  и  $\tau_{n2}$  для области II,  $\mu_{n3}$  и  $\tau_{n3}$  для области III.

В работе [120] показано, что концентрации носителей заряда снижается незначительно при увеличении  $x_{Cd}$  в рабочей области образцов от 0.2 до 0.4. Поэтому примем, что уровень легирования постоянен во всех трёх областях и концентрация основных носителей одинакова во всём образце.

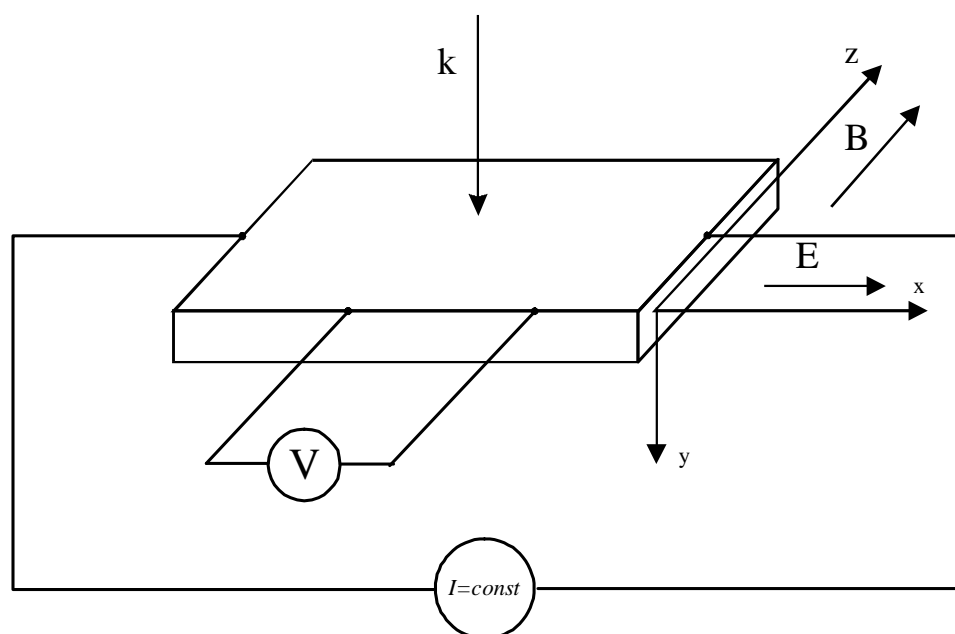
Коэффициент поглощения излучения в варизонной области равен среднему значению:

$$\alpha_1 = \int_0^{y_1} \alpha(y) dy / y_1 .$$

Для расчета среднего значения коэффициента поглощения использовались выражения, полученные в работе [35].

Рассмотрим образец, помещённый в скрещенные стационарные электрическое и магнитное поля (рис. 4.2). В этом случае компоненты векторов электрического и магнитного полей представим, соответственно:  $\mathbf{E} = (E_x, 0, 0)$  и  $\mathbf{B} = (0, 0, B_z)$ . Неравновесные носители заряда генерируются излучением, которое направлено по оси  $y$ . Его волновой вектор запишем, как:  $\mathbf{k} = (0, k_y, 0)$ .

Из уравнений (4.2)-(4.5) с учётом показанных на рис. 4.2 направлений напряженности электрического и индукции магнитного полей, можно получить уравнения, описывающие



**Рис.4.2.** Принцип измерения ФП и ФМЭ. Показаны направления электрического, магнитного полей ( $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$ ) и падающего на образец излучения ( $\mathbf{k}$ )

поведение неравновесного электронно-дырочного газа в каждой из областей I, II и III:

$$\text{Для области I: } D_{1n}^* \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial y^2} + V_{1d} \frac{\partial \Delta n}{\partial y} - \frac{\Delta n}{\tau_1} = -\alpha_1 \cdot \beta \cdot G_o \cdot e^{-\alpha_1 y}, \quad (4.6)$$

$$\text{Для области II: } D_{2n}^* \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial y^2} + V_{2d} \frac{\partial \Delta n}{\partial y} - \frac{\Delta n}{\tau_2} = -\alpha_2 \cdot \beta \cdot G_o \cdot (1 - e^{-\alpha_1 y_1}) \cdot e^{-\alpha_2 y}, \quad (4.7)$$

$$\text{Для области III: } D_{3n}^* \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial y^2} + V_{3d} \frac{\partial \Delta n}{\partial y} - \frac{\Delta n}{\tau_3} = 0, \quad (4.8)$$

где  $D_{in}^* = \frac{D_{in}}{1 + \mu_{in}^2 B^2} = \frac{D_{in}}{1 + \Theta_{in}^2} = \frac{k_B T}{e} \cdot \frac{\mu_{in}}{1 + \Theta_{in}^2}$  - коэффициент диффузии неосновных элект-

тронов в магнитном поле для областей I, II и III;  $V_{id} = \mu_{in} \frac{E_{iy}^* + (\Theta_{in} + \Theta_p) E_x}{1 + \Theta_{in}^2}$  - скорость попе-

речного дрейфа в скрещенных электрическом и магнитном полях.

Полные решения уравнений (4.6) – (4.8) в общем виде можно записать как:

$$\Delta n_i(y) = C_{1i} e^{\lambda_{1i} y} + C_{2i} e^{\lambda_{2i} y} + A_i e^{-\alpha y}, \quad (4.9)$$

где  $i=1,2,3$  номер области, частные решения равны  $A_1 = -\frac{\beta \alpha_1 G_o}{\alpha_1^2 D_{1n}^* - V_{1d} \alpha_1 - 1/\tau_{1n}}$ ,

$A_2 = -\frac{\beta \alpha_2 G_o (1 - e^{-\alpha_1 y_1})}{\alpha_2^2 D_{2n}^* - V_{2d} \alpha_2 - 1/\tau_{2n}}$ ,  $A_3 = 0$ , а  $\lambda_{1i}$ ,  $\lambda_{2i}$  – корни соответствующих характеристических

уравнений:

$$\lambda_{i1,2i} = -\frac{V_{id}}{2D_{in}^*} \pm \sqrt{\left(\frac{V_{id}}{2D_{in}^*}\right)^2 + \frac{1}{D_{in}^* \tau_{in}}}. \quad (4.10)$$

Для определения постоянных  $C_{1i}$  и  $C_{2i}$  необходимо использовать соответствующие граничные условия, которые записаны ниже.

На передней и задней границах плёнки граничные условия имеют вид [4]:

$$\begin{cases} \frac{1}{e} j_{1n}(0) = S_1 \Delta n_1(0), \\ \frac{1}{e} j_{3n}(d) = -S_2 \Delta n_2(d), \end{cases} \quad (4.11)$$

где плотность тока неравновесных носителей заряда в направлении оси  $y$  равна:

$$j_n(y) = eV_d \Delta n(y) + eD_n^* \frac{\partial \Delta n}{\partial y}. \quad (4.12)$$

На границах раздела между областями концентрации неравновесных носителей заряда и плотности тока должны быть непрерывны:

$$\begin{cases} \Delta n_1(y_1) = \Delta n_2(y_1), \\ \Delta n_2(y_2) = \Delta n_3(y_2), \\ j_{1n}(y_1) = j_{2n}(y_1), \\ j_{2n}(y_2) = j_{3n}(y_2). \end{cases} \quad (4.13)$$

Для определения шести неизвестных  $C_{1i}$  и  $C_{2i}$  составляем шесть уравнений:

$$\begin{aligned} C_{11}(D_{1n}^* \lambda_{11} + V_{1d} - S_1) + C_{21}(D_{1n}^* \lambda_{21} + V_{1d} - S_1) &= A_1(D_{1n}^* \alpha_1 + S_1 - V_{1d}), \\ C_{11}e^{\lambda_{11}y_1} + C_{21}e^{\lambda_{21}y_1} + A_1e^{-\alpha_2 y_1} &= C_{12}e^{\lambda_{12}y_1} + C_{22}e^{\lambda_{22}y_1} + A_2e^{-\alpha_2 y_1}, \\ C_{11}(D_{1n}^* \lambda_{11} + V_{1d})e^{\lambda_{11}y_1} + C_{21}(D_{1n}^* \lambda_{21} + V_{1d})e^{\lambda_{21}y_1} - A_1(D_{1n}^* \alpha_1 - V_{1d})e^{-\alpha_2 y_1} &= \\ C_{12}(D_{2n}^* \lambda_{12} + V_{2d})e^{\lambda_{12}y_1} + C_{22}(D_{2n}^* \lambda_{22} + V_{2d})e^{\lambda_{22}y_1} - A_2(D_{2n}^* \alpha_2 - V_{2d})e^{-\alpha_2 y_1}, \\ C_{12}e^{\lambda_{12}y_2} + C_{22}e^{\lambda_{22}y_2} &= C_{13}e^{\lambda_{13}y_2} + C_{23}e^{\lambda_{23}y_2}, \\ C_{12}(D_{2n}^* \lambda_{12} + V_{2d})e^{\lambda_{12}y_2} + C_{22}(D_{2n}^* \lambda_{22} + V_{2d})e^{\lambda_{22}y_2} &= \\ C_{13}(D_{3n}^* \lambda_{13} + V_{3d})e^{\lambda_{13}y_2} + C_{23}(D_{3n}^* \lambda_{23} + V_{3d})e^{\lambda_{23}y_2}, \\ C_{13}(D_{3n}^* \lambda_{13} + V_{3d} + S_2)e^{\lambda_{13}y_3} + C_{23}(D_{3n}^* \lambda_{23} + V_{3d} + S_3)e^{\lambda_{23}y_3} &= 0. \end{aligned} \quad (4.14)$$

Очевидно, что вследствие действия сильного встроенного электрического поля варизонных областей неравновесные электроны сосредоточены главным образом во II-ой области. Поэтому систему уравнений (4.14) преобразуем так, чтобы неизвестные  $C_{12}$  и  $C_{22}$ , описывающие распределение концентрации неравновесных электронов во II-ой области, остались только в двух уравнениях. Для этого выражаем  $C_{11}$  и  $C_{21}$  из 1-го и 2-го уравнений системы (4.14) и подставляем в 3-е. Аналогично, выражаем  $C_{13}$  и  $C_{23}$  из 5-го и 6-го уравнений (4.14) и

подставляем в 4-е. Тогда 3-е и 4-ое уравнения системы (4.14), относящиеся ко II-ой области, приводятся к виду:

$$\begin{cases} C_{12} (D_{2n}^* \lambda_{12} + V_{2d} - S_{1\text{эфф}}) e^{\lambda_{12} y_1} + C_{22} (D_{2n}^* \lambda_{22} + V_{2d} - S_{1\text{эфф}}) e^{\lambda_{22} y_1} = \\ \quad = A_2 (D_{2n}^* \alpha - V_{2d} + S_{1\text{эфф}}) e^{-\alpha y_2} - g_s, \\ C_{12} (D_{2n}^* \lambda_{12} + V_{2d} + S_{2\text{эфф}}) e^{\lambda_{12} y_2} + C_{22} (D_{2n}^* \lambda_{22} + V_{2d} + S_{2\text{эфф}}) e^{\lambda_{22} y_2} = 0, \end{cases} \quad (4.15)$$

где введены обозначения:

$$S_{1\text{эфф}} = \frac{(D_{1n}^* \lambda_{21} + V_{1d} - S_1)(D_{1n}^* \lambda_{11} + V_{1d}) e^{\lambda_{11} y_1} - (D_{1n}^* \lambda_{11} + V_{1d} - S_1)(D_{1n}^* \lambda_{21} + V_{1d}) e^{\lambda_{21} y_1}}{(D_{1n}^* \lambda_{21} + V_{1d} - S_1) e^{\lambda_{11} y_1} - (D_{1n}^* \lambda_{11} + V_{1d} - S_1) e^{\lambda_{21} y_1}}, \quad (4.16)$$

$$S_{2\text{эфф}} = \frac{(D_{3n}^* \lambda_{13} + V_{3d} + S_2)(D_{3n}^* \lambda_{23} + V_{3d}) e^{\lambda_{13} y_3 + \lambda_{23} y_2} - (D_{3n}^* \lambda_{23} + V_{3d} + S_2)(D_{3n}^* \lambda_{13} + V_{3d}) e^{\lambda_{13} y_2 + \lambda_{23} y_3}}{(D_{3n}^* \lambda_{23} + V_{3d} + S_2) e^{\lambda_{13} y_2 + \lambda_{23} y_3} - (D_{3n}^* \lambda_{13} + V_{3d} + S_2) e^{\lambda_{23} y_2 + \lambda_{13} y_3}}, \quad (4.17)$$

$$\begin{aligned} g_s = & -A_1 D_{1n}^* [(\alpha + \lambda_{12})(D_{1n}^* \lambda_{11} + V_{1d} - S_1) e^{y_1(\alpha + \lambda_{12})} - (\alpha + \lambda_{11})(D_{1n}^* \lambda_{12} + V_{1d} - S_1) e^{y_1(\alpha + \lambda_{11})} + \\ & + (\lambda_{11} + \lambda_{12})(D_{1n}^* \alpha - V_{1d} + S_1) e^{y_1(\lambda_{11} + \lambda_{12})}] [(D_{1n}^* \lambda_{21} + V_{1d} - S_1) e^{\lambda_{11} y_1} - (D_{1n}^* \lambda_{11} + V_{1d} - S_1) e^{\lambda_{21} y_1}]^{-1}. \end{aligned} \quad (4.18)$$

Такой вид уравнений (4.15) соответствует граничным условиям вида:

$$\begin{cases} \frac{1}{e} j_{2n}(y_1) = S_{1\text{эфф}} \cdot \Delta n_2(y_1) - g_s, \\ \frac{1}{e} j_{2n}(y_2) = -S_{2\text{эфф}} \cdot \Delta n_2(y_2). \end{cases} \quad (4.19)$$

Поэтому  $S_{1\text{эфф}}$  и  $S_{2\text{эфф}}$  можно придать смысл эффективных скоростей поверхностной рекомбинации на передней и задней границе рабочего слоя II, учитывающих диффузию с последующей рекомбинацией неравновесных носителей заряда из II области в I и III. Соответственно,  $g_s$  можно определить как эффективный темп поверхностной генерации на границе раздела рабочего слоя и освещённой варизонной области, учитывающий неравновесные электроны, генерированные падающим излучением в I варизонной области и вытолкнутых встроенным электрическим полем в рабочую область.

Если толщину варизонных областей положить равной нулю, то эффективные скорости поверхностной рекомбинации в пределе равны скоростям поверхностной рекомбинации

на передней и задней границах раздела, соответственно:  $S_{1эфф}=S_1$ ,  $S_{2эфф}=S_2$ , а эффективный темп генерации становится равным нулю:  $g_s=0$ .

Как правило, напряжённость встроенного электрического поля  $E_y$  в варизонных областях значительно превышает напряжённость тянущего поля  $E_x$ . Например, для структуры, изображённой на рис. 4.1а, по формуле (4.1) получаем:  $E_{1y} = -1.1 \times 10^6$  В/м,  $E_{3y} = 1.4 \times 10^5$  В/м. Поэтому сила, действующая на неравновесные электроны в варизонном слое со стороны встроенного электрического поля, гораздо больше силы Лоренца, возникающей в скрещенных электрическом  $E_x$  и магнитном  $B$  полях, так как  $E_y \gg \mu_n \cdot B \cdot E_x$ . В этом случае скорость поперечного дрейфа  $V_d$  в варизонных слоях определяется только дрейфом во встроенном электрическом поле и выражения (4.16) – (4.18) можно упростить:

$$S_{1эфф} = -\frac{D_{1n}^*}{V_{1d} \cdot \tau_1} = -\frac{k_b T}{e} \cdot \frac{1}{E_{1y} \cdot \tau_{1n}} \cdot \left( 1 + \frac{E_x (\mu_{n1} + \mu_p)}{E_{y1}} \cdot B \right) \approx -\frac{k_b T}{e} \cdot \frac{1}{E_{1y} \cdot \tau_{1n}}, \quad (4.20)$$

$$S_{2эфф} = \frac{D_{3n}^*}{V_{3d} \cdot \tau_3} = \frac{k_b T}{e} \cdot \frac{1}{E_{3y} \cdot \tau_{3n}} \cdot \left( 1 - \frac{E_x (\mu_{n3} + \mu_p)}{E_{y3}} \cdot B \right) \approx \frac{k_b T}{e} \cdot \frac{1}{E_{3y} \cdot \tau_{3n}}, \quad (4.21)$$

$$g_s = \beta G_0 (1 - e^{-\alpha_1 \cdot y_1}). \quad (4.22)$$

Как видно, зависимость  $S_{1эфф}$ ,  $S_{2эфф}$  от магнитного поля имеет линейный характер, однако для используемых в эксперименте значений напряженности тянущего электрического поля  $E_x$  можно считать, что эффективные скорости поверхностной рекомбинации не зависят от магнитного поля. Эффективный темп поверхностной генерации  $g_s$  также не зависит от магнитного поля.

Используя граничные условия (4.19), получаем распределение концентрации неравновесных электронов по толщине рабочего слоя:

$$\Delta n_2(y) = \frac{1}{z(y)} \left[ \left( A_2 e^{-\alpha_2 y_1} (D_{2n}^* \alpha_2 - V_{2d} + S_{1эфф}) - g_s (D_{2n}^* \lambda_{22} + V_{2d} + S_{2эфф}) \right) e^{\lambda_{22} y_2 + \lambda_{21} y} - \right. \\ \left. - \left( A_2 e^{-\alpha_2 y_1} (D_{2n}^* \alpha_2 - V_{2d} + S_{1эфф}) - g_s (D_{2n}^* \lambda_{21} + V_{2d} + S_{2эфф}) \right) e^{\lambda_{21} y_2 + \lambda_{22} y} \right] + A_2 e^{-\alpha_2 \cdot y}, \quad (4.23)$$

где с помощью  $z(y)$  обозначено:

$$z(y) = (D_{2n}^* \lambda_{21} + V_{2d} - S_{1\text{ЭфФ}}) (D_{2n}^* \lambda_{22} + V_{2d} + S_{2\text{ЭфФ}}) e^{\lambda_{21}y_1 + \lambda_{22}y_2} - \\ - (D_{2n}^* \lambda_{22} + V_{2d} - S_{1\text{ЭфФ}}) (D_{2n}^* \lambda_{21} + V_{2d} + S_{2\text{ЭфФ}}) e^{\lambda_{21}y_2 + \lambda_{22}y_1}. \quad (4.24)$$

Отметим, что при низких температурах концентрация неравновесных носителей заряда не зависит от коэффициента захвата  $K$ , значит, наличие большой концентрации рекомбинационных центров не влияет на распределение неравновесных электронов по толщине структуры.

Для того, чтобы оценить вклад варизонных областей в ФП и ФМЭ, необходимо знать распределение концентрации неравновесных электронов в варизонных областях. Распределение неравновесных электронов  $\Delta n_1(y)$  и  $\Delta n_3(y)$  в областях I и III можно найти описываются уравнениями (4.9). Значения постоянных  $C_{1i}$  и  $C_{2i}$  найдем, подставляя значения (4.20)–(4.21) для эффективных скоростей поверхностной рекомбинации и темпа поверхностной рекомбинации в систему уравнений (4.14). Получим, что:

$$C_{11} = \frac{A_1 (D_{1n}^* \cdot \alpha_1 - V_{1d} + S_1) e^{\lambda_{21}y_1} - (D_{1n}^* \lambda_{21} + V_{1d} - S_1) (C_3 e^{\lambda_{12}y_1} + C_4 e^{\lambda_{22}y_1} + (A_2 - A_1) e^{-\alpha_1 y_1})}{\Delta 1}; \\ C_{21} = - \frac{A_1 (D_{1n}^* \cdot \alpha_1 - V_{1d} + S_1) e^{\lambda_{11}y_1} - (D_{1n}^* \lambda_{11} + V_{1d} - S_1) (C_3 e^{\lambda_{12}y_1} + C_4 e^{\lambda_{22}y_1} + (A_2 - A_1) e^{-\alpha_1 y_1})}{\Delta 1}; \\ C_{12} = \frac{(A_2 (D_{2n}^* \cdot \alpha - V_{2d} + S_{1\text{ЭфФ}}) e^{-\alpha y_1} - g_s) (D_{2n}^* \lambda_{22} + V_{2d} + S_{2\text{ЭфФ}}) e^{\lambda_{22}y_2}}{\Delta 2}; \\ C_{22} = - \frac{(A_2 (D_{2n}^* \cdot \alpha - V_{2d} + S_{1\text{ЭфФ}}) e^{-\alpha y_1} - g_s) (D_{2n}^* \lambda_{12} + V_{2d} + S_{2\text{ЭфФ}}) e^{\lambda_{12}y_2}}{\Delta 2}; \\ C_{13} = \frac{(D_{3n}^* \lambda_{23} + V_{3d} + S_2) (C_3 e^{\lambda_{12}y_2} + C_4 e^{\lambda_{22}y_2}) e^{\lambda_{23}y_3}}{\Delta 3}; \\ C_{23} = - \frac{(D_{3n}^* \lambda_{13} + V_{3d} + S_2) (C_3 e^{\lambda_{12}y_2} + C_4 e^{\lambda_{22}y_2}) e^{\lambda_{13}y_3}}{\Delta 3}, \quad (4.25)$$

где выражения для  $\Delta_1$ ,  $\Delta_2$  и  $\Delta_3$  имеют вид:

$$\Delta 1 = (D_{1n}^* \lambda_{11} + V_{1d} - S_1) e^{\lambda_{21}y_1} - (D_{1n}^* \lambda_{21} + V_{1d} - S_1) e^{\lambda_{11}y_1}; \\ \Delta 2 = (D_{2n}^* \lambda_{12} + V_{2d} - S_{1\text{ЭфФ}}) (D_{2n}^* \lambda_{22} + V_{2d} + S_{2\text{ЭфФ}}) e^{\lambda_{12}y_1 + \lambda_{22}y_2} -$$

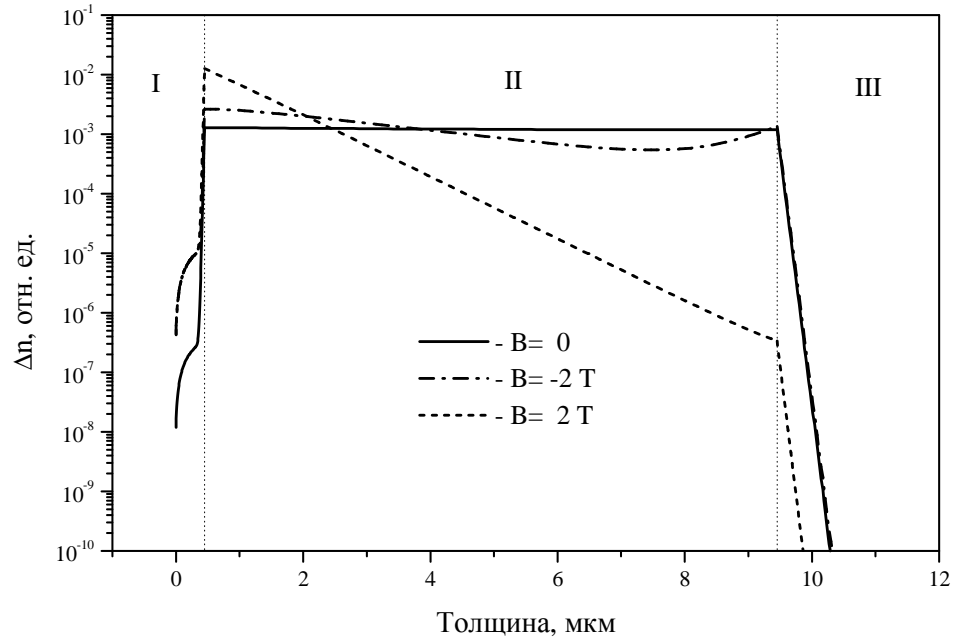
$$\begin{aligned}
& - \left( D_{2n}^* \lambda_{22} + V_{2d} - S_{1\text{ЭФФ}} \right) \left( D_{2n}^* \lambda_{12} + V_{2d} + S_{2\text{ЭФФ}} \right) e^{\lambda_{22}y_1 + \lambda_{12}y_2} ; \\
\Delta 3 = & \left( D_{3n}^* \lambda_{23} + V_{3d} + S_2 \right) e^{\lambda_{13}y_2 + \lambda_{23}y_3} - \left( D_{3n}^* \lambda_{13} + V_{3d} + S_3 \right) e^{\lambda_{13}y_3 + \lambda_{23}y_2} . \quad (4.26)
\end{aligned}$$

В следующем параграфе представлены результаты расчётов, оценивающих вклады варизонных областей в ФП и ФМЭ.

На рис. 4.3 приведены рассчитанные профили концентрации неравновесных электронов в структуре р-КРТ с варизонными приграничными областями. Освещалась свободная граница структуры ( $y=0$ ).

Магнитное поле сильно уменьшает диффузионную длину неравновесных электронов, вследствие чего изменяется распределение электронов по толщине образца рабочей области II, в варизонных областях I и III эти изменения меньше. Кроме того, так как электроны движутся под действием тянущего электрического поля  $E_x$ , то на это распределение влияет также сила Лоренца. Эти две причины обуславливают сложную зависимость профиля концентрации от магнитного поля. Вследствие большого градиента концентрации на границе рабочего слоя и областей I и III, неравновесные носители заряда диффундируют в варизонные области на глубину порядка 0.02 мкм. Разница в профилях концентрации в I и III областях вызвана тем, что передняя варизонная область освещена, а задняя - нет.





**Рис.4.3.** Распределение неравновесных электронов по толщине структуры при разных значениях индукции магнитного поля, рассчитанное при следующих значениях параметров:  $S_{1эфф} = 0.1$  м/с,  $S_{2эфф} = 1$  м/с,  $\tau_{2n} = 10$  нс,  $\alpha_1 = 2.1 \times 10^6$  м<sup>-1</sup>,  $\alpha_2 = 2.05 \times 10^6$  м<sup>-1</sup>,  $\mu_{2n} = 5.7$  м<sup>2</sup>/В×с,  $\mu_p = 0.057$  м<sup>2</sup>/В×с,  $y_1 = 0.5$  мкм,  $y_2 = 9.5$  мкм,  $y_3 = 11.5$  мкм,  $E_x = 800$  В/м. Средние время жизни и подвижность в варизонных слоях выбирались равными:  $\tau_{1n} = \tau_{3n} = 10 \times \tau_{2n}$ ,  $\mu_{1n} = \mu_{3n} = \mu_{2n}/2$ . Напряженность встроенных полей составляла  $E_{1y} = -1.1 \times 10^6$  В/м,  $E_{3y} = 1.4 \times 10^5$  В/м

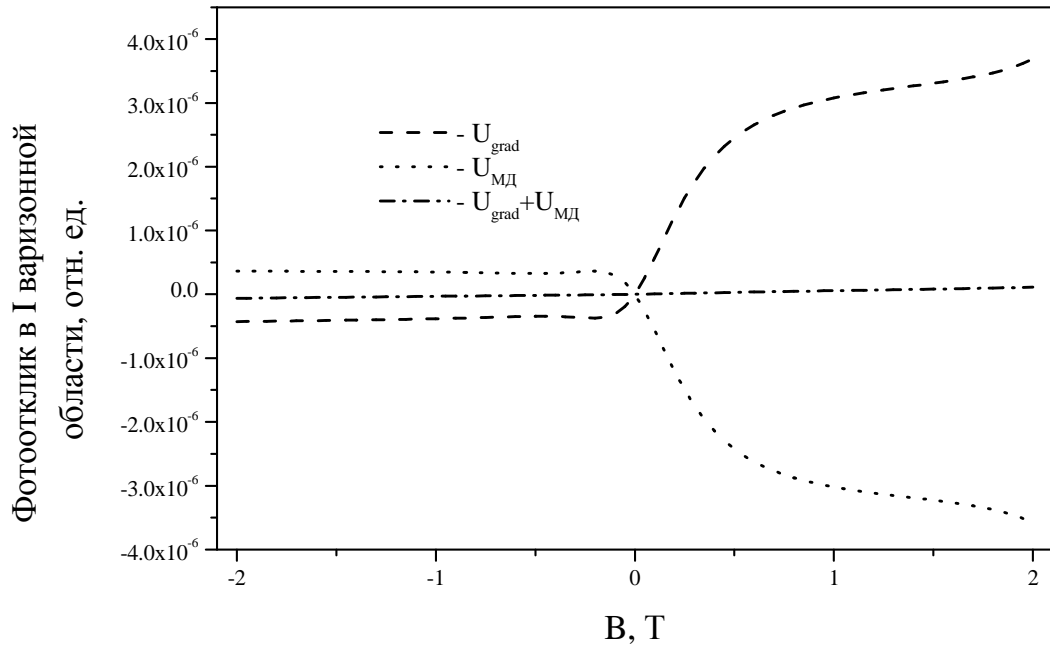
Таким образом, в параграфе показано, что влияние варизонных слоёв на распределение неравновесных носителей заряда в рабочем слое можно учесть, введя эффективные скорости поверхностной рекомбинации на границах варизонных слоёв и рабочей области, а также эффективный темп поверхностной генерации на границе освещенного варизонного слоя и рабочей области. Анализ проведён для доминирующей рекомбинации Шокли-Рида. Получены выражения, описывающие распределение неравновесных носителей заряда по толщине структуры.

#### **§4.2. Зависимости от индукции магнитного поля фотопроводимости в геометрии Фойгта и фотомагнитного эффекта**

В параграфе обсуждается вопрос о вкладе варизонных областей в ФП и ФМЭ. Выводятся выражения, описывающие магнитополевою зависимость измеряемых эффектов в плёнках МЛЭ p-KPT.

Рассмотрим влияние варизонных областей на ФП и ФМЭ. Как было установлено в работе [74], ФП в магнитном поле складывается из трёх составляющих:

- «собственной» ФП  $U_{\text{ФП}_0}$ , пропорциональной общему числу неравновесных носителей заряда;
- магнитодиффузионной компоненты  $U_{\text{МД}}$  (совпадающей с ФМЭ при  $E=0$ ), пропорциональной разности концентраций неравновесных носителей заряда на передней и задней границах плёнки;
- градиентной компоненты  $U_{\text{grad}}$ , пропорциональной величине встроенного электрического поля и общему числу неравновесных носителей в образце.



**Рис.4.4.** Магнитополевые зависимости магнитодиффузионной и градиентной компонент ФП в варизонной области, рассчитанные при следующих значениях параметров:  $S_{I\text{эфф}} = 0.1$  м/с,  $\tau_{2n} = 10$  нс,  $\alpha_I = 2.1 \times 10^6$  м $^{-1}$ ,  $\mu_{2n} = 5.7$  м $^2$ /В $\times$ с,  $\mu_p = 0.057$  м $^2$ /В $\times$ с,  $y_I = 0.5$  мкм,  $E_x = 800$  В/м. Средние время жизни и подвижность в варизонном слое выбирались равными:

$$\tau_{1n} = \tau_{3n} = 10 \times \tau_{2n}, \mu_{1n} = \mu_{3n} = \mu_{2n}/2$$

Величина «собственной» ФП в варизонных областях I и III мала, так как общее число неосновных неравновесных носителей заряда в них незначительно вследствие выталкивания их встроенным электрическим полем в рабочую область.

Однако величины магнитодиффузионной и градиентной компонент ФП в варизонных слоях могут быть достаточно велики. На рис. 4.4 представлены результаты расчётов этих компонент по формулам работы [74].

Как видно из рис. 4.4, в варизонной области магнитодиффузионная и градиентные компоненты ФП сравнимы по величине, однако имеют разные знаки. Разность компонент знаков связана с тем, что градиент концентрации неравновесных неосновных носителей заряда в варизонной области направлен противоположно вектору напряженности встроенного электрического поля. Следовательно, эти компоненты компенсируют друг друга и оказывают незначительное влияние на измеряемый сигнал ФП.

Выражения, описывающие магнитополевые зависимости ФП в геометрии Фойгта и ФМЭ, получим следующим образом. При измерении сигнала ФП ток через образец поддерживается постоянным ( $i_0 = const$ ) с помощью генератора тока. Поэтому справедливо следующее выражение:

$$w \int_{y_1}^{y_2} (j_{nx} + j_{px}) dy = i_0, \quad (4.27)$$

где плотности токов  $j_{nx}$  и  $j_{px}$  в направлении  $x$  определяются системой уравнений (4.3).

При измерении ФМЭ цепь разомкнута и полный ток в направлении  $x$  равен нулю. В этом случае в выражении (4.27) необходимо положить  $i_0 = 0$ .

В результате получается следующие выражения для величины сигналов ФП и ФМЭ:

$$U_{\text{ФП}}(B, E_x) = U_{\text{ФП}_0}(B, E_x) + U_{\text{МД}}(B, E_x), \quad (4.28)$$

$$U_{\text{ФМЭ}}(B) = U_{\text{МД}}(B, 0). \quad (4.29)$$

Результирующий сигнал фотопроводимости складывается из двух компонент: собственно фотопроводимости  $U_{\text{ФП}_0}$ , которая пропорциональна общему числу неравновесных но-

сителей заряда  $\int \Delta n dy$ , и магнито-диффузионного члена [74]  $U_{MD}$ , вызванного диффузией неоднородно распределенных по образцу неравновесных электронов. При отсутствии тянущего поля ( $E_x=0$ ) напряжение  $U_{MD}$  совпадает с напряжением ФМЭ:  $U_{MD}(E_x=0)=U_{ФМЭ}$ . Выражения для  $U_{ФП}$  и  $U_{MD}$  имеют вид:

$$U_{ФП_0}(B, E_x) = -R_0 e w E_x \left( \frac{(\mu_{2n} + \mu_p)(1 - \mu_{2n} \mu_p B^2)}{1 + \mu_{2n}^2 B^2} + K \cdot \mu_p \right) \cdot \int_{y_1}^{y_2} \Delta n_2(y) dy, \quad (4.30)$$

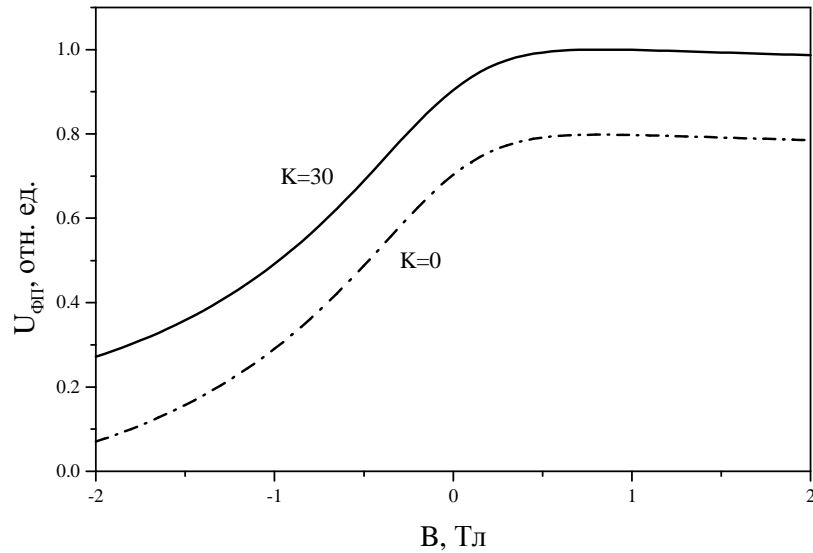
$$U_{MD}(B, E_x) = -R_0 e w D_{2n} \frac{(\mu_{2n} + \mu_p) \cdot B}{1 + \mu_{2n}^2 B^2} \cdot [\Delta n_2(y_1) - \Delta n_2(y_2)], \quad (4.31)$$

где  $w$  – ширина образца;  $R_0$  – темновое сопротивление. Малой зависимостью темнового сопротивления от магнитного поля при выводе пренебрегаем:  $R_0 = const$ .

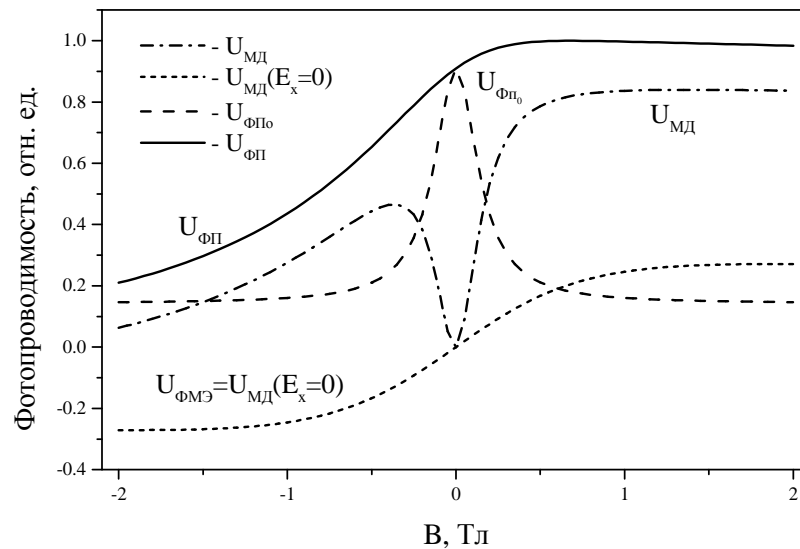
Полученное выражение (4.31) для ФМЭ совпадает с выражением, приведенным в работе [74]. Однако в отличие от результатов этой работы, в формуле (4.30) имеется слагаемое, пропорциональное коэффициенту захвата  $K$ . Рассмотрим подробнее влияние коэффициента захвата на  $U_{ФП}$ .

На рис. 4.5 приведены теоретические магнитополевые зависимости фотопроводимости от магнитного поля, рассчитанные по формулам (4.28-4.31). Учёт наличия центров рекомбинации Шокли-Рида увеличивает сигнал фотопроводимости, так как учитывается вклад тяжелых дырок. При большой плотности рекомбинационных центров концентрация неравновесных дырок превышает концентрацию неравновесных электронов:  $\Delta p > \Delta n$ . Поэтому, несмотря на низкую подвижность ( $\mu_e / \mu_p = 100$ ), тяжелые дырки дают заметный вклад в фотопроводимость.

Следовательно, при определении времени жизни из измерений ФП без учёта вклада тяжёлых дырок его значение получается завышенным, так как величина ФП при отсутствии магнитного поля пропорциональна времени жизни.



**Рис.4.5.** Теоретические магнитополевые зависимости фотопроводимости, рассчитанные при следующих значениях параметров:  $S_{1\text{эфф}} = 0.1$  м/с,  $S_{2\text{эфф}} = 1$  м/с,  $\tau_{2n} = 10$  нс,  $\alpha_1 = 2.1 \times 10^6$  м<sup>-1</sup>,  $\alpha_2 = 2.05 \times 10^6$  м<sup>-1</sup>,  $\mu_{2n} = 5.7$  м<sup>2</sup>/В×с,  $\mu_p = 0.057$  м<sup>2</sup>/В×с,  $y_1 = 0.5$  мкм,  $y_2 = 8.5$  мкм,  $E_x = 800$  В/м



**Рис.4.6.** Магнитодиффузионная ( $U_{\text{МД}}$ ) и собственная ( $U_{\text{ФП0}}$ ) компоненты ФП в геометрии Фойгта ( $U_{\text{ФП}}$ ) в рабочей области структуры, рассчитанные при следующих значениях параметров:  $S_{1\text{эфф}} = 0.1$  м/с,  $S_{2\text{эфф}} = 1$  м/с,  $\tau_{2n} = 10$  нс,  $\alpha_1 = 2.1 \times 10^6$  м<sup>-1</sup>,  $\alpha_2 = 2.05 \times 10^6$  м<sup>-1</sup>,  $\mu_{2n} = 5.7$  м<sup>2</sup>/В×с,  $\mu_p = 0.057$  м<sup>2</sup>/В×с,  $y_1 = 0.5$  мкм,  $y_2 = 8.5$  мкм,  $E_x = 800$  В/м. При отсутствии тянущего поля ( $E_x = 0$ ) магнитодиффузионная компонента совпадает с ФМЭ

Как видно из рис.4.6, ФП асимметрична по магнитному полю. Асимметрия обусловлена, главным образом, магнитодиффузионной компонентой ФП. На эту компоненту сильное воздействие оказывает сила Лоренца. Её влияние приводит к перераспределению концентрации неравновесных электронов по толщине образца, в результате чего происходит смена знака  $U_{\text{МД}}$ . При отсутствии тянущего электрического поля для отрицательных значений индукции магнитного поля  $U_{\text{МД}}$  также отрицательна, а в электрическом поле  $E_x=800$  В/м знак компоненты меняется на положительный.

В параграфе приведены и проанализированы выражения, описывающие магнитополевые зависимости ФП в геометрии Фойгта и ФМЭ на плёнках МЛЭ р-КРТ с варизонными приграничными областями. Показано, что пренебрежение вкладом в ФП неравновесных тяжёлых дырок приводит к завышению значения времени жизни электронов, определяемого по величине сигнала ФП.

#### **§4.3. Анализ результатов исследования ФП в геометрии Фойгта и ФМЭ на плёнках МЛЭ р-КРТ**

В параграфе приводятся экспериментальные магнитополевые зависимости ФП в геометрии Фойгта и ФМЭ на плёнках МЛЭ р-КРТ с варизонными приграничными областями. ФП и ФМЭ измерялись при температуре 77 К при освещении образца как со стороны передней поверхности, так и через подложку. Из соответствия теоретических выражений и экспериментальных данных определены рекомбинационно-диффузионные параметры носителей заряда.

Параметры образца МЛЭ р-КРТ №030304\_5 приведены в таблице 4.1.

Таблица 4.1. Параметры образца №030304\_5.

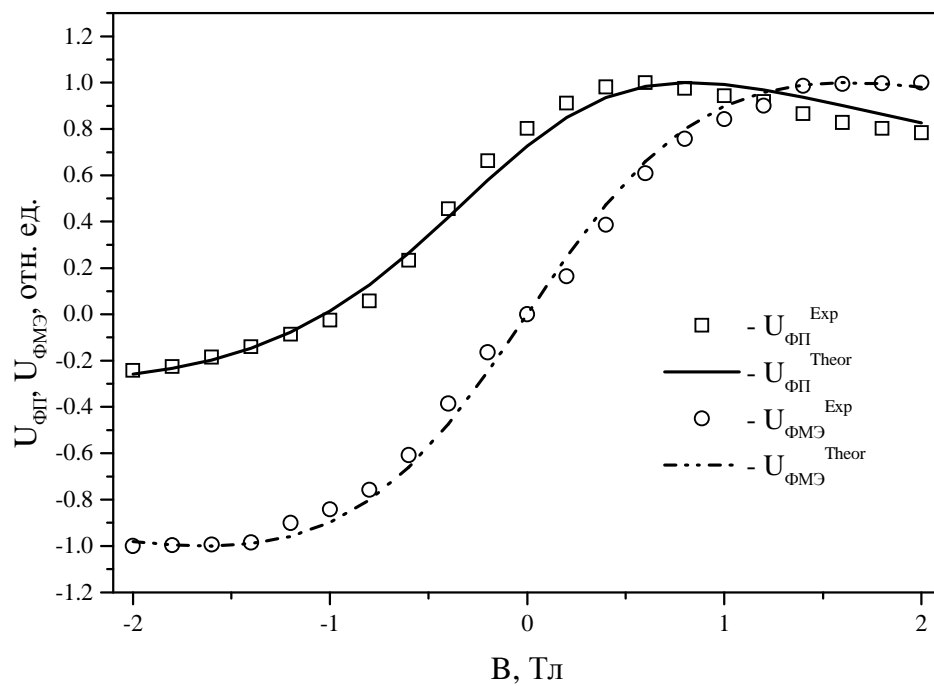
| Параметр  | Значение             |
|---|----------------------|
| $X_{Ca}$  | 0.226                |
| Толщина рабочей области II, мкм                                 | 7.2                  |
| Напряженность встроенного поля в области I, В/м                 | $-7 \times 10^5$     |
| Напряженность встроенного поля в области III, В/м               | $1 \times 10^5$      |
| Подвижность основных носителей заряда (дырок), $m^2/V \cdot s$  | 0.052                |
| Концентрация дырок, $m^{-3}$                                    | $5.2 \times 10^{21}$ |
| Подвижность неосновных электронов, $m^2/V \cdot s$              | 5.3                  |
| Коэффициент пропорциональности К                                | 17.3                 |
| Эффективный темп поверхностной генерации, $m^{-2} \cdot s^{-1}$ | $0.65 \beta G_0$     |

Эффективный темп поверхностной генерации рассчитан по формуле (4.22) с использованием среднего значения коэффициента поглощения в варизонной области для длины волны 0.94 мкм.

На рис. 4.7 приведены магнитополевые зависимости ФМЭ и ФП в геометрии Фойгта для исследуемого образца при температуре 77 К. Символами обозначены экспериментальные данные, линиями – теоретические кривые.

Эффективные скорости поверхностной рекомбинации и время жизни неосновных носителей заряда определялись подгонкой теоретических выражений (4.28÷4.31) под экспериментальные данные. Процедура подгонки подробно описывалась в параграфе 4 главы 2 данной диссертационной работы. Статистический разброс в полученных данных определялся по результатам многочисленных (сто и более) подгонок с вычислением среднего значения и доверительного интервала.





**Рис.4.7.** Магнитополевые зависимости ФМЭ и ФП в геометрии Фойгта для образца 030304\_5. Символы – экспериментальные данные, линии – теоретический расчёт. Величина тянущего электрического поля при измерениях ФП составляла 240 В/м

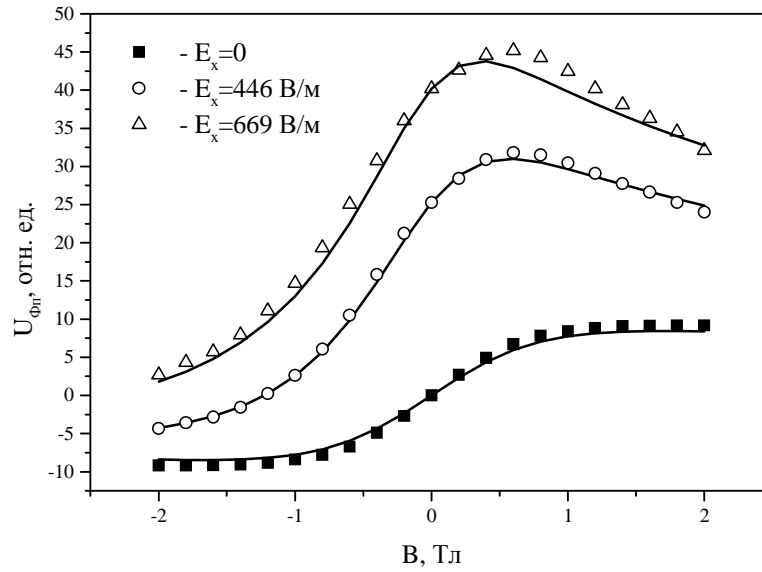
Как видно из рис. 4.7, предложенные выражения (4.28)-(4.31) для ФП и ФМЭ с хорошей точностью описывают экспериментальные зависимости. Средние значения рекомбинационно-диффузионных параметров, и их доверительные интервалы равны:  $\tau_n=13\pm 2$  нс,  $S_{1эфф}=98\pm 2$  м/с,  $S_{2эфф}=30\pm 10$  м/с.

Излучение ИК-светодиода ( $\lambda_c=0.94$  мкм), используемого для генерации неравновесных носителей заряда, слабо поглощается в подложке из GaAs. Поэтому для подтверждения адекватности модели можно измерять ФП и ФМЭ при освещении как свободной поверхности структур, так и связанной с подложкой. Такие измерения при разных значениях тянущего электрического поля были проведены на образце 061101, параметры которого приведены в таблице 4.2.

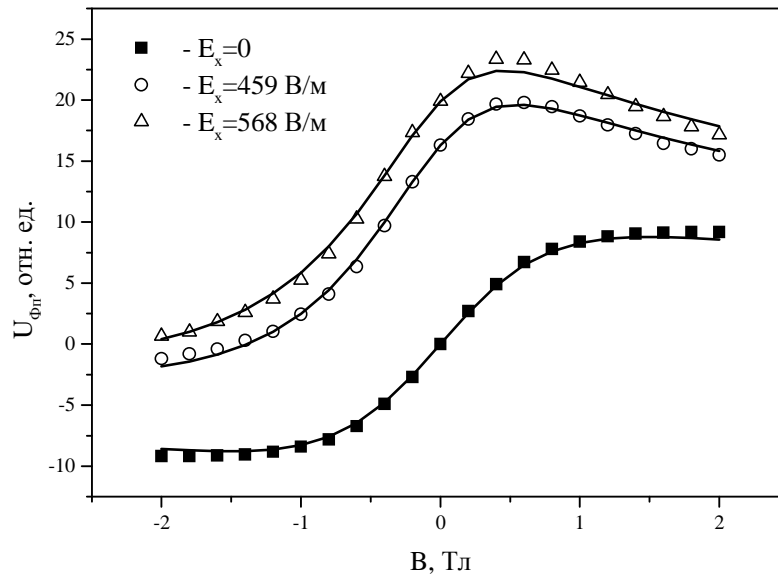
**Таблица 4.2.** Параметры образца №061101.

| Параметр  | Значение             |
|---|----------------------|
| $X_{Cd}$  | 0.223                |
| Толщина рабочей области II, мкм   | 8.93                 |
| Напряженность встроенного поля в области I, В/м   | $-6\times 10^5$      |
| Напряженность встроенного поля в области III, В/м   | $2\times 10^5$       |
| Подвижность основных носителей заряда (дырок), $m^2/V\cdot c$   | 0.029                |
| Концентрация дырок, $m^{-3}$  | $1.23\times 10^{22}$ |
| Подвижность неосновных электронов, $m^2/V\cdot c$   | 6.4                  |
| Коэффициент пропорциональности K  | 13                   |
| Эффективный темп поверхностной генерации при освещении со стороны свободной поверхности, $m^{-2}\cdot c^{-1}$ | $0.61\beta G_0$      |
| Эффективный темп поверхностной генерации при освещении со стороны подложки, $m^{-2}\cdot c^{-1}$              | $0.99\beta G_0$      |

На рис. 4.8 и 4.9 показаны магнитополевые зависимости ФП в геометрии Фойгта и ФМЭ при освещении образца 061101 с разных сторон.



**Рис. 4.8.** Магнитополевые зависимости ФП в геометрии Фойгта для разных значений тянущего электрического поля и ФМЭ при освещении образца 061101 с лицевой стороны.  $T=77$  К. Сплошные линии – теоретический расчет, символы – эксперимент



**Рис. 4.9.** Магнитополевые зависимости ФП в геометрии Фойгта для разных значений тянущего электрического поля и ФМЭ при освещении образца 061101 со стороны подложки.  $T=77$  К. Сплошные линии – теоретический расчет, символы – эксперимент

Условимся, что эффективная скорость поверхностной рекомбинации  $S_{1эфф}$  введена для границы между варизонным слоем на свободной поверхности и рабочим слоем структуры (между областями I и II на рис. 4.1б), а  $S_{2эфф}$  – для границы между варизонным слоем вблизи подложки и рабочим слоем (области III и II). Поэтому для правильного анализа результатов при освещении образца с обратной стороны  $S_{1эфф}$  и  $S_{2эфф}$  в формулах (4.23)÷(4.24) необходимо поменять местами.

Из соответствия теоретических выражений (4.28÷4.31) и экспериментальных данных были определены рекомбинационно-диффузионные параметры структуры:  $S_{1эфф} = 37 \pm 7$  м/с,  $S_{2эфф} = 38 \pm 7$  м/с,  $\tau_V = 10.6 \pm 0.5$  нс. Как видно из графиков (рис. 4.8 и 4.9), одним набором рекомбинационно-диффузионных параметров теоретические кривые (сплошные линии) хорошо описывают экспериментальные результаты (символы) при разных значениях тянущего электрического поля. На плёнках, выращенных ЖФЭ, описать результаты измерений ФП и ФМЭ при освещении образца с обеих сторон одним набором параметров не удавалось [4].

Определённые значения эффективных скоростей поверхностной рекомбинации значительно превышают предсказанные выше значения ( $0.1 \div 1$  м/с). В рамках предложенной модели их большую величину можно объяснить следующим образом. Если рассчитать для данного образца по формулам (4.20)-(4.21) время жизни электронов в переднем (I) и заднем (III) варизонных слоях, то оно окажется равным  $\tau_{1n} = 3 \times 10^{-10}$  с,  $\tau_{3n} = 8 \times 10^{-10}$  с. Следовательно, найденные значения эффективных скоростей поверхностной рекомбинации объясняются малыми значениями времени жизни в варизонных слоях.

Как известно, для случая оптической генерации при малом времени жизни носителей заряда в полупроводнике их концентрация невелика. В варизонных слоях концентрация неравновесных носителей мала вследствие выталкивания их встроенным электрическим полем. Здесь можно провести аналогию с эффективным временем жизни при значительной поверхностной рекомбинации – там неравновесные носители заряда рекомбинируют на поверхно-

стных состояниях, а в нашем случае их число уменьшается за счёт выталкивания их полем варизонной области. Используя соотношение  $\langle \tau \rangle = (\beta G_0)^{-1} \int \Delta n(y) dy$ , оценим для образца №061011 среднее значение времени жизни электронов в варизонных областях. Получаем,

что  $\langle \tau_1 \rangle = (\beta G_0)^{-1} \int_0^{y_1} \Delta n_1(y) dy = 1.4 \times 10^{-11}$  с,  $\langle \tau_3 \rangle = (\beta G_0)^{-1} \int_{y_2}^{y_3} \Delta n_3(y) dy = 3.7 \times 10^{-11}$  с. Значения  $\langle \tau_1 \rangle$

и  $\langle \tau_3 \rangle$  на порядок меньше приведенных в предыдущем абзаце значений  $\tau_{1n}$  и  $\tau_{3n}$ . Для лучшего совпадения этих величин необходимо учитывать точную зависимость времени жизни и подвижности носителей заряда от ширины запрещенной зоны в варизонных областях.

Таким образом, показано, что предложенные теоретические выражения хорошо описывают экспериментальные данные. Найденные значения эффективных скоростей поверхностной рекомбинации в исследованных образцах лежат в пределах 30÷100 м/с, что ниже опубликованных значений поверхностной скорости рекомбинации для КРТ р-типа [7].

#### **§4.4. Исследование магнитопольевых зависимостей ФП в геометрии Фойгта и ФМЭ на плёнках МЛЭ р-КРТ при разных температурах**

В параграфе исследуются магнитопольевые зависимости ФП в геометрии Фойгта и ФМЭ на плёнках МЛЭ р-КРТ. Измерения проводились в интервале температур 77÷125 К.

Параметры исследуемого образца №061030 приведены в таблицах 4.3 и 4.4.

Концентрация и подвижность основных носителей заряда определялась методом «спектра подвижности» в сочетании с многозонной подгонкой по результатам измерений эффекта Холла и магнитосопротивления. Подвижность неосновных электронов находилась при помощи измерения переменной компоненты ФП в геометрии Фарадея. Коэффициент пропорциональности К между концентрацией неравновесных электронов на рекомбинаци-

онных центрах и в зоне проводимости определялся по величине постоянной компоненты ФП в геометрии Фарадея.

**Таблица 4.3.** Параметры образца №061030.

| Параметр  | Значение           |
|---|--------------------|
| $X_{cd}$  | 0.223              |
| Толщина рабочей области II, мкм   | 7.8                |
| Напряженность встроенного поля в области I, В/м   | $-6.5 \times 10^5$ |
| Напряженность встроенного поля в области III, В/м   | $1.7 \times 10^5$  |
| Эффективный темп поверхностной генерации при освещении со стороны свободной поверхности, $m^{-2}c^{-1}$ | $0.65\beta G_0$    |

**Таблица 4.4.** Температурные зависимости электрофизических параметров образца №061030.

| Температура, К   | 77                   | 85                   | 100                  | 125                  |
|--|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| Подвижность основных носителей заряда (дырок), $m^2/V \times c$        | 0.023                | 0.021                | 0.015                | 0.012                |
| Концентрация дырок, $m^{-3}$   | $8.4 \times 10^{21}$ | $9.1 \times 10^{21}$ | $1.2 \times 10^{21}$ | $1.0 \times 10^{22}$ |
| Подвижность неосновных носителей заряда (электронов), $m^2/V \times c$ | 6.9                  | 6.4                  | 4.3                  | 2.5                  |
| Концентрация электронов, $m^{-3}$                                      | -                    | -                    | $1.5 \times 10^{17}$ | $8.3 \times 10^{18}$ |
| Коэффициент пропорциональности К                                       | 32                   | 29                   | 14                   | 1.5                  |

Измеренные температурные зависимости ФП и ФМЭ приведены на рис. 4.10 и 4.11, соответственно. Как видно из рис. 4.10, при увеличении температуры зависимости ФП от магнитного поля становятся более плавными. Характер изменений ФМЭ в магнитном поле также приближается к линейному с увеличением температуры (рис. 4.11). Это связано с тем,

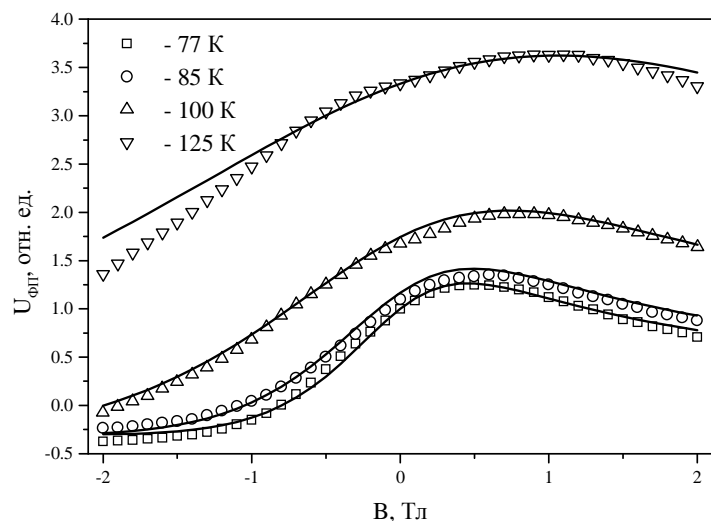
что подвижность электронов убывает при увеличении температуры (см. таблицу 4.4). Величина сигнала ФП возрастает при увеличении температуры, что обусловлено ростом времени жизни электронов.

Сплошные теоретические кривые на рис. 4.10 и 4.11 построены путём подгонки теоретических выражений (4.28÷4.31) под экспериментальные данные. Таким образом были определены температурные зависимости эффективных скоростей поверхностной рекомбинации и объёмного времени жизни.

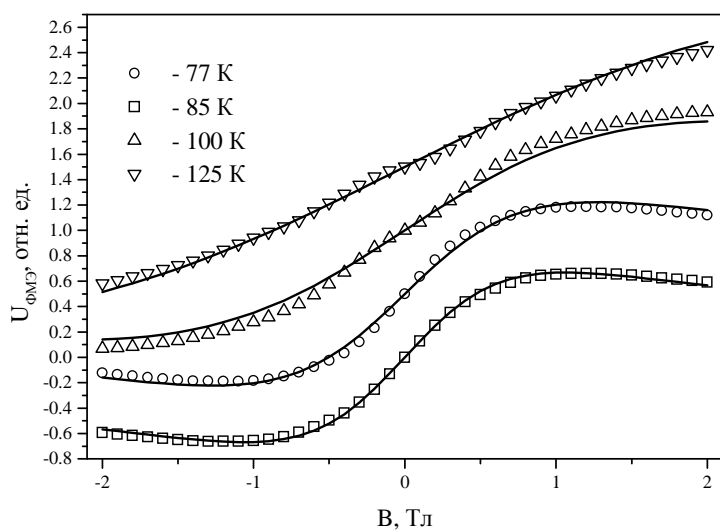
Найденные температурные зависимости представлены на рис. 4.12. При увеличении температуры величина эффективных скоростей поверхностной рекомбинации убывает, что связано с увеличением времени жизни в варизонных слоях, и, как следствие, с уменьшением диффузионного потока.

Температурная зависимость объёмного времени жизни была описана при помощи теоретических выражений для КРТ [7]. Подгонкой этих выражений под экспериментальные данные с использованием рассмотренного в главе 3 метода измерения концентрации рекомбинационных центров были определены энергия залегания рекомбинационных центров  $E_t$ , их концентрация  $N_t$  и коэффициенты захвата электронов и дырок на центры  $c_n$  и  $c_p$ , соответственно. Их величины составили:  $E_t=61$  мэВ,  $N_t=3.8 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ,  $c_n=7.5 \times 10^{-12} \text{ м}^3/\text{с}$ ,  $c_p=4.0 \times 10^{-16} \text{ м}^3/\text{с}$ . Отношение полученных коэффициентов захвата  $c_n/c_p=1.8 \times 10^4$  выходит далеко за границы диапазона  $c_n/c_p=10^1 \div 10^2$ , определенного для объёмных образцов КРТ [111] и используемого в работах [53, 54].

Большие значения  $C_n$  в исследуемых образцах можно объяснить тем, что ширина запрещённой зоны у них гораздо меньше, чем у образцов из работы [111] (115 мэВ и 386 мэВ, соответственно). Рекомбинационный уровень расположен ближе к зоне проводимости,

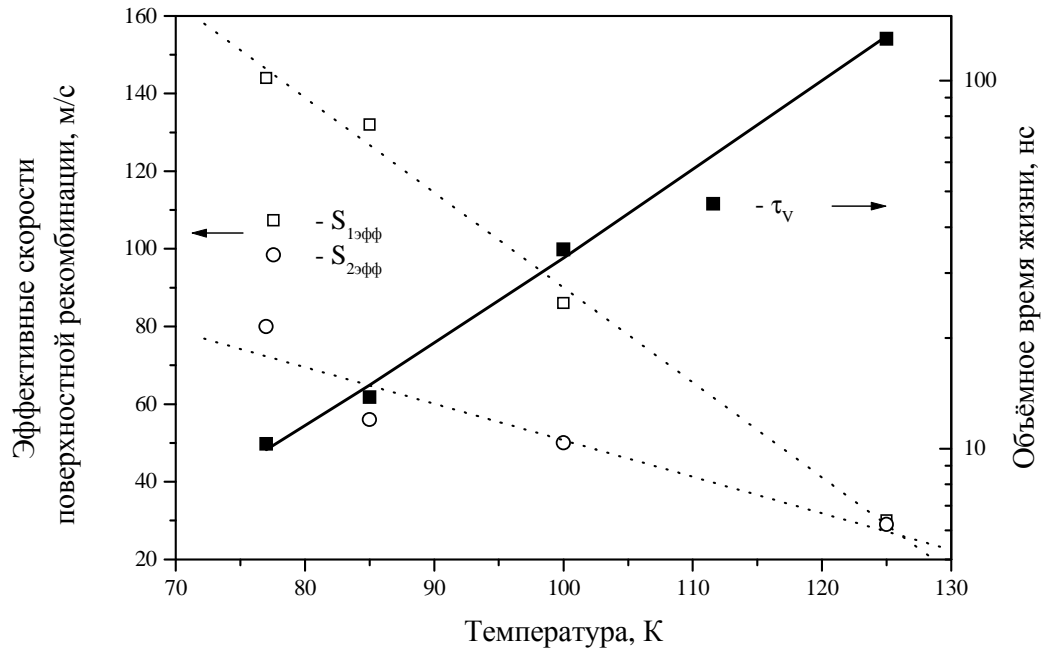


**Рис. 4.10.** Магнитопольные зависимости ФП в геометрии Фойгта для образца №061030 для разных температур. Сплошные линии – теоретический расчет, символы – эксперимент



**Рис. 4.11.** Магнитопольные зависимости ФМЭ для образца №061030 для разных температур. С целью более удобного представления результаты смещены на величину 0.5 относительно соседней температуры. Сплошные линии – теоретический расчет, символы – эксперимент.





**Рис. 4.12.** Температурные зависимости эффективных скоростей поверхностной рекомбинации (пунктирные линии проведены для визуализации) и объёмного времени жизни для образца №061030. Сплошная линия – теоретический расчёт

что повышает вероятность захвата электронов и приводит к увеличению сечения захвата и коэффициента захвата  $C_n$ .

#### §4.5. Выводы к главе

Проанализировано решение системы дифференциальных уравнений, описывающих поведение неравновесного электронно-дырочного газа в стационарных скрещенных электрическом и магнитном полях в плёнках МЛЭ р-КРТ с варизонными приграничными областями. Показано, что вклад варизонных областей в измеряемые сигналы ФМЭ и ФП пренебрежимо мал. Поэтому для описания магнитопольных зависимостей ФП и ФМЭ в такой структуре её можно заменить однородной плёнкой с постоянным  $X_{cd}$ , введя эффективные скорости поверхностной рекомбинации и эффективный темп поверхностной генерации на границах рабочего слоя.

Найдены выражения, описывающие зависимость от магнитного поля сигналов ФП в геометрии Фойгта и ФМЭ с учётом концентрации рекомбинационных центров. Показано, что в этом случае неравновесные тяжелые дырки дают заметный вклад в ФП. Показано, что пренебрежение этим вкладом приводит к завышению значения времени жизни электронов, определяемого по измерениям ФП и ФМЭ.

Величины эффективных скоростей поверхностной рекомбинации, определённые из соответствия теоретических выражений для ФП и ФМЭ и экспериментальных данных, для исследованных образцов МЛЭ р-КРТ при температуре 77 К лежат в диапазоне 30÷150 м/с, что ниже опубликованных значений поверхностной скорости рекомбинации для КРТ р-типа [7]. Значения  $S_{1эфф}$  и  $S_{2эфф}$  и убывают при увеличении температуры.

По температурным зависимостям объёмного времени жизни найдены коэффициенты захвата электронов и дырок на объёмные рекомбинационные центры. Величины коэффициентов захвата составили  $C_n=7.5 \times 10^{-12}$  м<sup>3</sup>/с и  $C_p=4.0 \times 10^{-16}$  м<sup>3</sup>/с. По измеренной величине по-

стоянной составляющей сигнала ФП в геометрии Фарадея определена с точностью до отношения  $C_n/C_p$  концентрация рекомбинационных центров  $N_t$ . Вычисленное значение концентрации равно  $N_t=3.8 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Определённый рекомбинационный уровень расположен близко к середине запрещённой зоны:  $E_t=61 \text{ мэВ}$ , что совпадает со значением  $E_t$ , определённого методом DLTS для вакансионно-легированных объёмных образцов. Диапазон значений коэффициента захвата электронов  $C_n$  в вакансионно-легированных объёмных образцов составляет  $(10^{-13} \div 10^{-14} \text{ м}^3/\text{с})$ , тогда как полученное нами значение  $C_n$  выходит за границы этого диапазона. Большие значения  $C_n$  в исследуемых образцах можно объяснить тем, что ширина запрещённой зоны у них гораздо меньше, чем у ранее исследованных образцов (115 мэВ и 386 мэВ, соответственно). Рекомбинационный уровень расположен ближе к зоне проводимости, что повышает вероятность захвата электронов и приводит к увеличению сечения захвата и коэффициента захвата  $C_n$

## Основные результаты работы

1. Впервые показано, что большое различие в подвижности электронов и дырок позволяет для р-КРТ при измерении магнитолевой зависимости ФП в геометрии Фарадея разделить электронную и дырочную компоненты ФП. При этом на плёнках МЛЭ р-КРТ при температурах  $77 \div 125$  К зависимость от магнитного поля ФП в геометрии Фарадея подобна зависимости продольного компонента тензора проводимости:  $\Delta U_{\sigma}(B) \approx \Delta n \mu_n / (1 + \mu_n^2 B^2)^{-1} + \Delta p \mu_p$ .
2. На основе исследований электронной компоненты ФП предложен метод определения подвижности неосновных электронов в р-КРТ для температур  $77 \div 125$  К. Установлено, что зависимость подвижности неосновных электронов в плёнках МЛЭ р-КРТ от температуры в области  $77 \div 300$  К описывается выражением  $\mu_n = A \cdot (T/77)^{-k}$ , где  $A = (5 \div 8 \text{ м}^2/\text{В} \times \text{с})$ ,  $k = 1.3 \div 1.5$ . Такая зависимость обусловлена рассеянием на колебаниях решётки.
3. Показано, что величина дырочной компоненты ФП не зависит от магнитного поля и прямо пропорциональна концентрации рекомбинационных центров  $N_r$ . По величине дырочной компоненты ФП рассчитано, что концентрация рекомбинационных центров в плёнках МЛЭ р-КРТ лежит в диапазоне  $(3.5 \div 70) \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$ . При  $N_r \approx 10^{20} \text{ м}^{-3}$  величина постоянной компоненты ФП может составлять до 20% от общего сигнала ФП при  $B=0$ . Определено, что отношение коэффициентов захвата электронов и дырок на объёмные рекомбинационные центры для узкозонных плёнок МЛЭ р-КРТ на два-три порядка превышает значения, известные для широкозонных ( $E_g \approx 0.4$  эВ) объёмных кристаллов р-КРТ.
4. Впервые обнаружен максимум при отличном от нуля значении индукции магнитного поля  $B_{\text{max}}$  на магнитолевой зависимости ФП в геометрии Фарадея на плёнках МЛЭ р-КРТ в области смешанной проводимости ( $T = 135 \div 175$  К). Максимум возникает при условии, когда вклад в проводимость равновесных электронов более чем в два раза превышает вклад равновесных дырок. Причиной появления максимума является то, что в данном случае маг-

нитосопротивление равновесных носителей заряда вплоть до  $V_{\max}$  возрастает быстрее, чем уменьшается проводимость неравновесных электронов.

5. Решена задача о распределении концентрации фотогенерированных неравновесных электронов по толщине плёнки МЛЭ р-КРТ с варизонными приграничными областями, помещённой в стационарные скрещенные электрическое и магнитное поля. Показано, что действие приграничных варизонных областей на неравновесные электроны можно учесть введением эффективных скоростей поверхностной рекомбинации  $S_{1эфф}$  и  $S_{2эфф}$  при условии, когда сила Лоренца, действующая на неравновесные электроны в скрещенных тянущем электрическом и магнитном полях, много меньше силы Кулона в варизонной области. Определено, что в плёнках МЛЭ р-КРТ с варизонными приграничными областями при температуре 77 К значения  $S_{1эфф}$  и  $S_{2эфф}$  лежат в диапазоне 30÷150 м/с, что по порядку величины совпадает с лучшими опубликованными значениями для образцов р-КРТ, пассивированных ZnS или CdTe.
6. Получены аналитические выражения для ФМЭ и ФП в геометрии Фойгта на плёнках МЛЭ р-КРТ с варизонными приграничными областями для температур 77÷125 К при доминирующей рекомбинации Шокли-Рида. Эти выражения адекватно описывают магнитопольные зависимости ФП и ФМЭ при разных значениях напряжённости тянущего электрического поля и при освещении плёнки поочередно с лицевой и обратной сторон.

Автор выражает искреннюю признательность научному руководителю к.ф.-м.н. В.Я. Костюченко, а также считает своим приятным долгом поблагодарить д.ф.-м.н. В.Н. Овсюка за неоценимую поддержку. Искренне благодарен д.ф.-м.н. А.Ф. Кравченко, к.ф.-м.н. С.А. Дворецкому, к.ф.-м.н. В.В.Васильеву, к.ф.-м.н. С.А. Студеникину за полезные обсуждения и советы; д.ф.-м.н. Ю.Г. Сидорову, к.ф.-м.н. Н.Н. Михайлову и к.ф.-м.н. В.С. Варавину за предоставление плёнок МЛЭ р-КРТ для измерений; ведущему технологу Т.И. Захарьяш за изготовление Холловских структур; к.ф.-м.н. А.Г. Клименко, Н.В. Карнаевой и Т.А. Недосекиной за приготовление контактов к образцам.

**Основные результаты диссертации опубликованы в работах:**

1. Kostuchenko V.Ya., Studenikin S.A., Varavin V.S., Protasov D.Yu. *Characterization of MBE  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  layers via photoconductive effect in crossed  $E\perp B$  fields*// Material Science and Engineering B. – 1997. - V.44. - P. 288-291.
2. Kostyuchenko V.Ya., Ovsyuk V.N., Protasov D.Yu., Skok E.M., Varavin V.S. *Characterization of recombination properties of MBE  $p\text{-HgCdTe/GaAs}$  structures by photoelectromagnetics methods*: Abstract book of the «Quantum-Hall Effect and Heterostructures». (10-15 December 2001, Wurzburg, Germany).
3. Варавин В.С., Костюченко В.Я., Овсюк В.Н., Протасов Д.Ю., Талипов Н.Х. *Влияние серебра на фотоэлектрические свойства пленок МЛЭ  $\text{HgCdTe}$* : Тезисы докладов. 1-ая Украинская научная конференция по физике полупроводников (10-14 сентября 2002 Украина, Одесса). - С. 250.
4. Протасов Д.Ю., Васильев В.В., Овсюк В.Н., Варавин В.С., Михайлов Н.Н., Сидоров Ю.Г., Дворецкий С.А., Костюченко В.Я. *Длина диффузии в ГЭС КРТ МЛЭ  $p$ -типа проводимости*: Тезисы докладов. Собрание Актуальные проблемы полупроводниковой фотоэлектроники «Фотоника –2003». (28-31 августа 2003 Новосибирск), - С. 60.
5. Protasov D.Yu., Kostyuchenko V.Ya., Ovsyuk V.N. *Determination of Charge Carriers Mobility in  $p\text{-HgCdTe}$  by Magnetophotoconductivity Method*: Abstract book of the 5<sup>th</sup> International Siberian Workshop and Tutorial of Electron Devices and Materials EDM (1-5 July 2004, Erlagol, Russia). - P. 54-57.
6. Варавин В.С., Дворецкий С.А., Костюченко В.Я., Овсюк В.Н., Протасов Д.Ю. *Подвижность неосновных носителей заряда в пленках  $p\text{-HgCdTe}$* // ФТП. – 2004. – Т. 38, - №. 5, - С. 532 – 537.
7. Protasov D.Yu., Kostyuchenko V.Ya., Ovsyuk V.N. *Influence of Traps on magnetophotoconductivity in  $p\text{-HgCdTe}$* : Abstract book of the 6<sup>th</sup> International Siberian Workshop and Tutorial of Electron Devices and Materials EDM (1-5 July 2005 Erlagol, Russia). - P. 47-48.
8. Протасов Д.Ю., Костюченко В.Я. и Овсюк В.Н. *Немонотонное поведение магнитофотопроводимости в  $\text{HgCdTe}$   $p$ -типа*// ФТП. – 2006. – Т. 40. - №. 6, - С. 663 – 666.
9. Костюченко В.Я., Москвин В.Н., Протасов Д.Ю. *Фотоэлектромагнитные методы исследования и контроля рекомбинационных параметров полупроводниковых материалов для ИК-техники*: Труды всероссийской научно-технической конференции «Наука. Промышленность. Оборона» (18-20 апреля 2007, Новосибирск, Россия). - С. 305-309.

10. Protasov D.Yu., Kostuchenko V.Ya. *Surface Recombination and Charge Carriers Generation by Radiations in MBE p-HgCdTe films with Graded-Gap Near-Border Layers*: Abstract book of the 8<sup>th</sup> International Siberian Workshop and Tutorial of Electron Devices and Materials EDM-2007 (1-5 July 2007, Erlagol, Russia). - P. 53-55.
11. Протасов Д.Ю., Костюченко В.Я., Крылов В.С., Овсяк В.Н. *Определение времени жизни основных и неосновных носителей заряда в HgCdTe p-типа методом фотопроводимости в магнитном поле*// Прикладная Физика. - 2007, - № 6. - С. 27-30.



## Цитируемая литература

- 
- 1 Рогальский А. Инфракрасные детекторы/ Пер. с англ. – Новосибирск.: Наука, 2003. - 636 с.
  - 2 Varavin V.S., Vasiliev V.V., Dvoretzky S.A., Mikhailov N.N. Ovsyuk V.N., Sidorov Yu.G., Suslyakov A.O., Yakushev M.V., Aseev A.L. *HgCdTe epilayers on GaAs: growth and devices*// Proceedings SPIE. – 2003. - V.5136. - P.381-395.
  - 3 Finkman E., Schacham S.E. *Surface recombination velocity of anodic sulfide and ZnS coated p-HgCdTe*// J. Vac. Sci. Technol. A. – 1989. - V. 7. - N. 2. - P. 464-468.
  - 4 Studenikin S.A. and Panaev I.A. *Recombination parameters of epitaxial  $Cd_xHg_{1-x}Te/CdTe$  layers from photoelectromagnetic and photoconductivity effects*// Sem. Sci. Technol. –1993. - V. 8. - P. 1324-1330.
  - 5 Sarusi G., Zemel A., Eger D., Ron S., Spara Y. *Investigation of the bulk and surface electronic properties of HgCdTE epitaxial layers using photoelectromagnetic, Hall, and photoconductivity measurements*// J. Appl. Phys. – 1992. - V. 74. - N. 6. - P.2312 – 2321.
  - 6 Cohen-Solal G., Marfaing Y. *Transport of photocarriers in  $Cd_xHg_{1-x}Te$  graded-gap structures*//, Sol. St. Electr. – 1968. - V. 11. - N. 12. - P. 1131 - 1147.
  - 7 Lopes V.C., Syllaios A.S. and Chen M.C. *Minority carrier lifetime in mercury cadmium telluride*// Sem. Sci. Technol. – 1993. - V. 8. - P. 824 841.
  - 8 Госсорг Ж. *Инфракрасная термография. Основы, техника, применение*/ Пер. с франц., М.: Мир, 1988, - 416 с.
  - 9 Цидильковский И.М. *Зонная структура полупроводников*/ М.: Наука, 1978. - 328 с.
  - 10 Lawson W.D., Nielsen S., Putley E.H. and Young A.S. *Preparation and properties of HgTe-CdTe*// J. Phys. Chem. Sol. - 1959, - V. 9. - P. 325-329.
  - 11 *Физика соединений АПВVI* /Под ред. А.Н. Георгобиани, М.К. Шейнкмана, М.: Наука, 1986, - 320 с.

- 
- 12 *Properties of Narrow Gap Cadmium-based Compounds/* EMIS Datareviews Series., edited by P. Capper. IEE, London. – 1994. - No. 10.
- 13 Colombo L., Chang R.B., Chang C.J. and Baird B.A. *Growth of Hg-based alloys by the traveling heater method//* J. Vac. Sci. Technol. A. – 1988. - V. 6. - P. 2795-2799.
- 14 Elliot C.T., Day D., and Wilson D.J. *An integrating detector for serial scan thermal imaging//* Infrared Phys. – 1982. - V. 22. - P. 31-42.
- 15 Edwall D.D., Gertner E.R. and Tennant W.E. *Liquid-phase epitaxy of  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  epitaxial layers//* J. Appl. Phys. –1984. - V. 55. - P. 1453 –1459.
- 16 Tung T., Kalisher M.H., Stevens A.P. and. Herning P.E. *Liquid-phase epitaxy of  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  from Hg solution: A route to infrared detector structures//* Mat. Res. Symp. Proc, - 1987. - V. 90. - P. 321 – 356.
17. Castro C.A. *Review of key trends in HgCdTe materials for IR focal plane arrays//* Proc. SPIE. - 1993. - V.2021. - P. 2-9.
- 18 Djuric Z. *Isothermal vapor-phase epitaxy of mercury-cadmium-telluride (Hg,Cd)Te//* J. Mat. Sci. – 1995. - V. 5. - P. 187-218.
- 19 Irvine J.C. *Recent development in MOCVD of  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ //* Proc. SPIE., - 1992. - V. 1735. - P. 92-99.
- 20 Summers C.J., Wagner B.K., Benz R.G. and Conte Matos A. *Recent advances in metalorganic molecular beam epitaxy of HgCdTe//* Proc. SPIE. – 1993. - V. 2021. - P. 56-66.
- 21 Edwall D.D., Zandian M., Chen A.C., Arias J.M. *Improving Material Characteristics and Reproducibility of MBE HgCdTe//* J. of Electron. Mater. – 1997. V. 26. - No. 6. - P. 493-497.
- 22 Sidorov Yu.G., Dvoretzky S.A., Mikhailov N.N., Yakushev M.V., Varavin V.S., Liberman V.I. *Peculiarities of the MBE growth physics and technology of narrow-gap II-VI-vi compounds//* Thin Solid Films. – 1997. - V. 306. - №2. - P.253-266.

- 
- 23 Ferret P., Zanatta J.P., Hamelin R., Cremer S., Million A., Wolny M., and Destefanis G. *Status of the MBE Technology at Leti LIR for the Manufacturing of HgCdTe Focal Plane Arrays*// J. Electron. Mater. –2000. - V. 29. - № 6. - P. 641-647.
- 24 Varavin V.S., Dvoretzky S.A., Liberman V.I., Mikhailov N.N., Sidorov Yu.G. *The molecular beam epitaxy of high quality  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  films with control the composition distribution*// J. Cryst. Growth. – 1996. - V.159. - P. 1161-1166.
- 25 Svitashov K.K., Shvets V.A., Mardezhov A.S., Sidorov Yu.G., Dvoretzky S.A., Mikhailov N.N., Spesivtsev E.V., Rychlitsky S.V. *The ellipsometry as a powerful tool for control of epitaxial semiconductor structures in-situ and ex-situ*// Material Science & Engeneering. – 1997. - B44. - P. 164-167.
- 26 Михайлов Н.Н., Мищенко А.М., Ремесник В.Г. *Способ создания варизонных структур на основе твердых растворов  $Cd_xHg_{1-x}Te$* // ГК по делам изобретений и открытий. Патент № 2022402, приоритет от 14.04.98, публ. 30.10.94. БИ. №20 с. 310.
- 27 Осадчий В. М., Сусяков А. О., Васильев В. В., Дворецкий С. А. *Эффективное время жизни носителей заряда в варизонных структурах на основе  $CdHgTe$* //ФТП. - 1999. - Т. 33. - №. 3. - С. 293.
- 28 Войцеховский А. В., Денисов Ю. А., Коханенко А. П., Варавин В. С., Дворецкий С. А., Михайлов Н. Н., Сидоров Ю. Г., Якушев М. В. *Особенности спектральных и рекомбинационных характеристик МЛЭ-структур на основе  $CdHgTe$* //Автометрия. - 1998. - №. 4. - С. 47.
- 29 Васильев В.В., Придеин А.В. *Влияние потенциального барьера варизонного Р-р-гетероперехода на характеристики трехмерного фотодиода на основе  $Hg_{1-x}Cd_xTe$* // Прикладная физика. –2005. - № 6. - С. 118 – 124.
- 30 Варавин В. С., Васильев В. В., Захарьяш Т. И. и др. *Фотодиоды с низким последовательным сопротивлением на основе варизонных эпитаксиальных слоев  $Cd_xHd_{1-x}Te$* //Оптический журнал. - 1999. - Т. 66. - № 12. - С. 69.

- 
- 31 Groves S. and Paul W. *Band Structure of Gray Tin*// Phys. Rev. Lett., - 1963. - V. 11, - P. 194-196.
- 32 Hansen G.L., Schmit J.L., Casselman T.N. *Energy gap versus alloy composition and temperature in  $Hg_{1-x}Cd_xTe$* // J. Appl. Phys. – 1982. - V. 53. - P. 7099-7101.
- 33 Kane E. *Band structure of indium antimonide*// J. Phys. Chem. Sol. – 1957. - V. 1. - P. 249-261.
- 34 Weiler M. H. *Magneto-optical properties of  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  alloys*// Semiconductors and Semimetals. – 1981. - V.16. - P. 119-191.
- 35 Anderson W.W. *Absorption constant of  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  and  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  alloys*// Infr. Phys. – 1980. - V. 20. - P. 363 – 372.
- 36 Finkman E. and Schacham S.E. *The exponential optical absorption band tail of  $Hg_{1-x}Cd_xTe$* // J. Appl. Phys, - 1984. - V. 56. - P. 2896-2900.
- 37 Schacham S. E. and Finkman E. *Recombination mechanisms in p-type  $HgCdTe$ : Freezeout and background flux effects*// J. Appl. Phys. – 1985. - V. 57. - P. 2001-2009.
- 38 Casselman T.N. *Calculation of the Auger lifetime in p-type  $Hg_{1-x}Cd_xTe$* // J. Appl. Phys. – 1981. - V. 52. - P. 848-854.
- 39 Fastow R. and Nemirovsky Y *The excess carrier lifetime in vacancy- and impurity-doped  $HgCdTe$* // J. Vac. Sci. Technol. A. – 1990. - V. 8. - P. 1245 – 1250.
- 40 Воробьёв Ю.В., Добровольский В.Н., Стриха В.И. *Методы исследования полупроводников*/ Киев.: Выща Школа, 1988. - 232 с.
- 41 Рывкин С.М. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках*/ М.: Физматгиз, 1963. - 496 с.
- 42 Nimitz G., Bauer G., Dornhaus R. and Muller K.H. *Transient carrier decay and transport properties in  $Hg_{1-x}Cd_xTe$* // Phys.Rev. B. – 1974. - V. 10. - P. 3302-3310.
- 43 Lopes V.C., Wright W.H. and Syllaios A.J. *Characterization of  $(Hg,Cd)Te$  by the photoconductive decay technique*// J.Vac.Sci.Technol. A. – 1990. - V. 8. - P. 1167.

- 
- 44 Zucca R., Edwall D.D., Chen J.S., Johnson S.L. and Younger C.R. *Minority carrier lifetimes of metalorganic chemical vapor deposition long-wavelength infrared HgCdTe on GaAs*// J.Vac.Sci.Technol. B. – 1991. - V. 9. - P.1823.
- 45 Войцеховский А. В., Денисов Ю.А., Коханенко А.П., Варавин В.С., Дворецкий С.А., Либерман В.Т., Михайлов Н.Н., Сидоров Ю.Г. *Время жизни носителей заряда в структурах на основе  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  ( $x=0.22$ ), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии*// ФТП. – 1997. - Т. 31. - № 7. - С. 774-776.
- 46 Kunst N., Beck G. *The study of charge carrier kinetics in semiconductors by microwave conductivity measurements*//J. Appl. Phys. – 1986. – V. 60. - N 10. - P.945-947.
- 47 Chen M. C. *Photoconductivity lifetime measurements on HgCdTe using a contactless microwave technique*// J. Appl. Phys. – 1988. - V. 6. - N. 2. - P. 3558-3566.
- 48 Бородовский П. А., Булдыгин А. Ф., Студеникин С. А. *СВЧ-методы измерения параметров эпитаксиальных пленок КРТ*// Автометрия. – 1996. - N. 4. - С.59 - 72.
- 49 Kinch M.A., Brau M.J. and Simmons A. *Recombination mechanisms in 8–14- $\mu$  HgCdTe*//J. Appl. Phys. - 1973, - V. 44. - P. 1649 – 1663.
- 50 Nemirovsky Y., Margalit S., Finkman E., Shacham-Diamand Y and Kidron I. *Growth and properties of  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  epitaxial layers*// J. Electron. Mater. – 1982. - V. 11. - P. 133-153.
- 51 Fastow R. and Nemirovsky Y. *Transient and steady-state excess carriers lifetimes in p-type HgCdTe*// Appl. Phys. Letters. – 1989. - V. 55. - P. 1882 – 1884.
- 52 Schacham S.E. and Finkman E. *Light-modulated Hall effect for extending characterization of semiconductors materials*// J. Appl. Phys. – 1986. - V. 60. - № 8. - P. 2860-2865.
- 53 Fastow R., Goren D. and Nemirovsky Y. *Shockley-Read recombination and trapping in p-type HgCdTe*// J. Appl. Phys. – 1990. - V. 68. - P. 3405 – 3412.

- 
- 54 Barton S.C., Capper P., Jones C.J., Metcalfe N. and Duffon D. *Determination of Shockley-Read trap parameters in n- and p-type epitaxial Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te*// Sem. Sci. Technol. – 1996. - V. 11. - P. 1163-1167.
- 55 Gopal V. *Surface recombination in photoconductors*// Infr. Phys. – 1985. - V. 25. - P. 615-618.
- 56 Mroczkowski J.A. and Nelson D.A. *Optical absorption below the absorption edge in Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te*// J. Appl. Phys. – 1983. - V. 54. - P. 20416-2051.
- 57 Schmit J.L. *Intrinsic Carrier Concentration of Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te as a Function of x and T Using k·p Calculations*// J. Appl. Phys. – 1970. - V. 41. - P. 2876-2879.
- 58 Hansen G.L., Schmit J.L. *Calculation of intrinsic carrier concentration in Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te*// J. Appl. Phys. – 1983. - V. 54. - P. 1639-1640.
- 59 Chattopadhyay D., Nag B. *Mobility of electrons in Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te*// J. Appl. Phys. – 1974. - V. 45. - N. 3. - P. 1463-1465.
- 60 Yadava R.D.S., Gupta A.K. and Warriar A.V.R. *Hole scattering mechanisms in Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te*// J. Electron. Mater. – 1994. - V. 23. - N. 12. - P. 1359 – 1378.
- 61 Gold M.C. and Nelson D.A. J. *Variable magnetic-field hall-effect measurements and analyses of high-purity, Hg vacancy (p-type) HgCdTe*// Vac. Sci. Technol. A. – 1986. - V. 4. - P. 2040-2046.
- 62 Talipov N.Z., Ovsyuk V.N., Remesnik V.G., Schaschkin V.V. *Method for the characterization of electron, light- and heavy-hole concentrations and mobilities in narrow-gap p-type HgCdTe*// Materials Science and Engineering B. – 1997. - V. B44. - P. 278-282
- 63 Moravec P., Grill R., Franc J., Varghova R., Höschl P. and Belas E. *Galvanomagnetic and thermoelectric properties of p-Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te (x approximate to 0.22)*// Sem. Sci. Technol.. – 2001. - V. 16. - P. 7-13.
- 64 Блатт Ф. *Физика электронной проводимости в твердых телах*/ М.: Мир, 1971 г. - 470 с.
- 65 Beck W.A., Anderson J.R. *Determination of electrical transport properties using a novel magnetic field-dependent Hall technique*// J. Appl. Phys. – 1987. - V. 62. - P. 541 - 554.

- 
- 66 Antoszewski J. and Faraone L. *Analysis of magnetic field dependent Hall data in narrow band-gap  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  grown by molecular beam epitaxy*// J. Appl. Phys. – 1996. - V. 80. - N. 7. - P. 3881-3892.
- 67 Meyer J.R. and Hoffman C.A., Antoszewski J. and Faraone L. *Quantitative mobility spectrum analysis of multicarrier conduction in semiconductors*// J. Appl. Phys. – 1997. - V. 81. - N. 2. - P. 709-713.
- 68 Baturina T.I., Borodovski P.A., Studenikin S.A. *Microwave waveguide method for the measurement of electron mobility and conductivity in GaAs/AlGaAs heterostructures*// Appl. Phys. A. – 1996. - V. 63. - P. 293-298.
- 69 Baturina T.I., Borodovski P.A., Buldygin S.A., Studenikin S.A. *Microwave method for the characterization of transport parameters of heterostructures and narrow gap semiconductor films*// Mat. Sci.&Engineering B. – 1997. - V. B44. - P.283-287.
- 70 Schacham S.E. and Finkman E. *Magnetic field effect on the  $R_0A$  product of HgCdTe diodes*// J. Vac. Sci. Technol. A. – 1989. - V. 7. - № 2. - P. 387-390.
- 71 Gordon N.T., Barton S., Capper P., Jones C.L. and Metcalfe N. *Electron-mobility in p-type epitaxially grown  $Hg_{1-x}Cd_xTe$* // Sem. Sci. Technol. – 1993. - V. 8. - P. S221-S224.
- 72 Chen M.C., Turner A., Colombo L. and Chandra D. *The magnetic field dependence of  $R_0A$  products in n-on-p homojunctions and p-on-n heterojunctions from  $Hg_{0.78}Cd_{0.22}Te$  liquid phase epitaxy films*// J. Elect. Mater. – 1995. - V. 24. - № 9. - P. 1249-1253.
- 73 Barton S., Capper P., Jones C.L., Metcalfe N. and Gordon N.T. *Electron-mobility in p-type epitaxially grown  $Cd_xHg_{1-x}Te$* // Sem. Sci. Technol. – 1995. - V. 10. - P. 56-60.
- 74 Студеникин С.А., Панаев И.А., Костюченко В.Я., Торчинов Х.-М.З. *Фотоманитный эффект и фотопроводимость тонких эпитаксиальных слоев  $Cd_xHg_{1-x}Te/CdTe$* // ФТП. – 1993. - Т. 27. - N. 5. - С.744 – 756.

- 
- 75 Sang Dong Yoo and Kae Dal Kwack. *Analysis of carrier concentration, lifetime, and electron mobility on p-type HgCdTe*// J. Appl. Phys. – 1998. - V. 83. - № 5. - P. 2586 – 2592.
- 76 Yongsheng Gui, Biao Li, Guozhen Zheng, Yong Chang, Shanli Wang, Li He and Junhao Chu. *Evaluation of the densities and mobilities for heavy and light holes in p-type Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te molecular beam epitaxy films from magnetic-field-dependent Hall data*// J. Appl. Phys. – 1998. - V. 84. - № 8. - P. 4327-4331.
- 77 Кикоин И.К., Носков М.М. *О новом фотоэлектрическом эффекте в закусии меди*// Phys. Zs. Sow. Un. – 1934. - N. 5. - С. 586.
- 78 Френкель Я.И. *Объяснение фотоэлектромагнитного эффекта в полупроводниках*// Phys. Zs. ol. Sow. Un. – 1934. - N. 5. - С. 597.
- 79 W. van Roosbroeck. *Theory of the Photoelectromagnetic Effect in Semiconductors*/ Phys. Rev. – 1956. - V. 101. - N. 6. - P. 1713 – 1725.
- 80 Равич Ю.И. *Фотоэлектромагнитный эффект в полупроводниках и его применение*/ М.: Сов. Радио, 1967. – 93 с.
- 81 Nowak M. *Photoelectromagnetic effect in semiconductors and its application*// Prog. Quant. Electr. – 1987. - V. 11. - P. 205-346.
- 82 Гринберг А.А. *Фотоманитный эффект в изотропных полупроводниках и его использование для измерения времени жизни неосновных носителей тока*// ФТТ. – 1960. - Т. 11. - N. 5. - С. 836 – 847.
- 83 Lile D.L. *Generalized photoelectromagnetic effect in semiconductors*// Phys. Rev. B. – 1973. - V. 8. - N. 10. - P. 4708 – 4722.
- 84 Лягушенко Р.И., Ясиевич И.Н. *Фотоманитный эффект эффект в квантующем магнитном поле при разогреве электронов светом*// ЖЭТФ. – 1969. - Т. 56. - N. 4. - С. 1432 – 1440.



- 
- 85 Гасан-заде С.Г., Жадько И.П., Зинченко Э.А., Фридрих Е.С., Шепельский Г.А. *Влияние анодного окисления поверхности на характеристики фотопроводимости и фотомагнитного эффекта в кристаллах  $Cd_xHg_{1-x}Te$* // ФТП. –1991. - Т. 25. - N. 5. - С. 871-875.
- 86 Гасан-заде С.Г., Жадько И.П., Зинченко Э.А., Романов В.А., Сальков Е.А., Шепельский Г.А. *Влияние пластической деформации на фотомагнитный эффект и фотопроводимость в кристаллах  $Cd_xHg_{1-x}Te$* // ФТП. –1989. - Т. 23. - N. 1. - С. 85 – 89.
- 87 Kończak S. and Nowak M. *Some comments on the photoelectromagnetic effect*// Surf. Sci. – 1979. – 87. - P. 228 – 238.
- 88 Mordovich D., Zemel A., Zussman A., Eger D. *Photoelectromagnetic effect in p-type HgCdTe layers grown by liquid phase epitaxy*// J. Appl. Phys. – 1987. - V. 51, - N. 26. - P. 2239 –2241.
- 89 Schneider W. and Behler K. *Application of photoconductivity measurements in n-InSb under crossed field*// Appl. Phys. – 1978. - V. 17. - P. 249-256.
- 90 Cristoloveanu S. and Kang K.N. *The field-assisted photoelectromagnetic effect: theory and experiment in semi-insulating GaAs*/ J. Phys. C: Solid State Phys. – 1984. - V. 17. - P. 699-712.
- 91 Kurnick S. W. and Zitter R. N. *Photoconductive and Photoelectromagnetic Effects in InSb*// J. Appl. Phys. – 1956. - V. 27. - N. 3. - P. 278-285.
- 92 Goodwin P.W. *Reports of Meeting on Semiconductors*// Phys. Soc. London. – 1956. - P. 137.
- 93 Konczak S. and Nowak M. *The estimation of semiconductors parameters using least squares in photomagnetolectric investigations*// Phys. Stat. Sol. (a). – 1981. – V. 63. - P. 305-311.
- 94 Пека Г.К., Коваленко В.Ф., Смоляр А.Н.. *Варизонные полупроводники*/ Киев: Выща школа, 1989. - 251 с.
- 95 Kroemer H. *Quasi-electric and quasi-magnetic fields in nonuniform semiconductors*/ RCA Review. – 1957. - V. XVIII. - N. 3. - P. 332- 342.
- 96 Царенков Г.В. *Фотоэффект в варизонной p-n структуре*// ФТП. – 1975. - Т. 9. - N. 2. - С. 253-262.

- 97 Константинов О.В., Царенков Г.В. *Фотопроводимость и эффект Дембера в варизонных полупроводниках*// ФТП. – 1976. - Т. 10. – N. 4. - С. 720-728.
- 98 Вуль А.Я., Петросян С.Г., Шик А.Я., Шмарцев Ю.В. *О фоточувствительности варизонной структуры*// ФТП. – 1976. - Т. 10. - N. 4. - С. 673-676.
- 99 Бывалый В.А., Волков А.С., Гольдберг Ю.А., Дмитриев А.Г., Царенков Б.В. *Фотоэлектрический эффект в варизонных поверхностно-барьерных структурах (теоретическое рассмотрение)*// ФТП. – 1979. - Т. 13. - N. 6. - С. 1110-1115.
- 100 Клецкий С.В. *Спектральные характеристики варизонных структур с нелинейным профилем состава*// ФТП. – 1992. - Т. 26. - N. 9. - С. 1631-1634.
- 101 Петросян С.Г. *Теоретическое исследование фотомагнитного эффекта в варизонных полупроводниках*//ФТП. – 1977. - Т. 11. -N. 5. - С. 886-891.
- 102 Габарев Р.С., Калухов В.А., Чикичев С.И. *Особенности фотомагнитного эффекта в варизонных структурах GaA<sub>1-x-y</sub>Sb<sub>x</sub>P<sub>y</sub>*// ФТП. – 1985. - Т. 19. - N. 4. - С. 742-744.
- 103 Kasprzak J.F., Pawlikowski J.M., Besla P., Maychrowska H. *Spectral characteristic of the PEM-effect in graded-gap Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te*// Acta. Phys. Polon. – 1980. - V. A57. - P. 311-322.
- 104 Genzow D., Jozwikowska A., Jozwikowski K., Niedzeila T. and Piotrovski J. *Photoelectromagnetic effect in Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te graded-gap structures*/ Infrared Phys. – 1984. - V. 24. - N. 1. - P. 21-24.
- 105 Штурбин А.В., Шалыгин В.А., Стафеев В.И. *Определение диффузионно-рекомбинационных параметров полупроводников бесконтактным методом*// ФТП. – 1995. – Т. 29. - N. 11. - С. 2039 – 2052.
- 106 Холодов В.А., Другова А.А. *Слабоваризонные приповерхностные слои как эффективное средство защиты от поверхностной рекомбинации фотоносителей в пороговых инфракрасных CdHgTe фоторезисторах*/ Письма в ЖТФ. – 2000. - Т. 26. - N. 5. - С. 49 – 56.

- 
- 107 . Кучис Е.В. *Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования*/ М., Радио и связь, 1990. – 264 с.
- 108 Spicer W.E. *Metal contacts on Hg<sub>1-x</sub>CdxTe*// J. Vac. Sci. Technol. A. – 1990. - V. 8. - P. 1174-1176.
- 109 Achard J., Varenne-Guillot C., Barbarin F., Dugay M. *Comments on the appearance of “mirror” peaks in mobility spectrum analysis of semiconducting devices*// Appl. Surf. Sci. – 2000. - V. 158. - P. 345-352.
- 110 Шуп Т. Е. *Решение инженерных задач на ЭВМ: Практическое руководство*/ М.:Мир, 1982. - 235 с.
- 111 Jones C.E., Nair V., Lindquist J., Polla D.L. *Effects of deep-level defects in Hg<sub>1-x</sub>CdxTe provided by DLTS*// J. Vac. Sci. Technol. – 1982. - V. 21. - N. 1. - P. 187-190.
- 112 Nemirovsky Y., Fastow R., Meyassed M. and Unikovsky A. *Trapping effect in HgCdTe*// J. Vac. Sci. Technol. B. – 1991. - V. 9. - N. 3. - P. 1829 – 1839.
- 113 Овсяк В.Н., Протасов Д.Ю., Талипов Н.Х.. *Метод дифференциального магнитосопротивления для определения концентрации и подвижности электронов и легких дырок в Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te p-типа*// Автометрия. –1998. - № 5. - С. 99 –107.
- 114 Фрэнк Дж. Блатт. *Теория подвижности электронов в твердых телах*/ Л., Физматгиз, 1963. – 224 с.
- 115 Lou L.F. and Frye W.H. *Hall effect and resistivity in liquid-phase-epitaxial layers of HgCdTe*// J.Appl. Phys. – 1984. - V. 56. - N. 8. - P. 2253-2267.
- 116 Lang D.V. *Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors*// J. Appl. Phys. –1974. - V. 45. - N. 7. - P. 3023-3032.
- 117 Tanaka M., Ozaki K., Nishino H., Ebe H. and Miyamoto Y. *Electrical Properties of HgCdTe epilayers doped with silver using an AgNO<sub>3</sub> solution*// J. Electron. Mater. – 1998. - V. 27. - N. 6. - P. 579 – 582.

- 
- 118 Nishino H., Ozaki K., Tanaka M., Saito T., Ebe H., Miyamoto Y. *Acceptor level related Shockley-Read-Hall centers in p-HgCdTe*// J. Cryst. Growth. – 2000. - V. 214/215. - P. 275 – 279.
- 119 Bratt P.R. and Casselman T.M. *Barrier formation in graded Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te heterostructures*// J. Vac. Sci. Technol. A. – 1985. - V. 3. - P. 238-245.
- 120 Бахтин П.А., Дворецкий С.А., Варавин В.С., Коробкин А.П., Михайлов Н.Н., Сидоров Ю.Г. *Исследование зависимостей проводимости и коэффициента Холла от магнитного поля в плёнках Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии*// ФТП. – 2004. - Т. 38. – N. 10. - С. 1203 – 1206.