На правах рукописи

Протасов Дмитрий Юрьевич

Фотопроводимость в магнитном поле и фотомагнитный эффект в плёнках МЛЭ p-$Cd_xHg_{1-x}Te$

Специальность 01.04.10
«Физика полупроводников»

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Новосибирск – 2008

Работа выполнена в Институте Физике Полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН и Сибирской Государственной Геодезической Академии.

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук
Костюченко Владимир Яковлевич

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор
Шумский Владимир Николаевич
доктор технических наук, профессор
Корнилович Александр Антонович

Ведущая организация:
ГОУ высшего профессионального образования “Томский государственный университет”

Защита состоится: « 1 » апреля 2008 г. в 17 часов на заседании диссертационного совета Д 003.037.01 при Институте Физики Полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН по адресу: 63090, г. Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 13.

С диссертацией можно ознакомится в библиотеке Института Физики Полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН

Автореферат разослан: « 29 » февраля 2008 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физ.-мат. наук
А.Г. Погосов

Общая характеристика работы.

Актуальность темы. В настоящее время тройной раствор $Cd_xHg_{1-x}Te$ (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 ÷ 0.4) и 8÷14 мкм (x = 0.2 ÷ 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 в направлении 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 τ_V, подвижность неосновных носителей заряда μ_n, скорости поверхностной рекомбинации на свободной и связанной с подложкой границей плёнки S_1 и S_2. В свою очередь значение τ_V определяются параметрами рекомбинационных центров: концентрацией 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 ($\bar{k} \perp \bar{B}$ и $\bar{k} \perp \bar{E}$, $\bar{k}$ - 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 пленках, 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 р-КРТ, в которых ширина запрещённой зоны почти линейно менялась по толщине [4,6].

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

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

Объекты и методы исследования. Исследовались плёнки КРТ р-типа толщиной 9 ÷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÷0.23, в варизонных слоях плавно увеличивалось до 0.4÷0.6 на расстоянии 0.5÷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 ÷ 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 магнитополевых 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÷125 К вклады в ФП электронов и дырок можно раздельно определить при измерении магнитополевой зависимости ФП в геометрии Фарадея. Получено выражение, описывающее магнитополевую зависимость сигнала ФП в геометрии Фарадея. Показано, что величина независящей от магнитного поля дырочной компоненты ФП прямо пропорциональна концентрации рекомбинационных центров.
- Впервые обнаружено, что в области смешанной проводимости (Т = 135÷175 К) на магнитополевой 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 магнитополевую 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.

<u>На защиту выносятся следующие основные положения:</u>

1. Зависимость фотопроводимости в геометрии Фарадея от магнитного поля на плёнках МЛЭ р-КРТ для температур 77÷125 К подобна зависимости продольного компонента тензора проводимости: $\Delta U_\sigma(B) \approx \Delta n \mu_n \left/ \left(1 + \mu_n^2 B^2\right)^{-1} + \Delta p \mu_p \right.$.
2. Независящая от магнитного поля компонента фотопроводимости в геометрии Фарадея прямо пропорциональна концентрации рекомбинационных центров N_t в плёнках МЛЭ р-КРТ. Для $N_t \approx 10^{20}$ 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 магнитополевой 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 напряженностям 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 магнитополевой 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».

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 разных 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 EXMATEC-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 виде-

ния (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. Работа содержит 148 страниц текста, 38 рисунков и 9 таблиц. Список литературы включает 120 наименований.

Краткое содержание работы

Во введении обоснована актуальность выбранной темы, сформулированы цель и задачи исследования, изложена научная новизна и практическая значимость работы, приведены защищаемые положения и дана краткая аннотация диссертации.

В первой главе проведён обзор публикаций, в которых приводятся исследования ФП и ФМЭ на образцах КРТ. Кратко перечислены методы получения высококачественных объёмных кристаллов и эпитаксиальных плёнок КРТ, их преимущества и недостатки. Описаны физические свойства КРТ. Приведены методы определения времени жизни и подвижности носителей заряда в кристаллах и эпитаксиальных плёнках КРТ, указываются их преимущества и недостатки. Далее проанализированы работы по исследованию ФМЭ и ФП в магнитном поле на образцах КРТ, выращенных разными методами. Литературный обзор закончен рассмотрением работ по изучению ФМЭ и ФП в варизонных полупроводниках.

Анализ литературных данных показывает, что плёнки МЛЭ КРТ с варизонными приграничными областями обладают фотоэлектрическими свойствами, отличными от свойств однородных плёнок. Классические методы изучения этих свойств в р-КРТ имеют ряд ограничений, связанных с трудностью измерений малых значений как времени жизни, так и концентрации неосновных электронов при низких температурах. Существенным ограничением является невозможность разделения рекомбинации в объёме и на поверхности. ФМЭ и ФП в магнитном поле свободны от этих недостатков и поэтому являются одними из наиболее информативных методов изучения неравновесных процессов в полупроводниках и определения рекомбинационно-дифузионных параметров материала.

В плёнках р-КРТ с варизонными приграничными областями такие явления, как ФМЭ и ФП в скрещенных стационарных электрическом и магнитном полях до начала вы-

полнения работы не изучались. Кроме того, существующие модели этих эффектов в плёнках КРТ разработаны только для межзонной рекомбинации носителей заряда. Однако, согласно последним представлениям [7] в р-КРТ при низких температурах доминирует рекомбинация Шокли-Рида, что потребовало уточнение модели для ФМЭ и ФП.

Во второй главе рассмотрены методические вопросы исследований. Описана экспериментальная установка для измерения ФП в магнитном поле в геометриях Фойгта и Фарадея, ФМЭ, эффекта Холла и магнитосопротивления. Рассмотрена модуляционная методика измерения ФМЭ, ФП в магнитном поле. Приведены технологические особенности получения эпитаксиальных плёнок КРТ методом МЛЭ, описаны применяемые способы приготовления образцов и омичных контактов к ним. Рассмотрены метод «спектр подвижности» для анализа результатов гальваномагнитных измерений и метод нелинейной оптимизации Хука-Дживса, используемый для определения рекомбинационно-диффузионных параметров образцов.

Эксперименты проведены в магнитных полях до 2 Тл, в температурном диапазоне 77 ÷ 300 К. Необходимая температура образца поддерживалась регулятором с точностью до 0.1÷0.3 К. Неравновесные носители заряда генерировались инфракрасным светодиодом с λ=0.94 мкм, интенсивность излучения которого не зависела от магнитного поля. Излучение светодиода модулировалось питающим переменным напряжением и направлялось через узкую диафрагму на образец. Слабый переменный сигнал ФМЭ и ФП усиливался с помощью синхронного детектора и записывался на компьютере.

Концентрация и подвижность носителей заряда определялась методом «спектра подвижности» в сочетании с многозонной подгонкой по алгоритму Хука-Дживса. Рекомбинационно-диффузионные параметры образцов (τ_V, μ_e, S_1, S_2) определялись из соответствия теоретических выражений для ФМЭ и ФП в магнитном поле и экспериментальных данных.

В третьей главе приведены результаты изучения ФП в магнитном поле для геометрии Фарадея на плёнках МЛЭ р-КРТ в температурном диапазоне 77÷300 К.

В геометрии Фарадея ($\vec{k} \parallel \vec{B}$ и $\vec{k} \perp \vec{E}$, см. рис. 3.1) магнитное поле В не влияет на диффузионные потоки фотогенерированных неравновесных носителей заряда, направленные от освещенной поверхности вглубь образца. При включении электрического поля $\mathbf{E_X}$ носители заряда (как равновесные, так и неравновесные) начинают дрейфовать вдоль оси x. Магнитное поле отклоняет эти дрейфующие потоки по оси y, уменьшая тем самым эф-

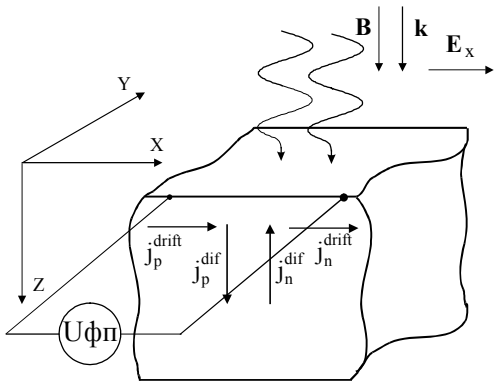


Рис. 3.1. ФП в магнитном поле в геометрии Фарадея. j_p^{dif} , j_n^{dif} - диффузионные компоненты тока; j_p^{drift} , j_n^{drift} - дрейфовые компоненты тока, **k** –волновой вектор излучения.

фективную подвижность носителей заряда в направлении тянущего поля $\mathbf{E_X}$. Это приводит к достаточно сильной зависимости сигнала ФП ΔU_σ от магнитного поля B.

Характерный вид экспериментальной магнитополевой зависимости ФП в геометрии Фарадея в температурном диапазоне 77÷125 К показан на рис. 3.2.

Как видно из рис. 3.2., при увеличении индукции магнитного поля сигнал ΔU_σ убывает вследствие уменьшения эффективной подвижности неосновных электронов и выходит затем на насыщение. Поэтому ФП можно считать состоящей из двух компонент: электронной, зависящей от магнитного поля $\Delta U_\sigma^{\sim}(B)$, и постоянной ΔU_σ^{const}. Причина появления постоянной составляющей заключается в следующем. Для случая большой концентрации рекомбинационных центров уравнение электронейтральности записывается в виде $\Delta n + \Delta n_t = \Delta n(1+K) = \Delta p$, причем коэффициент пропорциональности K между концентрациями неравновесных электронов на ловушках Δn_t и в зоне проводимости Δn много больше единицы.

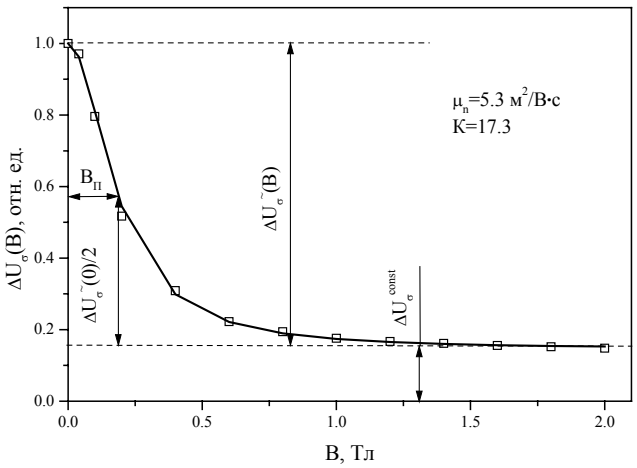


Рис. 3.2. ФП в геометрии Фарадея для образца 030304_5 при 77 К. Символы – экспериментальные данные, сплошная линия – расчёт

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

Выражения (3.1 - 3.3), описывающие магнитополевые зависимости ФП в геометрии Фарадея, были получены при следующих условиях:

- Низкий уровень генерации неравновесных носителей: $p_0, n_0 >> \Delta p, \Delta n$;
- Слабое магнитное поле для тяжелых дырок: $\mu_p B << 1$;
- Дырочный тип проводимости: $\mu_n n_0 << \mu_p p_0$;
- Доминирующая рекомбинация Шокли-Рида.

При этих допущениях сигнал фотопроводимости описывается выражением:

$$\Delta U_\sigma(B) = -\frac{c \cdot I}{w \cdot d} \cdot \frac{\Delta n}{e} \frac{\mu_n}{p_0^2 \mu_p^2 (1 + \mu_n^2 B^2)} - \frac{c \cdot I}{w \cdot d} \cdot \frac{\Delta n}{e} \cdot \frac{K}{p_0^2 \mu_p}, \qquad (3.1)$$

где c, w и d – расстояние между потенциальными контактами, ширина и толщина образца, соответственно; I – ток через образец, $\Delta n = d^{-1} \int_0^d n(y) dy$ – усредненная по толщине концентрация неравновесных электронов; μ_n, μ_p – подвижности электронов и тяжелых дырок; p_0 – равновесная концентрация тяжелых дырок.

По результатам анализа электронной составляющей ФП $\Delta U_\sigma^{\sim}(B)$ предложен метод определения подвижности неосновных носителей заряда. Метод заключается в измерении величины магнитной индукции $B_П$ (Тл), соответствующую величине сигнала $\Delta U_\sigma^{\sim}(0)/2$ (см. рис. 3.2). Подвижность неосновных носителей заряда определяется по формуле:

$$\mu_n = 1/B_П \ \text{(м}^2\text{/Вс)}. \qquad (3.2).$$

Погрешность определения подвижности неосновных электронов складывается из четырех составляющих: погрешности в определении величины магнитной индукции $B_П$, погрешности в определении половины сигнала фотопроводимости $\Delta U_\sigma^{\sim}(B)/\Delta U_\sigma^{\sim}(0) = 1/2$, влияния легких дырок и погрешности вследствие нарушения условия $\mu_n n_0 << \mu_p p_0$.

Показано, что первые три составляющих погрешности очень малы и не превышают 1%. Основной вклад в погрешность даёт четвёртая составляющая, величина которой при повышении температуры до 125 К возрастает до 10 ÷15 %, вследствие чего значение подвижности занижается.

Предложенным методом были определены значения подвижности неосновных электронов при Т= 77 ÷ 125 К в исследуемых образцах (см. рис. 3.3). Для температур выше 100 К подвижность электронов μ_n определялась методом «спектра подвижности». В температурном диапазоне 100 ÷ 125 К значения подвижности, полученные предложенным методом и методом «спектра подвижности», хорошо согласуются между собой.

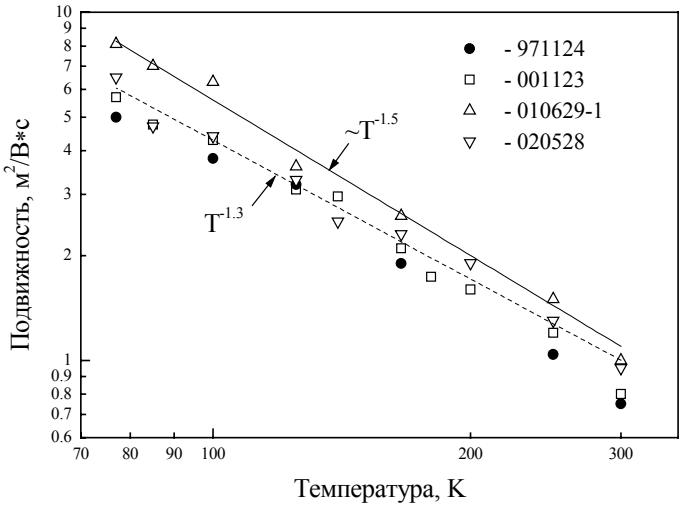


Рис. 3.3. Температурные зависимости подвижности неосновных электронов для образцов МЛЭ КРТ р-типа

Температурные зависимости подвижности электронов описываются выражением вида: $\mu_n = A \cdot T^{-k}$, где k=1.3÷1.5, что можно объяснить преобладающим типом рассеяния на колебаниях решётки. Как известно из литературы [8], для этого типа рассеяния значение k в КРТ составляет 1.5÷2.

Автором показано, что величина постоянной составляющей ФП ΔU_σ^{const} прямо пропорциональна концентрации рекомбинационных центров N_t. Значение N_t может быть найдено из выражения:

$$N_t = \frac{p_0 + (C_n/C_p)N_1}{(C_n/Cp)} K = \frac{p_0 + (C_n/C_p)N_1}{(C_n/Cp)} \cdot \frac{\mu_n}{\mu_p} \cdot \frac{1}{\Delta U_\sigma(0)/\Delta U_\sigma^{const} - 1}, \quad (3.3)$$

где N_1 – плотность состояний в зоне проводимости, приведённая к уровню рекомбинационных центров, C_n/C_p - отношение коэффициентов захвата на рекомбинационные уровни электронов и дырок. Как показано в главе 4, значение этого параметра порядка 10^4.

В таблице 3.1 для исследуемых образцов р-КРТ приведены концентрации рекомбинационных центров, определенные предложенным методом.

Таблица 3.1. Концентрация рекомбинационных центров.

Номер образца	Параметры основных носителей заряда		Подвижность электронов, $м^2/В\times с$	Коэффициент пропорциональности К	Концентрация глубоких центров, $м^{-3}$
	μ_p, $м^2/В\times с$	p, $м^{-3}$			
030304_5	0.052	5.0×10^{21}	5.3	17.3	1.7×10^{19}
030703	0.055	7.0×10^{21}	5.8	2.5	3.5×10^{18}

Значения концентрации глубоких центров, приведенные в таблице 3.1, меньше на 2÷3 порядка значений N_t из работ [9, 10]. Это объясняется, по нашему мнению, тем, что в этих работах величина параметра C_n/C_p выбиралась в диапазоне 10^1÷10^2, что характерно для широкозонных (E_g~0.4 эВ) образцов КРТ [11].

При исследовании ФП в геометрии Фарадея при смешанной проводимости (135÷175 К), автором было обнаружено немонотонное поведение магнитополевой зависимости сигнала ФП. Немонотонность выражается в появлении максимума при $B \neq 0$ (рис. 3.4

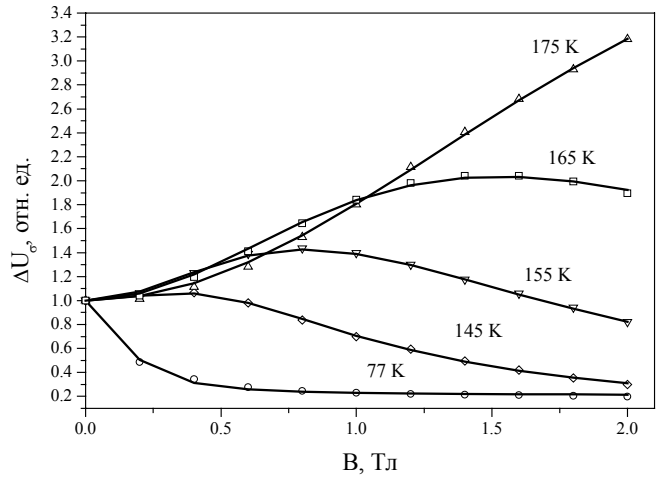


Рис. 3.4. ФП для образца 020528 при температурах 77,145, 155, 165 и 175 К. Символы - эксперимент, сплошные линии – теория

для температуры 145 ÷ 165 К). Причина появления максимума заключается в следующем. 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. Наличие одновременно двух конкурирующих процессов – уменьшение $\Delta\sigma(B)$ и увеличение $\rho_0(B)$, которые с разной скоростью изменяются в магнитном поле, приводит к появлению максимума ФП. Как видно из рис. 3.4, при температуре 77 К максимума при $B\neq0$ нет, так как проводимость обусловлена только тяжелыми дырками и поэтому удельное сопротивление $\rho_0(B)$ изменяется слабо. Для температур ≥175 К максимум смещен в область больших магнитных полей и в данном эксперименте не наблюдается.

В диапазоне температур 135÷300 К для p-КРТ доминирует межзонная рекомбинация (Оже- или излучательная) [7]. Для этого случая справедливы соотношения $\Delta n = \Delta p$ или $\tau_p/\tau_n = 1$. При данном условии получено выражение, описывающее магнитополевую зависимость ФП в области смешанной проводимости. Исследованием найденного выражения на экстремумы было найдено, что максимум на ФП возникает при условии, когда вклад в проводимость электронов больше либо равен половине вклада тяжелых дырок: $\sigma_n \geq \sigma_p/2$. Данное условие подтверждается экспериментально.

Методом наименьших квадратов с использованием метода нелинейной оптимизации Хука-Дживса были определены концентрации и подвижности носителей заряда из соответствия теоретических выражений для ФП и экспериментальных данных. Параметры носителей заряда, рассчитанные из ФП, согласуются со значениями, найденными методом «спектра подвижности».

В четвёртой главе рассматривается ФП в геометрии Фойгта и ФМЭ на плёнках МЛЭ КРТ с варизонными приграничными областями.

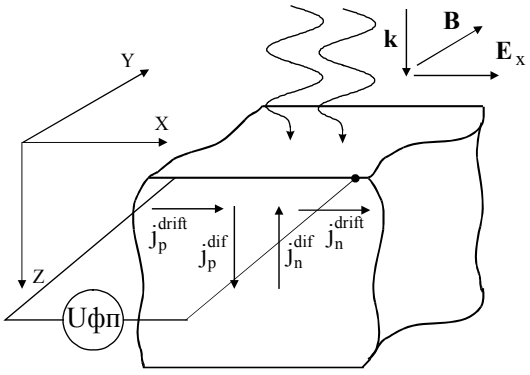


Рис. 4.1. ФП в магнитном поле в геометрии Фойгта. j_p^{dif} , j_n^{dif} - диффузионные компоненты тока; j_p^{drift} , j_n^{drift} - дрейфовые компоненты тока

В геометрии Фойгта векторы напряженности электрического $\mathbf{E_x}$ и индукции магнитного **B** полей, волновой вектор излучения **k** взаимно перпендикулярны ($\bar{k}\perp\bar{B}$ и $\bar{k}\perp\bar{E}$, см. рис. 4.1). В этом случае магнитное поле действует как на диффузионные потоки неравновесных носителей заряда, направленные от освещенной поверхности вглубь образца, так и на дрейфовое движение в тянущем электрическом поле $\mathbf{E_x}$. Возникающая при этом сила Лоренца существенно изменяет профиль концентрации неравновесных носителей заряда в образце.

Для нахождения распределения концентрации неравновесных носителей заряда по толщине применялась модель из работы [12]. Эта модель описывается уравнением непрерывности, транспортными уравнениями для плотности токов электронов и дырок в магнитном поле и уравнением электронейтральности.

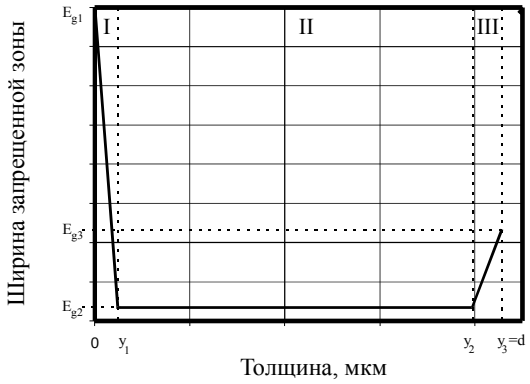


Рис. 4.2. Профиль края зоны проводимости для исследуемой плёнки. I – передний варизонный слой, II – центральный «рабочий» слой, III – задний варизонный слой.

Профиль ширины запрёщенной зоны в исследуемых образцах можно аппроксимировать линейными зависимостями [13] (см. рис. 4.2). Наличие градиента ширины запрещённой зоны в передней и задней варизонных областях приводит к возникновению встроенных электрических полей, действующих только на неосновные носители заряда (электроны).

Как было показано в работе [4], ФП в геометрии Фойгта в образцах КРТ с линейным законом изменения ширины запрещённой зоны складывается из трёх составляющих:

- «собственной» ФП, пропорциональной общему числу неравновесных носителей заряда;
- магнитодиффузионной компоненты (совпадающей с ФМЭ при E_x=0), пропорциональной разности концентраций неравновесных носителей заряда на передней и задней сторонах образца;

- градиентной компоненты, пропорциональной величине встроенного электрического поля и общему числу неравновесных носителей заряда в образце.

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.

Величины магнитодиффузионной и градиентной компонент ФП в варизонных слоях достаточно велики. Однако, так как направление дрейфа неравновесных носителей заряда во встроенном электрическом поле противоположно диффузионному потоку из рабочей области в варизонный слой, эти компоненты имеют противоположные знаки.

Как показывают расчеты, в варизонных слоях рассматриваемых плёнок абсолютные величины магнитодиффузионной и градиентной компонент примерно равны. Имея разные знаки, эти две компоненты компенсируют друг друга.

Поэтому при условии, что сила Лоренца, действующая на неравновесные носители заряда в скрещенных тянущем электрическом и магнитном полях, много меньше силы Кулона в варизонной области, основной вклад в изучаемые эффекты даёт рабочий слой. Диффузию с последующей рекомбинацией неравновесных неосновных носителей заряда из II области в I и III можно учесть с помощью введения эффективных скоростей поверхностной рекомбинации $S_{1эфф}$ и $S_{2эфф}$ на границах варизонных слоёв:

$$S_{1эфф} \approx -\frac{k_b T}{e} \cdot \frac{1}{E_{1y} \cdot \tau_{1n}} \quad \text{и} \quad S_{2эфф} \approx \frac{k_b T}{e} \cdot \frac{1}{E_{3y} \cdot \tau_{3n}}, \tag{4.1}$$

где E_{1y}, E_{3y} –напряженности встроенного электрического поля; τ_{1n}, τ_{3n} - эффективные времена жизни электронов в I и III варизонном слое, соответственно. Поглощение излучения в освещенной варизонной области и последующий вынос фотогенерированных неравновесных носителей заряда в рабочую область II можно учесть, введя эффективный темп поверхностной генерации g_s на освещенной границе рабочей области:

$$g_s = \beta G_0 \left(1 - e^{-\alpha_1 \cdot y_1}\right), \tag{4.2}$$

где G_0 – плотность потока фотонов, β - квантовый выход, $\alpha_1 = y_1^{-1} \int_0^{y_1} \alpha(y) dy$ – усредненный коэффициент поглощения в варизонном слое. Таким образом, при построении модели для ФП и ФМЭ варизонные области I и III можно отбросить, заменив их действие эффективными темпом поверхностной генерации и скоростями поверхностной рекомбинации неравновесных носителей заряда.

Используя найденную функцию распределения неравновесных носителей заряда по толщине рабочей области плёнки $\Delta n_2(y)$, были получены выражения, описывающие магнитополевые зависимости ФП в геометрии Фойгта и ФМЭ.

«Собственная» ФП, пропорциональная общему числу неравновесных носителей заряда, описывается выражением:

$$U_{ФП_0}(B,E_x) = -R_0 ewE_x \left(\frac{(\mu_{2n}+\mu_p)(1-\mu_{2n}\mu_p B^2)}{1+\mu_{2n}^2 B^2} + K\cdot\mu_p \right) \cdot \int_{y_1}^{y_2} \Delta n_2(y)dy , \tag{4.3}$$

а магнитодиффузионная компонента, пропорциональная разности концентраций неравновесных носителей заряда на границах структуры, - выражением вида:

$$U_{МД}(B,E_x) = -R_0 ewD_{2n} \frac{(\mu_{2n}+\mu_p)\cdot B}{1+\mu_{2n}^2 B^2} \cdot [\Delta n_2(y_1) - \Delta n_2(y_2)], \tag{4.4}$$

При отсутствии тянущего поля ($E_x=0$) напряжение $U_{МД}$ совпадает с напряжением ФМЭ: $U_{МД}(E_x=0)=U_{ФМЭ}$.

Как видно из (4.3), в выражении для ФП при помощи коэффициента пропорциональности К учитывается вклад тяжелых дырок. Неравновесные тяжелые дырки приводят к заметному увеличению сигнала ФП. Так как ФП пропорциональна также и времени жизни носителей заряда, то пренебрежение этим вкладом приведет к завышению времени жизни электронов, определяемого методом стационарной ФП.

Для проверки полученных выражений были измерены магнитополевые зависимости ФП в геометрии Фойгта при разных значениях тянущего электрического поля при ос-

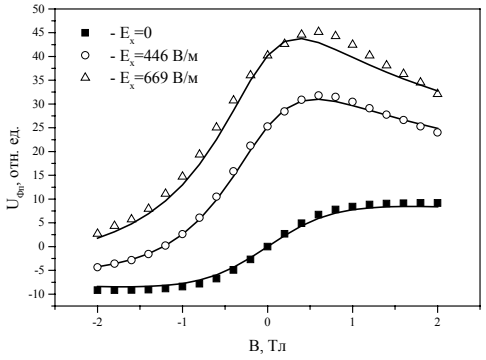


Рис. 4.3. Магнитополевые зависимости ФП в геометрии Фойгта в разных тянущих электрических полях и ФМЭ при освещении образца 061101 с лицевой стороны. Т=77 К. Сплошные линии – теоретический расчет, символы – эксперимент.

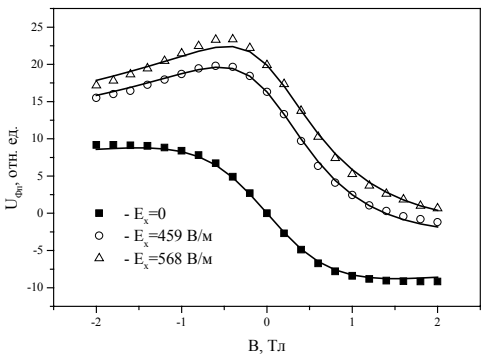


Рис. 4.4. Магнитополевые зависимости ФП в геометрии Фойгта в разных тянущих электрических полях и ФМЭ при освещении образца 061101 со стороны подложки. Т=77 К. Сплошные линии – теоретический расчет, символы – эксперимент.

вещении образца с лицевой стороны и со стороны подложки (см. рис. 4.3 и 4.4) для образца 061101.

Из соответствия теоретических выражений (4.3) и (4.4) экспериментальным данным были определены рекомбинационно-диффузионные параметры плёнки: $S_{1эфф}$ = 37±7 м/с, $S_{2эфф}$ = 38±7 м/с, τ_V = 10.6±0.5 нс, μ_n = 6.4 м^2/В×с. Как видно из графиков (рис. 4.3 и 4.4), одним набором рекомбинационно-диффузионных параметров теоретические кривые (сплошные линии) хорошо описывают экспериментальные результаты (символы).

ФП в геометрии Фойгта и ФМЭ на образце 061030 исследованы в диапазоне температур 77 ÷ 125 К. Определены температурные зависимости эффективных скоростей поверхностной рекомбинации и объёмного времени жизни (см. рис. 4.5).

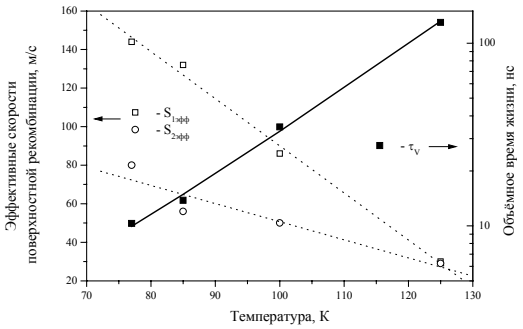


Рис. 4.5. Температурные зависимости эффективных скоростей поверхностной рекомбинации (пунктирные линии проведены для визуализации) и объёмного времени жизни для образца 061030. Сплошная линия – теоретический расчёт

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. Для исследованных образцов с варизонными приграничными областями значения $S_{эфф}$ при температуре 77 К лежат в диапазоне 30÷150 м/с, что по порядку величины совпадает со значениями скорости поверхностной рекомбинации в образцах КРТ, пассивированных слоем CdTe [14].

Температурная зависимость объёмного времени жизни была описана теоретическими выражениями для КРТ [7]. Из соответствия этих выражений и экспериментальных данных 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 =3.8×10^{19} м$^{-3}$, c_n =7.0×10^{-12} м^3/с, c_p =4.0×10^{-16} м^3/с. Отношение полученных коэффициентов захвата $c_n/c_p = 1.8\times10^4$ выходит далеко за границы диапазона $c_n/c_p = 10^1 \div 10^2$, определенного для объёмных образцов КРТ и используемого в работах [15, 16]. Большие значения C_n в исследуемых образцах можно объяснить тем, что ширина запрещённой зоны у них гораздо меньше, чем у образцов из работы [11] (115 мэВ и 386 мэВ, соответственно). Рекомбинационный уровень расположен ближе к зоне проводимости, что повышает веро-

ятность захвата электронов и приводит к увеличению сечения захвата и коэффициента захвата C_n.

В заключении приводятся основные результаты и выводы по диссертационной работе.

Основные результаты и выводы:

1. Впервые показано, что большое различие в подвижности электронов и дырок позволяет для р-КРТ при измерении магнитополевой зависимости ФП в геометрии Фарадея разделить электронную и дырочную компоненты ФП. При этом на плёнках МЛЭ р-КРТ при температурах 77÷125 К зависимость от магнитного поля ФП в геометрии Фарадея подобна зависимости продольного компонента тензора проводимости: $\Delta U_\sigma(B) \approx \Delta n \mu_n \Big/ \left(1 + \mu_n^2 B^2\right)^{-1} + \Delta p \mu_p$.

2. На основе исследований электронной компоненты ФП предложен метод определения подвижности неосновных электронов в р-КРТ для температур 77÷125 К. Установлено, что зависимость подвижности неосновных электронов в плёнках МЛЭ р-КРТ от температуры в области 77 ÷ 300 К описывается выражением $\mu_n = A \cdot (T/77)^{-k}$, где А = (5÷8 м^2/В×с), к=1.3 ÷ 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_t. По величине дырочной компоненты ФП рассчитано, что концентрация рекомбинационных центров в плёнках МЛЭ р-КРТ лежит в диапазоне (3.5÷70)×10^{18} м$^{-3}$. При $N_t \approx 10^{20}$ м$^{-3}$ величина постоянной компоненты ФП может составлять до 20% от общего сигнала ФП при В=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 $B_{\max}$ на магнитополевой зависимости ФП в геометрии Фарадея на плёнках МЛЭ р-КРТ в области смешанной проводимости (Т = 135 ÷ 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 магнитосопротивление равновесных носителей заряда вплоть до $B_{\max}$ 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 магнитополевые зависимости ФП и ФМЭ при разных значениях напряжённости тянущего электрического поля и при освещении плёнки поочередно с лицевой и обратной сторон.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Kostuchenko V.Ya., Studenikin S.A., Varavin V.S., Protasov D.Yu. Characterization of MBE p-$Cd_xHg_{1-x}Te$ layers via photoconductive effect in crossed E⊥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-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 фото-электрические свойства пленок МЛЭ 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 р-типа проводимости: Тезисы докладов. Совещание 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-HgCdTe by Magnetophotoconductivity Method: Abstract book of the 5th International Ssiberian 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-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-HgCdTe: Abstract book of the 6th 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 HgCdTe р-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 8th 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., Овсюк В.Н. Определение времени жизни основных и неосновных носителей заряда в HgCdTe р-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 Сидоров Ю.Г., Дворецкий С.А, Михайлов Н.Н. Молекулярно-лучевая эпитаксия твердых растворов кадмий-ртуть-теллур на “альтернативных” подложках// ФТП. – 2001. - Т. 35. - № 9. - С. 1092–1101.

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 epitaxilal 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 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.

9 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.

10 Barton S.C., Capper P., Jones C.J., Metcalfe N. and Duffon D. Determination of Shockley-Read trap perameters in n- and p-type epitaxial $Cd_xHg_{1-x}Te$// Sem. Sci. Technol. - 1996, - V. 11, - P. 1163-1167.

11 Jones C.E., Nair V., and Lindquist J., Polla D.L. Effects of deep-level defects in Hg1-xCdxTe provided by DLTS// J. Vac. Sci. Technol. - 1982, - V. 21, - N.1, - P. 187 – 190.

12 W.Van Rooesbroeck. Theory of the electrons and holes in germanium and other semiconductors// Bell Syst. Tech. J. – 1950. - V. 29. - P. 560-607.

13 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. - В. 4. - С. 47.

14 Sarusi G., Zemel A., Eger D., Ron S., Spara Y. Investigation of the bulk and surface electronic properties of HgCdTE epitaxilal layers using photoelectromagnetic, Hall, and photoconductivity measurements// J. Appl. Phys. - 1992, - V. 74, - N. 6, - P.2312 – 2321.
15 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.
16 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 $Cd_xHg_{1-x}Te$// Sem. Sci. Technol. – 1996. - V. 11. - P. 1163-1167.