

ВОРОНЕЖСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНЖЕНЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

На правах рукописи

МИХАЙЛЮК Екатерина Андреевна

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ
ГЕТЕРОСТРУКТУР $In_2Te_3/InAs$ и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3/InAs$

01.04.10 – Физика полупроводников

Д и с с е р т а ц и я
на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

Научный руководитель –
доктор физико-математических
наук, профессор
Безрядин Н.Н.
кандидат физико-математических
наук, доцент
Котов Г. И.

Воронеж – 2015

СОДЕРЖАНИЕ

	стр.
ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1. АДМИТТАНС И ЁМКОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР	11
1.1 Модели адмиттанса поверхностных локализованных состояний в полупроводниковых гетероструктурах	11
1.2 Применение барьера Шоттки к исследованию глубоких примесных уровней и поверхностных свойств полупроводников	18
1.3 Механизмы токопрохождения в полевых гетероструктурах	25
1.4 Зависимость уровня Ферми от температуры в полупроводнике, при наличии локальных глубоколежащих энергетических уровней	29
Цели и задачи	35
ГЛАВА 2. ТЕХНОЛОГИЯ ПОЛУЧЕНИЯ И ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР МПП В СИСТЕМЕ $A_2^{III}B_3^{VI}$ - $A^{III}B^V$	37
2.1. Общие требования к параметрам слоев широкозонных полупроводников типа $A_2^{III}B_3^{VI}$	37
2.2. Методы подготовки подложек <i>InAs</i> и формирование слоев полупроводниковых соединений типа $A_2^{III}B_3^{VI}$	39
2.3 Гетеровалентное замещение в системе <i>InAs</i> – <i>Te</i>	41
2.4 Осаждение пленок соединений In_2Te_3 и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ испарением из независимых источников	43
Выводы	49
ГЛАВА 3. ЭЛЕКТРОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛЕВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ $Me/A_2^{III}B_3^{VI}/Si$ и $Me/A_2^{III}B_3^{VI}/InAs$	50
3.1 Влияние металла на поверхностные электронные состояния в гетероструктурах $Me/Ga_2Se_3/(SiO_x)Si$	50
3.2 Механизмы токопрохождения в гетероструктурах $Al/In_2Te_3/InAs$ и $Al/In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3/InAs$	56

3.3. Вольт-фарадные характеристики гетероструктур $Al/In_2Te_3/InAs$ и $Al/In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3/InAs$	64
Выводы	70
ГЛАВА 4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ АРСЕНИДА ИНДИЯ СО СЛОЯМИ In_2Te_3 И ТВЕРДОГО РАСТВОРА $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0.65$)	
4.1 Определение энергии активации ЦЛЗ в слоях $Al/In_2Te_3/InAs$ и $Al/In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3/InAs$ ($x \sim 0.65$) методом частотных зависимостей дифференциальной проводимости и емкости	71
4.2 Определение кинетических параметров центров локализации заряда в слоях In_2Te_3 и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0.65$) методом эквивалентных схем	74
4.3 Решение уравнения электронейтральности в гетероструктуре $Al/In_2Te_3/InAs$ (n – типа) с учётом двух типов глубоких уровней в запрещённой зоне материала слоя In_2Te_3	81
Выводы	92
Основные выводы и результаты	93
Литература	95

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы.

На сегодняшний день развитие микроэлектроники сопровождается разработкой электрофизических методов исследования многослойных композиций, включающих различные комбинации полупроводников и диэлектрических слоев [1-3]. Однако прогресс современной микроэлектроники в значительной степени связан с увеличением рабочей частоты приборов и уменьшением их геометрических размеров [4-6]. Эти тенденции в совокупности увеличивают влияние микронеоднородностей на границах раздела в МДП-структурах, в частности, приводят к появлению точечных дефектов и значительному изменению характера распределения легирующей примеси в полупроводнике и фиксированного объемного заряда в диэлектрике [7-9]. Несмотря на то что, методы контроля электрофизических характеристик и параметров границы раздела диэлектрик–полупроводник такие как, метод вольт–фарадных характеристик (ВФХ), вольт–амперных характеристик (ВАХ) и адмиттанса широко применяются и позволяют определить основные параметры, имеется необходимость в развитии подходов их совместного использования [10-12].

Главная особенность путей совершенствования и разработки технологии производства элементов полевых электронных приборов связана с проблемой снижения плотности центров локализованных зарядов (ЦЛЗ) на границах раздела и в активных слоях гетероструктур [13]. С целью повышения быстродействия полевых приборов традиционный кремний следует заменить на полупроводник типа $A^{III}B^V$ ($InAs$) с большей подвижностью носителей зарядов [14, 15]. Но наличие высокой плотности центров локализованных зарядов на границе раздела $D/A^{III}B^V$ и, как следствие, отсутствие модуляции области пространственного заряда (ОПЗ) внешним напряжением является основным отрицательным фактором, ограничивающим функциональные возможности таких приборов [16, 17]. Поэтому следующим шагом в развитии быстродействия полевых приборов

стало исследование возможности использования тонкого слоя широкозонного полупроводника (П'), включенного в гетероструктуру и выполняющего функции диэлектрика в отношении экранирования внешнего электрического поля [18-20]. В качестве таких рыхлых кристаллических структур используются соединения со стехиометрическими вакансиями типа $A_2^{III}B_3^{VI}$ (In_2Te_3) [21, 22] или широкозонные полупроводники из класса материалов с общей формулой $A^{II}B_2^V$ (ZnP_2) [23-27]. Электрические характеристики таких соединений не чувствительны к легирующим примесям и радиационным воздействиям, имеют низкую подвижность основных носителей, при этом большинство полупроводников типа $A_2^{III}B_3^{VI}$ кристаллизуются в решетке типа сфалерит [28, 29]. Данное обстоятельство удовлетворяет принципам объемного соответствия в гетеропереходах типа $A_2^{III}B_3^{VI}/Si$, $A_2^{III}B_3^{VI}/A^{III}B^V$ и, как следствие, открывает возможности для получения границ раздела с низкой плотностью ЦЛЗ [28, 29].

Сказанное выше определяет актуальность темы данной диссертации, которая выполнялась в соответствии с направлением госбюджетной НИР кафедры физики Воронежского Государственного университета инженерных технологий "Физико-химические процессы в объеме и на границе раздела в неоднородных твердотельных системах" (№ гос. рег. 01960012699) при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ № 03 – 02 – 96480. Часть работы выполнена при поддержке РФФИ в рамках проекта 15-52-61017 и при поддержке Минобрнауки России в рамках государственного задания ВУЗам в сфере научной деятельности на 2014-2016 годы. Проект N 757.

Цель работы:

Определение закономерностей и построение модели процессов токопрохождения в пленках $A_2^{III}B_3^{VI}$ гетероструктур на основе арсенида индия.

В соответствии с поставленной целью были сформулированы следующие задачи исследования:

1. Изучение условий формирования гетероструктур $In_2Te_3/InAs$ (n – типа) и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0.65$)/ $InAs$ (n – типа) по технологии гетеровалентного замещения (ГВЗ) и методом напыления в квазизамкнутом объеме (КЗО) из независимых источников в рамках предложенной модели изорешеточной системы, с целью характеристики объекта исследования.

2. Определение параметров глубоких уровней в тонких слоях соединений $A_2^{III}B_3^{VI}$ на $InAs$ (n – типа) методом анализа вольт–фарадных и вольт–амперных характеристик (ВАХ) МДП–структур для построения теоретической модели процессов токопрохождения.

3. Построение эквивалентной схемы гетероструктур и расчет параметров центров локализации заряда в тонких слоях In_2Te_3 и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0.65$) методом адмиттанса.

4. Создание модели процессов токопрохождения в полупроводниковых гетероструктурах на основе арсенида индия с тонкими слоями соединений со стехиометрическими вакансиями типа In_2Te_3 с целью согласования экспериментальных данных с расчетными параметрами электронных явлений.

5. Исследование гетероструктур $In_2Te_3/InAs$ (n – типа) и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0.65$)/ $InAs$ (n – типа) с точки зрения вклада ЦЛЗ в электронные процессы и определение оптимальных условий использования тонких слоев соединений $A_2^{III}B_3^{VI}$ в качестве подзатворных и полуизолирующих в МДП–структурах.

Объекты и методы исследования.

Объектом исследования является МДП–структура. В качестве основного материала соединений группы $A^{III}B^V$ выбран $InAs$ (n – тип): подвижность

носителей зарядов $\mu \approx 22600 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, ширина запрещенной зоны $E_g=0.356 \text{ эВ}$, уровень легирования 10^{19} см^{-3} . Для формирования изолирующего слоя гетероструктур на основе *InAs* выбран *In₂Te₃*, типичный представитель полупроводниковых соединений $A_2^{III}B_3^{VI}$, с подвижностью носителей заряда $\mu \approx 340 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, шириной запрещенной зоны $E_g=1.1 \text{ эВ}$, концентрацией основных носителей заряда $10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Электрические характеристики *In₂Te₃* из-за большой концентрация стехиометрических вакансий (10^{21} см^{-3}) слабо чувствительны к примесям и радиационным воздействиям. Гетероструктуры *In₂Te₃/InAs* (*n* – типа) и *In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te₃* ($x \sim 0.65$)/*InAs* (*n* – типа) не только удовлетворяют требованиям МДП–структур с идеальным диэлектриком концепции Сынорова-Сысоева, но и отвечают всем принципам объемного соответствия в гетеропереходах. Так как теллурид индия относится к классу соединений со стехиометрическими вакансиями с кристаллической структурой типа сфалерита, а хорошее соответствие постоянных кристаллических решеток *In₂Te₃* ($a_0 \sim 0.616 \text{ нм}$) и *InAs* ($a_0 \sim 0.606 \text{ нм}$) предопределяет возможность формирования качественной границы раздела между этими материалами.

Для исследования границы раздела в гетероструктурах использовался метод электронной микроскопии; элементный состав получаемых пленок контролировался методом рентгеноспектрального микроанализа (РСМА) и методом послыной Оже–электронной спектроскопии. Спектр поверхностных электронных состояний (ПЭС) исследовался методом дифференциальной проводимости и емкости в диапазоне частот тестового сигнала 20 Гц – 2 МГц и температур от 77 до 400 К. Исследование электронных явлений слоистых структур проводилось методами: вольт–фарадных, вольт–амперных характеристик и адмиттанса. Развитие модельных представлений о процессах токопрохождения в полупроводниковых гетероструктурах типа МПП проводилось методом адмиттанса с использованием методики построения эквивалентных схем. При решении уравнения электронейтральности использовались методы численного математического моделирования.

Научная новизна.

1. Методом анализа вольт–фарадных характеристик гетероструктуры $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0.65$)/ $InAs$ (n – типа) зафиксировано снижение ёмкости до значений, менее геометрической ёмкости C_2 при частотах $f < 10^3$ Гц, которое интерпретировано как реактивное сопротивление индуктивного характера.

2. Построена эквивалентная схема гетероструктур $Al/In_2Te_3/InAs$ (n – типа) и $Al/In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0.65$)/ $InAs$ (n – типа), которая легла в основу определения параметров ЦЛЗ в тонких слоях In_2Te_3 и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ методом адмиттанса.

3. Установлено появление на зависимостях нормированной проводимости $\frac{G_p}{\omega}(\omega)$ нового максимума при $f \sim 4.6$ кГц с энергией 0.36 эВ, соответствующего нейтральной ловушке.

4. Предложено модифицированное уравнение электронейтральности и его решение для гетероструктур $In_2Te_3/InAs$ (n – типа) с учётом двух типов глубоких уровней в запрещённой зоне материала слоя.

5. В результате моделирования процессов токопрохождения в слоях типа $A_2^{III}B_3^{VI}$ гетероструктур на основе арсенида индия доказано изменение типа проводимости с электронного на дырочный при температуре выше $T \sim 250$ К, обусловленное участием центра с энергией 0.36 эВ в процессах захвата и выброса электронов.

Практическая значимость.

1. Установленные механизмы токопрохождения в тонких слоях In_2Te_3 и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}$ контролируются двумя типами глубоких уровней ($E_d \sim 0.5$ эВ и $E_t \sim 0.36$ эВ), появление которых можно связать с практической технологией формирования гетероструктур на основе систем халькогенид – $A^{III}B^V$.

2. Предложенная методика построения эквивалентных схем гетероструктур может быть использована для оценки параметров ЦЛЗ в тонких слоях In_2Te_3 и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}$, в полевых гетероструктурах подобного типа.

3. Доказана принципиальная возможность использования гетероструктур $In_2Te_3/InAs$ (n – типа) и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0.65$)/ $InAs$ (n – типа) в качестве полевых, так как слои теллурида индия отвечают всему комплексу требований предъявляемых к подзатворным и полуизолирующим слоям в структурах типа МДП.

4. Обнаруженные локальные уровни (0.5 эВ и 0.36 эВ) в слоях In_2Te_3 и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0.65$) с аномально большим временем жизни носителей заряда ($\sim 7.95 \cdot 10^{-4}$ с) позволяют использовать их для изготовления фоторезисторов с эффектом памяти. Использование таких оптоэлектронных устройств возможно при создании моделей нейронных сетей.

На защиту выносятся следующие положения:

1. В тонких слоях In_2Te_3 и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}$ обнаружен новый акцепторный центр, соответствующий нейтральной ловушке с энергией 0.36 эВ, концентрация которого зависит от способа получения и технологических режимов.

2. Механизмы токопрохождения и параметры электронных процессов в слоях In_2Te_3 и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}$ обусловлены участием двух типов уровней с энергией 0.5 эВ и 0.36 эВ в запрещённой зоне материала слоя.

3. Смена механизма токопрохождения (изменение вклада ЦЛЗ) в интервале температур (77 – 400) К определяет изолирующие свойства слоя In_2Te_3 или $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0.65$) и возможность их использования в качестве подзатворных слоев в МДП-структурах.

Апробация работы.

Ниже перечислены конференции, семинары и совещания, на которых представлялись результаты работы: Материалы ХLI отчетной конференции (Воронеж, 2002); Материалы ХLII отчетной конференции (Воронеж, 2003); Материалы ХLIII отчетной конференции (Воронеж, 2004); Материалы Международной научной конференции «Тонкие пленки и наноструктуры» (Москва, 2004); III международная научно – техническая конференция

«Современная металлургия начала нового тысячелетия» (Липецк, 2006);
Материалы международной научно – практической конференции «Образование,
наука, производство и управление» (Старый Оскол, 2006); XII Всероссийской
научно – технической конференции «Новые технологии в научных
исследованиях, проектировании, управлении, производстве» (Воронеж, 2013);
ВГТУ Материалы НТК – 2015 (Воронеж, 2015); ВГУ Материалы НТК – Фагран
2015 (Воронеж, 2015), XII Всероссийской научно-практической конференции
«Современные проблемы горно-металлургического комплекса. Наука и
производство» (Старый Оскол, 2015).

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 21 печатная работа, в том
числе 7 статей в журналах рекомендованных ВАК.

Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из введения, четырех глав, выводов и списка
литературы. Объем диссертации составляет 107 страниц машинописного текста,
включая 27 рисунков. Список литературы содержит 117 наименований.

Автор выражает искреннюю благодарность всему коллективу кафедры
физики Воронежского государственного университета
инженерных технологий, ранее возглавляемому моим научным руководителем,
профессором Безрядиным Николаем Николаевичем.

ГЛАВА 1. АДМИТТАНС И ЁМКОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР (литературный обзор)

1.1 Модели адмиттанса поверхностных локализованных состояний в полупроводниковых гетероструктурах

Метод адмиттанса (метод полной проводимости) является удобным методом для исследования границы раздела полупроводник–диэлектрик в системе металл–диэлектрик–полупроводник (МДП) [30]. Его принцип основан на сопоставлении экспериментальных зависимостей активной составляющей адмиттанса МДП – структуры с теоретическими (их получают различными способами) [31].

Достоинствами метода можно считать высокую чувствительность, в отличие от емкостных методов, к микронеоднородностям поверхностного потенциала (их наличие меняет активную составляющую), а это в свою очередь позволяет использовать метод даже при малой плотности поверхностных состояний (ПС) [32, 33].

Известно, что в любой идеальной МДП–структуре активная составляющая равна нулю, а в реальных МДП – структурах она отлична от нуля, так как в ней всегда имеются ПС, перезарядка которых отстаёт от переменного сигнала. Кроме того, диэлектрик является неидеальным, поэтому проводимость диэлектрического слоя всегда отлична от нуля. Оба эти обстоятельства приводят к появлению активной составляющей адмиттанса МДП–структуры. Если измерить её величину, то

- можно получить полную информацию о величине неоднородностей;
- рассчитать пространственное и энергетическое распределение ПС;
- измерить кинетические параметры: постоянную времени релаксации и сечение захвата [34, 35].

Однородная МДП структура – это структура с однородно распределенными поверхностными потенциалами, а ПС локализованы на границе раздела полупроводник–диэлектрик. Эту модель впервые разработали Леговек и Слободский. Главная мысль их работ состоит в расчете полной проводимости моноуровня поверхностных состояний.

Учет всевозможных взаимодействий поверхностных состояний (с валентной зоной, с зоной проводимости) делает задачу нахождения адмиттанса очень сложной. Но её можно упростить, если пренебречь переходами между зоной неосновных носителей заряда и поверхностными состояниями, при обогащении или слабом обеднении приповерхностной области пространственного заряда (ОПЗ)

Математическую модель перезарядки ПС на границе раздела полупроводник–диэлектрик можно разъяснить через введение в эквивалентную схему МДП структуры емкости C и проводимости G поверхностных состояний [36].

Если к затвору структуры МДП приложить малое переменное напряжение $\tilde{\Delta V} = \Delta V_g \exp(i\omega t)$ с амплитудой $\Delta V_g < \frac{kT}{q}$, то согласно уравнению электронейтральности это вызовет соответствующее изменение поверхностного потенциала ψ_s , а, следовательно, и изменение уровня поверхностного состояния E_t относительно уровня Ферми E_F . При этом будет меняться функция f заполнения ПС, а, следовательно, и заряд на этих состояниях Q_{ss} :

$$j(\omega) = \frac{\partial Q_{ss}}{\partial t} \quad (1.1)$$

$$f(E_t) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_t - E_F}{kT}\right)} \quad (1.2)$$

Изменение заряда на состояниях Q_{ss} будет функцией времени, а это соответствует появлению активной и реактивной компоненты, а в некоторых ситуациях и переход в индуктивную составляющую.

Рассмотрим параметры таких цепей с точки зрения векторной диаграммы [37], представленной на рис. 1.1.

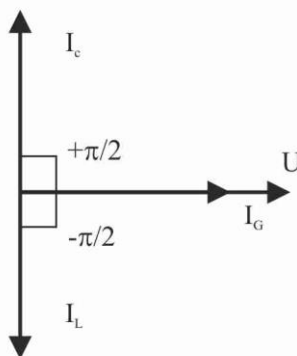


Рисунок 1.1. Векторная диаграмма структуры МДП

Для этого учтём статистику захвата и выброса с поверхностных состояний, и таким образом определим, какая доля тока идет в фазе с напряжением и соответствует активной составляющей, а какая доля тока сдвинута по фазе на $\pi/2$ и отвечает за емкостную составляющую C полной проводимости Y_p ПС на переменном сигнале частотой ω .

Скорость захвата $R(t)$ [$\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$] электронов на моноуровень E_t :

~~$$R(t) = \alpha_n N_t f(t) \sigma_n v_t$$~~ (1.3)

$$\alpha_n = \sigma_n v_t$$
 (1.4)

α_n – коэффициент захвата – это вероятность захвата свободного электрона в единицу времени на свободное место на энергетическом уровне ПС;

N_t – концентрация ПС;

$f(t)$ – неравновесная функция заполнения ПС;

σ_n – поперечное сечение захвата;

v_t – средняя тепловая скорость;

$n_s(t)$ – поверхностная концентрация электронов.

Скорость выброса $S(t)$ [$\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$] электронов с моноуровня E_t :

~~$$S(t) = \gamma_t N_t f(t)$$~~ (1.5)

~~$$\gamma_t = \alpha_n \omega \frac{1-f_0}{f_0}$$~~ (1.6)

γ_n – коэффициент выброса – это вероятность выброса захваченного электрона в единицу времени с уровня ПС.

В этом случае ток перезарядки $j(t)$ [А см⁻²] рассчитывается как разность между потоками электронов в момент времени t , захватываемыми на ПС и выбрасываемыми с ПС в зону проводимости:

~~$$j(t) = q(n_s(t) - \gamma_n n_s(t)) \quad (1.7)$$~~

Функцию заполнения $f(t)$, поверхностную концентрацию $n_s(t)$ можно представить в виде соответствующих равновесных значений f_0 , n_{s0} и малых неравновесных добавок Δf , Δn_s [38]:

~~$$n_s = n_{s0} \exp\left(\frac{q\psi_s}{kT}\right) \quad (1.8)$$~~

~~$$f_0 = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{q\psi_s}{kT}\right)} \quad (1.9)$$~~

$g = 2$ (n – тип) или $g = 4$ (p – тип).

Воспользовавшись принципом детального равновесия, получаем:

~~$$Q_s(t) = qN_s(t) \Delta f \quad (1.10)$$~~

Удельный заряд в поверхностных состояниях:

~~$$Q_s(t) = qN_s(t) \quad (1.11)$$~~

с учетом выражения (1.1), (1.10) и (1.11):

~~$$j(t) = \frac{q^2 N_s(t) \Delta f}{kT} \quad (1.12)$$~~

По определению адмиттанса, вычислив мнимую и действительную часть:

~~$$Y_p = \frac{j(t)}{\Delta\psi_s} = i\omega \frac{q^2 N_s(t) \Delta f}{kT} \quad (1.13)$$~~

~~$$Y_p = \frac{1}{1 + i\omega\tau} \quad (1.14)$$~~

можно получить:

~~$$\text{дифференциальную емкость: } C_p = \frac{q^2 N_s(t) \Delta f}{kT} \quad (1.14.1)$$~~

~~$$\text{активную составляющую: } G_p = \frac{C_p \omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (1.14.2)$$~~

$$\text{емкостную составляющую: } C_p = \frac{C_t}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (1.14.3)$$

$$\text{постоянную времени перезарядки: } \tau = \frac{f_0}{\alpha_n n_{s0}} \quad (1.14.4)$$

Когда параллельную схему замещения меняют на последовательную $R_s C_s$ цепочку, то автоматически получают величины емкости и сопротивления ПС, которые не зависят от частоты тестового сигнала и совпадают с равновесным значением: емкости и сопротивления ПС.

$$R_s = \frac{\tau k T}{C_s} \quad (1.15)$$

Как правило, при сравнении с результатами эксперимента и теоретическом анализе вместо активной составляющей адмиттанса ПС используют нормированную проводимость:

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{C \omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (1.16)$$

(при этом в модели моноуровня ПС максимум нормированной проводимости всегда располагается в точке $\omega \tau = 1$, а ее значение равно $C/2$).

С позиции векторных диаграмм данный процесс можно объяснить следующим образом [37].

Если напряжение на резистивном элементе изменяется по синусоидальному закону, то по закону Ома и ток изменяется по синусоидальному закону с амплитудой и начальной фазой равной аналогичным параметрам напряжения. Следовательно, отсутствует разность между потоками электронов, захватываемых на ПС и выбрасываемых с ПС в зону проводимости.

Иначе выглядит ситуация в ёмкостных элементах. При возникновении аналогичного напряжения на выводах ёмкостного элемента, ток в ёмкостном элементе опережает по фазе напряжение на $\pi/2$. То есть возникает разность между процессами захвата и выброса электронов. Объяснить эту возможность можно только анализом выражений (1.3), (1.5). Известно, что скорость захвата $R(t)$ [$\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$] электронов на моноуровень E_t определяется числом свободных мест на уровне и числом электронов на поверхности. А скорость выброса $S(t)$ [$\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$]

электронов с моноуровня E_t определяется тепловыми процессами. Другими словами емкость составляющая напрямую зависит от уровня инжекции и температуры. Таким образом, значение положения уровня Ферми обусловлено этими параметрами. А его расположение в запрещенной зоне материала влияет на состояние ловушечного центра – «центр захвата» или «центр рекомбинации». Следовательно, емкость структуры напрямую зависит от времени захвата и удержания в течение времени порядка полупериода колебаний на центре прилипания носителя заряда [32].

1.1.1 Туннельная модель адмиттанса при захвате носителей заряда на приграничные состояния в диэлектрике (модель Прайера)

В полупроводниковых и диэлектрических материалах, с большой шириной запрещенной зоны, всегда существуют центры локализации заряда, дающие глубокие уровни в запрещенной зоне. Они располагаются квазинепрерывно по энергиям в запрещенной зоне материала. Если эти уровни локализованы близко ($\sim 30 \text{ \AA}$) к поверхности полупроводника, то возможны следующие переходы [12]:

- a) без изменения энергии туннелирующей частицы: упругое туннелирование;
- b) если энергия отдается тепловым колебаниям решетки, а при обратном переходе берется от них: неупругое туннелирование с изменением энергии;
- c) ступенчатые переходы – вначале переход на уровень поверхностного состояния, а потом упругое туннелирование на состояния в диэлектрике;
- d) надбарьерные переходы, имеют место при сильном перекрытии потенциальных ям данного состояния и полупроводника.

Присутствие такого рода переходов между диэлектриком и полупроводником приводит к появлению различных свойств в частотных зависимостях полной проводимости полупроводника. Основная причина такого рода особенностей заключается в дисперсии постоянной времени поверхностных состояний, как в случае неоднородного распределения поверхностного

потенциала. Впервые такая модель полной проводимости (адмиттанса) была предложена Прайером и получила название туннельной модели [44].

Основная идея Прайера заключается в анализе туннельной перезарядки пограничных состояний в слое диэлектрика. Которые распределены равномерно как по значению координат, так и по величине энергии, в пределах всей ширины запрещенной зоны на глубине залегания ловушек от 0 до d (максимальная глубина залегания ловушек в диэлектрике) с объемной плотностью N_t . Так как на границе раздела полупроводник–диэлектрик для электронов всегда имеется потенциальный барьер W , то Прайер рассмотрел носители заряда в приближении метода эффективных масс (m^*) как плоскую волну, падающую на барьер, и получил экспоненциальную зависимость времени перезарядки ловушек от координаты z вглубь диэлектрика:

$$\psi = \psi_0 \exp(-kz) \quad (1.17)$$

где k – коэффициент затухания волновой функции электрона в диэлектрике

$$k = \sqrt{\frac{2m^*W}{\hbar}} \quad (1.18)$$

Если допустить, что все локализованные состояния в диэлектрических слоях взаимодействуют с полупроводником независимо друг от друга и на любых расстояниях от границы раздела, то значение нормированной проводимости и параллельной ёмкости приграничных состояний можно получить путем интегрирования по координате z в интервале от 0 до d соотношения (17) и (18) с заменой плотности поверхностных состояний D_{ss} на объемную плотность ловушек в диэлектрике N_t :

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{qN_t}{2} \int_0^d \frac{\ln(1 + \omega^2 \tau_0^2 \exp(4kz))}{\omega \tau_0 \exp(2kz)} dz = \quad (1.19)$$

$$= \frac{qN_t}{2} \left[\frac{\ln(1 + \omega^2 \tau_0^2)}{\omega \tau_0} \frac{\ln(1 + A^2 \omega^2 \tau_0^2)}{A \omega \tau_0} + 2(\arctg(A \omega \tau_0) - \arctg(\omega \tau_0)) \right]$$

$$C_p = qN_t \int_0^d \frac{\arctg(\omega \tau_0 \exp(2kz))}{\omega \tau_0 \exp(2kz)} dz = \quad (1.20)$$

$$\frac{qN_t}{2k} \left[\frac{\arctg(\omega \tau_0)}{\omega \tau_0} - \frac{\arctg(A \omega \tau_0)}{A \omega \tau_0} + 1/2 \ln \frac{1 + \omega^2 \tau_0^2}{1 + A^2 \omega^2 \tau_0^2} + \ln A \right]$$

где $A = \exp(2kd)$.

Анализ выражений (1.19) и (1.20) показывает, что в случае низких частот тестового сигнала ёмкостная составляющая полной проводимости полупроводника максимальна и равна $C_{\max} = \frac{q^2 N_s}{\omega \epsilon}$, а активная компонента увеличивается прямо пропорционально произведению $\omega \tau_0$. При очень высоких частотах обе компоненты стремятся к нулю. Максимум кривой нормированной проводимости с ростом глубины ловушек смещается влево, то есть в область более низких частот, а сами кривые значительно уширены по сравнению со случаем квазинепрерывного распределения ПС.

Как показано в работах Прайера, объемная плотность ловушек более точно описывается экспоненциально убывающей функцией координаты z :

$$N_t = N_s \exp(-z/\lambda) \quad (1.21)$$

N_s – плотность состояний на границе полупроводник – диэлектрик,
 λ – характеристическая глубина спада плотности ловушек в диэлектрике (расстояние от границы раздела диэлектрик – полупроводник, на котором объемная плотность ловушек убывает в e раз). Если заменить постоянную объемную плотность ловушек (1.19) в диэлектрике N_t выражением (1.21), то получим модифицированную туннельную модель адмиттанса [45-47]:

$$\frac{G}{\omega C} = \frac{q^2 N_s \lambda}{\omega \epsilon} \int_0^{\infty} \frac{1}{\omega^2 + \alpha^2} d\omega, \text{ где } \alpha = \frac{1}{2k\lambda} \quad (1.22)$$

1.2. Применение барьера Шоттки к исследованию глубоких примесных уровней и поверхностных свойств полупроводников

В настоящее время барьер Шоттки (БШ) является одним из важнейших объектов твердотельной электроники и физики гетерогенных структур наряду с $p-n$ переходами, гетеропереходами и структурами металл-диэлектрик-полупроводник. Хорошо известно применение БШ для исследования распределения примесей в полупроводниковых [48], в особенности

эпитаксиальных пленках. В последнее время большой интерес вызывает использование БШ для анализа параметров глубоких примесных уровней, поверхностных свойств и генерационно-рекомбинационных процессов в полупроводниках. Установлено, что глубокие и мелкие уровни опустошаются согласно статистике Шокли-Рида с постоянной времени τ , которая зависит от взаимного положения энергетических уровней E_r и E_f [49-50]. Так как в приповерхностной области полупроводника изгиб энергетических зон является функцией расстояния от поверхности, то постоянная времени τ также зависит от координаты.

1. Рассмотрим полупроводник легированный только мелкими центрами.

При этом они, например, донорные и полностью ионизованы как в слое объемного заряда, так и в нейтральной толще полупроводника. При увеличении напряжения смещения слой объемного заряда расширяется и его заряд увеличивается. Измеряя заряд слоя, можно определить концентрацию ионизованных доноров $N_d = \frac{2dU}{S^2 q \epsilon_s \epsilon_0 d (1/C^2)}$ (емкостные измерения на малом переменном сигнале). Наклон прямолинейной зависимости $1/C^2$ от U даст разность концентраций ионизованных доноров и акцепторов в полупроводнике. Результаты измерений будут надежными, если промежуточные диэлектрические слои между металлом и полупроводником не проявляются и вклад глубоких центров в объемный заряд мал по сравнению с вкладом мелких примесей. Эта методика используется и для измерения профиля распределения примесей в тонких полупроводниковых слоях. При неоднородном легировании полупроводника зависимость дифференциальной емкости от напряжения позволяет определять концентрацию в том месте толщи полупроводника, где находится край слоя объемного заряда. Поэтому, изменяя смещение, можно определить концентрации мелких примесей от координаты.

$$N_d \approx 2(U_{m+1} - U_m) C_m^2 C_{m+1} / S^2 \epsilon_0 \epsilon_s q (C_m^2 - C_{m+1}) \quad (1.23)$$

2. Рассмотрим полупроводник, содержащий глубокие уровни.

В этом случае зависимость I/C^2 от U становится нелинейной, то есть не соответствует теории Шоттки и это можно связать с наличием в полупроводнике глубоких центров. В отличие от мелких центров, глубокие центры не ионизованы в толще полупроводника и частично ионизованы в слое объемного заряда. При изменении внешних воздействий (температуры или условий освещения) изменяется степень ионизации глубоких центров, которую можно зарегистрировать путем измерения параметров структуры (по изменению емкости, либо проводимости) и на основании результатов этих измерений определить параметры таких центров. В стационарных условиях атомы глубоких примесей будут ионизованы лишь в той части слоя объемного заряда, в которой уровень Ферми лежит ниже уровня этой примеси. Если на такую структуру подать обратное напряжение, то эта область расширится, и дополнительное число атомов глубокой примеси получит возможность ионизоваться. Концентрация вновь ионизованных атомов N_r^+ примеси достигнет значения, соответствующего новому стационарному состоянию полупроводника N_{0r}^+ , лишь по прошествии некоторого времени.

$$N_r^+(t) = N_{0r}^+[1 - \exp(-t/\tau)], \quad (1.24)$$

где τ – постоянная времени ионизации в той части слоя объемного заряда, где нет свободных носителей заряда.

$$1/\tau = N_c \sigma_m v_n \exp(-\Delta E_r / kT), \quad (1.25)$$

где N_c – эффективная плотность состояний в зоне проводимости, σ_m – сечение захвата электрона донором, v_n – тепловая скорость электрона, ΔE_r – энергия ионизации примеси. Так как примесь ионизируется не мгновенно, то и объемный заряд достигнет своего стационарного состояния не мгновенно, а будет увеличиваться со временем; в результате ширина слоя объемного заряда будет со временем уменьшаться до некоторого стационарного значения, следовательно, будет расти со временем емкость всей структуры.

$$-\frac{dU}{d(1/C^2)} = (\varepsilon_0 \varepsilon_s q S^2 / 2) \{ [N_d + N_r [1 - \exp(-t/\tau)]] - \lambda(t) N_r [1 - \exp(-t/\tau)] (C / \varepsilon_0 \varepsilon_s S) \}, \quad (1.26)$$

где $\lambda(t)$ – ширина той части слоя объемного заряда, где уровень Ферми лежит выше уровня глубокой примеси.

$$-\frac{dU}{d(1/C^2)} = \left|_{C=0}^{t \rightarrow \infty} = \varepsilon_0 \varepsilon_S q S^2 (N_d + N_r) / 2, \quad (1.27)$$

$$\frac{dU}{d(1/C^2)} \Big|_{C=0} - \frac{dU}{d(1/C^2)} \Big|_{C=0}^{t \rightarrow \infty} = \varepsilon_0 \varepsilon_S S^2 dN_r \exp(-t/\tau) / 2 \quad (1.28)$$

Высокой точностью обладает метод емкостной спектроскопии Ланга. На исследуемый диод полагается импульс напряжения и изучается зависимость емкости от времени в условиях непрерывного повышения температуры T . После изменения величины напряжения от 0 до некоторого $-U$ емкость релаксирует к новому стационарному значению. Измеряется температурная зависимость разности двух значений емкости в моменты времени t_1 и t_2 . Эта зависимость имеет максимум при такой температуре, когда постоянная времени ионизации центра τ близка к значению $(t_2 - t_1)$.

$$\tau = (t_2 - t_1) [\ln(t_1/t_2)]^{-1} \quad (1.29)$$

Если измерить эту зависимость при различных значениях t_1 и t_2 , но таких, что $t_1/t_2 = const$, можно получить зависимость τ от T и получить параметры центра.

Процессы ионизации глубоких центров в слое объемного заряда влияют не только на емкость, но и на обратный ток структуры.

$$I_{st} - I(t) = (I_{st} - I_0) \exp[-(t - t_0)/\tau], \quad (1.30)$$

где I_{st} – стационарный обратный ток, $I(t)$ – мгновенное значение обратного тока, I_0 – ток в начальный момент времени.

Метод релаксации обратного тока позволяет определить энергию ионизации примеси и сечение захвата носителя заряда примесью, но не позволяет определить концентрацию примеси. Однако метод существенно проще и имеет более высокую точность определения ΔE_r и σ_{rn} , так как для определения τ достаточно измерить и проанализировать лишь одну кривую, а не семейство кривых.

Другим методом определения тех же параметров примесных центров является зависимость емкости от частоты измерительного сигнала. Сравнение

экспериментальных и теоретических зависимостей емкости от частоты при данной температуре позволяет определить концентрацию и энергетическое положение глубокого центра, а также сечение захвата носителей заряда атомами этого центра, но степень точности такой методики невысока.

1.2.1 Отрицательная дифференциальная емкость полупроводниковых гетероструктур

В различных полупроводниковых структурах, таких как халькогенидные пленки, полуизолирующий поликристаллический кремний, многослойные гетероструктуры типа МП'ДП, границы раздела металл–полупроводник, при определенных условиях можно наблюдать явление «отрицательной емкости». Этот эффект становится возможным и в дискретных полупроводниковых приборах: диодах Шоттки, диодах с $p^+ - n$ переходом, изготовленных на основе кристаллических и аморфных полупроводниковых материалов и биполярных транзисторах с изолирующим затвором [48].

Физические механизмы, приводящие к возникновению отрицательной емкости в этих структурах, существенно различаются [49]. Например, в диодах с $p - n$ переходом этот эффект обусловлен модуляцией проводимости базы неосновными носителями при больших амплитудах переменного тока, у диффузионных кремниевых диодов – подвижными носителями заряда в области $p - n$ перехода. Это объясняется зависимостью импеданса диода (его вещественной и действительной части) как от постоянной составляющей тока через $p - n$ переход, так и от частоты сигнала. Установлено [39], что при некоторой плотности тока характер реактивного сопротивления диода меняется с емкостного на индуктивный.

В работах данной проблематики доказано [39-42], что эффект отрицательной емкости наблюдается в барьерных структурах с $p - n$ переходом содержащих как точечные дефекты, так и их комплексы. При этом основную роль

в формировании импеданса индуктивного типа играют центры захвата, аккумулирующие носители заряда в течение времени $\sim 1/2f$, то есть полупериода колебаний тока в цепи.

Когда на р – n переход подается сигнал переменного напряжения, то он начинает проявлять емкостные свойства. Такое р – n образование возможно из-за возникновения области пространственного заряда, создаваемой неподвижными ионами атомов доноров и акцепторов. Так как приложенное к р – n переходу внешнее напряжение может изменять величину пространственного заряда в переходе, то р – n переход может вести себя как плоский конденсатор. В этом случае, области n – и р – типа вне перехода являются обкладками, а область пространственного заряда, обедненная носителями заряда, с большим сопротивлением является изолятором. Такую емкость р – n перехода называют барьерной [50] и рассчитывают по формуле:

$$C_{\bar{\sigma}} = S \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{\Delta} \quad (1.31)$$

где S – площадь р – n перехода;

ε и ε_0 - относительная и абсолютная диэлектрические проницаемости;

Δ – ширина р – n перехода.

Главная особенность барьерной емкости заключается в ее зависимости от внешнего приложенного напряжения. Для резкого перехода, с учетом примеси, барьерная емкость рассчитывается по формуле:

$$C_{\bar{\sigma}} = S \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_0 q}{2 \left[\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right]}} \cdot \frac{1}{\varphi_k \pm U}, \quad (1.32)$$

где знак «+» обратное напряжение на переходе (ВФХ), а «-» прямое напряжение.

Значение барьерной емкости, в зависимости от площади перехода, концентрации легирующей примеси и обратного напряжения на переходе, может принимать от единиц до сотен пикофарад. Барьерная емкость проявляется при обратном напряжении; при прямом напряжении она шунтируется малым сопротивлением r_{pn} .

Кроме барьерной емкости $p - n$ переход обладает так называемой диффузионной емкостью. Основная особенность диффузионной емкости связана с процессом накопления и рассасывания неравновесного заряда в базе, что непосредственно характеризует инерционность движения неравновесных зарядов в области базы.

Диффузионная емкость рассчитывается следующим образом:

$$C_{\text{диф}} = \frac{dQ_{\bar{o}}}{dU} = \frac{d(i\tau_n)}{dU} = \frac{\tau_n di}{dU} = \frac{\tau_n}{\frac{kT}{q}(i+i_0)^{-1}} \quad (1.33)$$

где τ_n – время жизни электронов в базе.

Величина диффузионной емкости пропорциональна току через $p - n$ переход. При прямом напряжении значение диффузионной емкости может достигать десятков тысяч пикофарад. Суммарная емкость $p - n$ перехода определяется суммой барьерной и диффузионной емкостей. При обратном напряжении $C_B > C_{\text{диф}}$; при прямом напряжении преобладает диффузионная емкость $C_{\text{диф}} \gg C_B$.

Эквивалентная схема $p - n$ перехода на переменном токе представлена на рис. 1.2. На эквивалентной схеме параллельно дифференциальному сопротивлению $p - n$ перехода r_{pn} включены две емкости C_B и $C_{\text{диф}}$; последовательно с r_{pn} включено объемное сопротивление базы r_b . С ростом частоты переменного напряжения, поданного на $p - n$ переход, емкостные свойства проявляются все сильнее, r_{pn} шунтируется емкостным сопротивлением, и общее сопротивление $p - n$ перехода определяется объемным сопротивлением базы. Таким образом, на высоких частотах $p - n$ переход теряет свои нелинейные свойства.

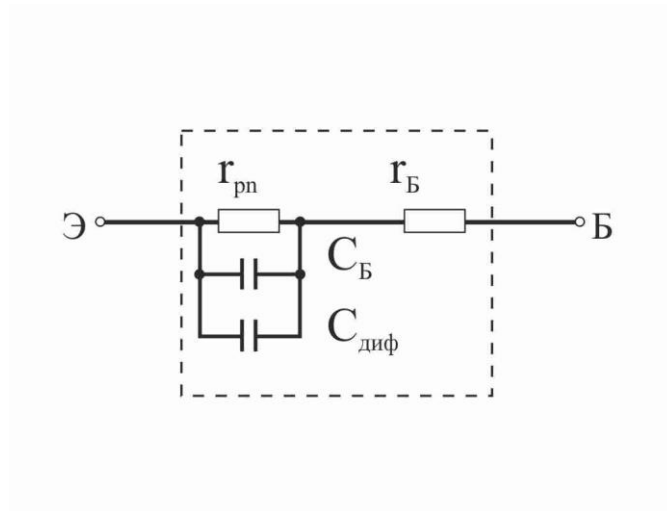


Рисунок 1.2. Эквивалентная схема p – n перехода на переменном токе

1.3 Механизмы токопрохождения в полевых гетероструктурах

Получить информацию о механизмах переноса заряда в полевых гетероструктурах и типе контактов в изучаемой слоистой системе позволяют вольт–амперные характеристики [51, 52].

На сегодняшний день отмечают следующие основные механизмы транспорта носителей заряда:

- Эмиссия Шоттки;
- Эмиссия Пула – Френкеля;
- Ток ограниченный пространственным зарядом (ТОПЗ).

Все эти механизмы электронной проводимости действуют при относительно больших полях. Ниже приведено краткое описание механизмов проводимости, при этом ток переключения заряда спонтанной поляризации исключен из рассмотрения.

Эмиссия Шоттки

При контакте двух различных полупроводниковых соединений или полупроводника с металлом в пограничных слоях возникают потенциальные барьеры, а концентрация носителей заряда внутри этих слоев сильно меняется по сравнению с их значениями в объеме. При этом свойства приконтактных слоев

сильно зависят от приложенного внешнего напряжения, что в ряде случаев приводит их нелинейным характеристикам.

Предполагается, что границы раздела таких структур представляют барьеры Шоттки. Высота барьера ϕ_B зависит от работы выхода металла, электронного сродства полупроводника, снижения барьера вследствие влияния сил изображения, поверхностными состояниями на границе раздела [50]. Один из барьеров оказывается обратно смещенным независимо от полярности внешнего напряжения и практически все напряжение должно падать на этом переходе.

Таким образом, при достаточно низких значениях напряженности электрического поля, когда туннельной составляющей тока через обратно смещенный переход Шоттки можно пренебречь, ток должен быть равен тепловому току, являющемуся результатом термоэлектронной эмиссии. Значение этого тока J_{Sch} с учетом понижения барьера за счет эффекта Шоттки определяется выражением:

$$J_{Sch} = A_R \exp\left(-\frac{\phi_{Bp}}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{q E}{k_B T}\right) \quad (1.34)$$

где A_R – постоянная Ричардсона, ϕ_{Bp} – высота потенциального барьера на поверхности; ϵ_i – динамическая диэлектрическая проницаемость материала; q – единица заряда; k_B – постоянная Больцмана; T – температура и E – внешнее электрическое поле [50]. На зависимость тока от температуры и электрического поля влияют параметры ϕ_{Bp} и ϵ_i соответственно. Постоянная Ричардсона определяется выражением:

$$A_R = \frac{4\pi m^* q^2 k_B^2}{h^3} \quad (1.35)$$

где m^* – эффективная масса электрона;

$k_B = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана;

$h = 6.62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка.

Модель Пула-Френкеля

Модель Шоттки может быть преобразована в модель проводимости типа Пула–Френкеля (ПФ), обусловленной носителями, тепловая эмиссия которых имеет место из ловушечных центров под воздействием сильного электрического

пленок, значения которого лежат в пределах от 2.2 до 2.8. Это соответствует значениям оптической (динамической) диэлектрической проницаемости в пределах от 4.84 до 7.84 [53, 54].

- сравнение наклона прямой коэффициента β в логарифмических координатах $\lg I$ от $V^{1/2}$, полученной из экспериментальной вольт-амперной характеристики, с теоретическими значениями β ($\beta_{ш} = \frac{q}{kT} \sqrt{\frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 d}}$, для механизма Шоттки и $\beta_{п-ф} = \frac{q}{kT} \sqrt{\frac{q}{\pi\epsilon\epsilon_0 d}}$, для механизма Пула – Френкеля).

Омический ток

Омическим контактом называют контакт, сопротивление которого пренебрежимо мало по сравнению с объемным. Если концентрация акцепторов на поверхности материала настолько велика, что изгиб энергетических зон оказывается достаточно резким, обедненная область становится очень тонкой и появляется возможность реализации полевой эмиссии. Тогда омический ток обуславливается произведением подвижности носителей и их концентрации:

$$J_{oh} = q \cdot \mu_p \cdot n \cdot E \quad (1.37)$$

где n – концентрация носителей,

μ_p – подвижность носителей (дырок).

Полагая, что подвижность дырок μ_p имеет незначительную зависимость от температуры:

$$J_{oh} = q \cdot \mu_p \cdot n \cdot E \quad (1.38)$$

где E_a – энергия активации (близка к ширине запрещенной зоны).

Ток ограниченный пространственным зарядом

Результатом монополярной инжекции носителей в слаболегированный полупроводник или изолятор, в котором отсутствуют подвижные компенсирующие заряды противоположного знака, является объемный пространственный заряд (ОПЗ). В случае омического контакта, если пренебречь

захватом электронов на ловушки, ток пропорционален квадрату приложенного напряжения [50]:

$$J_{sc} = \frac{9\epsilon_0 \mu^2 U^2}{8d} \quad (1.39)$$

где d – толщина изолятора в направлении протекания тока.

Такая ситуация возможна при омическом контакте, так как из катода в диэлектрик выходит объемный заряд и распределяется в непосредственной близости у границы электрод – диэлектрик. Если приложить электрическое поле, то инжектированные в диэлектрик электроны начинают вовлекаться в глубь и проходить сквозь диэлектрик, вызывая протекание тока. Поэтому механизм появления тока напрямую связан с инжектированными из катода электронами, а не с собственными в зоне проводимости. Такие инжектированные электроны создают в диэлектрике пространственный заряд. Так как подвижность носителей заряда, а значит и дрейфовая скорость в электрическом поле, величина конечная, то количественно ток через диэлектрик не может быть бесконечно большим. Вследствие этого объём диэлектрика не проводит через себя столь же большой ток, как омический контакт и поэтому такой механизм называют током ограниченным пространственным зарядом.

1.4 Зависимость уровня Ферми от температуры в полупроводнике, при наличии локальных глубоколежащих энергетических уровней

Известно, что распределение электронов по энергетическим состояниям в полупроводнике определяется положением уровня Ферми [55]. Вероятность заполнения квантового состояния с энергией E задается функцией Ферми (1.9).

Изолированный кристалл во всех случаях электронейтрален, и этот закон выражается в виде уравнения нейтральности. В свою очередь концентрация электронов или дырок в соответствующих энергетических зонах и на локальных уровнях в запрещенной зоне определяется положением уровня Ферми.

Таким образом, решая в каждом конкретном случае уравнение нейтральности, можно вычислять положение уровня Ферми, определяющее, в конечном счете, концентрацию носителей тока и электропроводность кристалла. Для невырожденного полупроводника концентрация электронов в зоне проводимости определяется выражением:

$$n = N_c \exp\left(\frac{\mu}{kT}\right), \quad (1.40)$$

где N_c – эффективная плотность состояний электронов в зоне проводимости.

Концентрация дырок в валентной зоне равна:

$$p = N_v \exp\left(-\frac{\mu - E_v}{kT}\right), \quad (1.41)$$

где N_v – эффективная плотность состояний дырок в валентной зоне.

В этих выражениях T – абсолютная температура (К), k – постоянная Больцмана, E_v – энергетический уровень потолка валентной зоны.

Уравнение нейтральности имеет простейший вид для собственного (беспримесного) полупроводника. В этом случае число электронов n в зоне проводимости равно числу дырок p в валентной зоне [50, 52]:

$$n = p = n_i \quad (1.42)$$

где n_i – концентрация собственных носителей.

Подставляя выражения (1.40) и (1.41) в уравнение нейтральности (1.42) и решая его относительно уровня Ферми, получаем:

$$-\mu = -\frac{E_v}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_c}{N_v} = \frac{\Delta E}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_c}{N_v} \quad (1.43)$$

где ΔE – ширина запрещенной зоны.

Таким образом, в случае собственного полупроводника уровень Ферми находится вблизи середины запрещенной зоны. Выражение для концентрации собственных носителей тока:

$$n_i = (N_c N_v)^{1/2} \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right) \quad (1.44)$$

В случае примесного полупроводника с одной примесью [55, 56], например донорной с концентрацией N_d , дающей мелкий уровень E_d , уравнение нейтральности будет иметь следующий вид:

$$n = N_d^+ \quad (1.45)$$

где N_d^+ - число ионизованных доноров,

$$N_d^+ = \frac{N_d}{1 + g^{-1} \exp\left(\frac{\mu - E_d}{kT}\right)} \quad (1.46)$$

Подставляя выражения (1.37) и (1.32) в (1.36) и решая относительно уровня Ферми, имеем для низких температур:

$$\mu = -\frac{E_d}{2} + kT \ln g \frac{N_d}{N_c} \quad (1.47)$$

При этом концентрация электронов в зоне проводимости будет равна

$$n = (g N_c N_d)^{1/2} \exp\left(\frac{E_d}{2kT}\right) \quad (1.48)$$

Если же в полупроводнике имеется одна акцепторная примесь с концентрацией N_a и уровнем E_a , то концентрации дырок в валентной зоне определяется выражением

$$p = \left(\frac{N_v N_a}{g}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{E_a + \Delta E}{2kT}\right) \quad (1.49)$$

В работе [56] рассмотрен случай, когда в полупроводнике имеются одна донорная примесь с мелким уровнем N_{d_1} , E_{d_1} (например, сурьма) и примесь, дающая два глубоколежащих уровня (например, золото): один донорный, лежащий в нижней половине запрещенной зоны N_d , E_d , и один акцепторный – в верхней N_a , E_a ($N_a = N_d = N$). В зависимости от соотношения величин N_{d_1} и N_a возможны три случая [57].

1. $N_{d_1} > N_a$ (частичная компенсация).

Если $T=0$, то $n_i = 0$, а уровень Ферми будет совпадать с E_{d_1} . При этом $N_d^+ = 0$ и уравнение нейтральности имеет вид

$$N_{d_1}^+ = N_a^- = N_a, \quad (1.50)$$

все глубокие акцепторные уровни полностью ионизованы, а мелкий донорный – частично. Для температуры, отличной от абсолютного нуля, уравнение нейтральности имеет следующий вид:

$$N_{d_1}^+ = N_a^- + n \quad (1.51)$$

Однако, когда компенсация существенна и температура такова, что $p \ll n \ll N_a^-$, уравнение нейтральности приобретает вид (1.50). Подставляя (1.46) с индексом d_1 в (1.50), имеем

$$\frac{N_{d_1}}{1 + g^{-1} \exp\left(\frac{\mu - E_{d_1}}{kT}\right)} = N_a$$

откуда находим положение уровня Ферми

$$\mu = E_{d_1} + kT \ln\left(g \frac{N_{d_1} - N_a}{N_a}\right) \quad (1.52)$$

Концентрация электронов в зоне проводимости будет при этом равна

$$n = \frac{g N_c (N_{d_1} - N_a)}{N_a} \exp\left(\frac{E_{d_1}}{kT}\right) \quad (1.53)$$

2. $N_{d_1} < N_a$ (перекомпенсация).

При $T \rightarrow 0$ и соответственно $n_i \rightarrow 0$ мелкий донорный уровень N_{d_1} будет полностью ионизован, а глубокий акцепторный уровень N_a ионизирован частично. Уровень Ферми совпадает при этом с E_a .

Уравнение нейтральности для температуры, отличной от абсолютного нуля, имеет следующий вид (рассматривается интервал температур, когда концентрация носителей в зонах пренебрежительно мала по сравнению с N_a^- и N_{d1}):

$$N_{d_1}^+ = N_{d_1} = N_a^- \quad (1.54)$$

Подставляя в эту формулу выражение для N_a^- , имеем:

$$N_a^- = \frac{N_a}{1 + g' \exp\left(\frac{E_a - \mu}{kT}\right)} \quad (1.55)$$

Решая относительно μ , получаем выражение для уровня Ферми:

$$\mu = E_a + kT \ln \left[g' N_{d_1} / (N_a - N_{d_1}) \right] \quad (1.56)$$

Концентрация электронов в зоне проводимости будет определяться выражением

$$n = \frac{g' N_{d_1} N_c}{(N_a - N_{d_1})} \exp \frac{E_a}{kT} \quad (1.57)$$

3. $N_{d_1} \approx N_a$ (точная компенсация).

$T=0$, $n_i = 0$. Уравнение нейтральности имеет вид:

$$N_{d_1}^+ = N_a^- = N_{d_1} = N_a \quad (1.58)$$

Подставляя в это уравнение выражение для (1.58) и решая его относительно уровня Ферми, имеем:

$$\mu = \frac{E_a + E_{d_1}}{2} + \frac{kT}{2} \ln g \cdot g' \quad (1.59)$$

Уровень Ферми располагается при точной компенсации (для $T = 0$) между мелким донорным уровнем и глубоким акцепторным. Концентрация электронов в зоне проводимости при этом определяется выражением:

$$n = (g \cdot g')^{1/2} N_c \exp \frac{E_a + E_{d_1}}{2kT} \quad (1.60)$$

На рис. 1.3 показана зависимость уровня Ферми от температуры для трех рассмотренных случаев, на рис. 1.4 – зависимость концентрации носителей тока от температуры для этих же случаев.

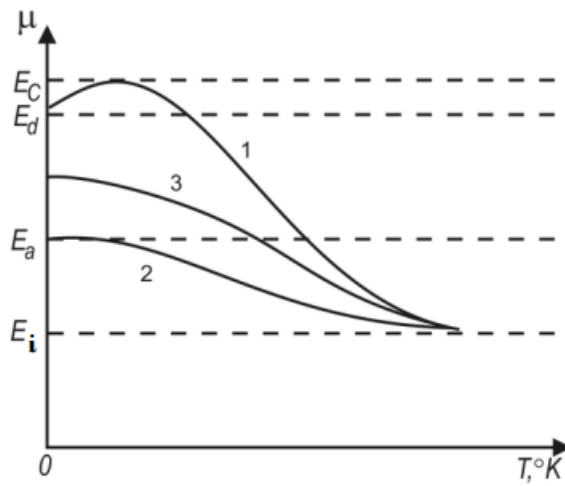


Рисунок 1.3. Зависимость уровня Ферми от температуры: 1 – частичная компенсация, 2 – перекомпенсация, 3 – точная компенсация

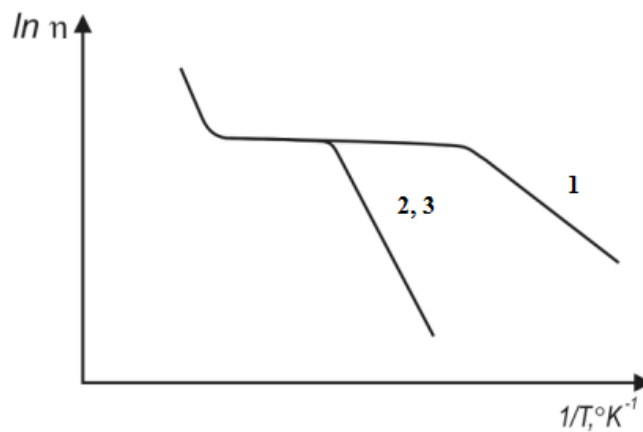


Рисунок 1.4. Зависимость концентрации носителей тока от температуры: 1 – частичная компенсация, 2 – перекомпенсация, 3 – точная компенсация

Цели и задачи:

Как следует из анализа литературы, основными методами контроля электрофизических характеристик и параметров границы раздела диэлектрик–полупроводник являются методы вольт–фарадных характеристик, вольт–амперных характеристик и адмиттанса. Рассмотренные ранее модели адмиттанса хорошо описывают поверхностные локализованные состояния в полупроводниковых гетероструктурах. Однако влияние примесей с глубокими или мелкими уровнями на электронные процессы не учитывают. Перечисленные выше причины, в реальных гетероструктурах, влияют в совокупности и не всегда положительно. Поэтому возникает необходимость анализа их в единой модели, в соответствии с которой были predeterminedены следующие задачи исследования:

1. Изучение условий формирования гетероструктур $In_2Te_3/InAs$ (n – типа) и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0.65$)/ $InAs$ (n – типа) по технологии гетеровалентного замещения и методом напыления в квазизамкнутом объеме из независимых источников в рамках предложенной модели изорешеточной системы, с целью характеристики объекта исследования.
2. Определение параметров глубоких уровней в тонких слоях соединений $A_2^{III}B_3^{VI}$ на $InAs$ (n – типа) методом анализа вольт–фарадных и вольт–амперных характеристик МДП–структур для построения теоретической модели процессов токопрохождения.
3. Построение эквивалентной схемы гетероструктур и расчет параметров ЦЛЗ в тонких слоях In_2Te_3 и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0.65$) методом адмиттанса.
4. Создание модели процессов токопрохождения в полупроводниковых гетероструктурах на основе арсенида индия с тонкими слоями соединений со стехиометрическими вакансиями типа In_2Te_3 с целью согласования экспериментальных данных с расчетными параметрами электронных явлений.
5. Исследование гетероструктур $In_2Te_3/InAs$ (n – типа) и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0.65$)/ $InAs$ (n – типа) с точки зрения вклада ЦЛЗ в электронные процессы и

определение оптимальных условий использования тонких слоев соединений $A_2^{III}B_3^{VI}$ в качестве подзатворных и полуизолирующих в МДП–структурах.

ГЛАВА 2. ТЕХНОЛОГИЯ ПОЛУЧЕНИЯ И ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР МП'П В СИСТЕМЕ $A_2^{III}B_3^{VI} - A^{III}B^V$

2.1. Общие требования к параметрам слоев широкозонных полупроводников типа

$$A_2^{III}B_3^{VI}$$

Альтернативой классическим приборам типа МДП, основанным на эффекте поля [3, 6] (гетероструктуры, транзистор со структурой МДП, прибор с зарядовой связью и др.) предложена структура типа МП'П, где вместо диэлектрического слоя используются композиции, включающие полупроводниковые слои (П') ограниченной толщины d [17–19]. При критических толщинах $d < L_d$ (L_d – дебаевская длина экранирования) модуляция ОПЗ в МП'П – структуре осуществляется также, как и в МДП – структуре с идеальным диэлектриком [18].

Установлено [18], что на глубине, сравнимой с дебаевской длиной экранирования L_D , в полупроводниках происходит экранирование внешнего электрического поля (или поля локализованных на поверхности зарядов). Для полупроводника с собственной проводимостью

$$L_D = \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0 kT}{2q^2 n_i}} \quad (2.1)$$

где q – электрический заряд, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, n_i – концентрация носителей в собственном полупроводнике.

В выражении (2.1) для полупроводников содержащих примеси вместо $2n_i$ входит значение величины равновесной концентрации основных носителей заряда n или p соответственно для электронных и дырочных полупроводников. Значение длины экранирования в виде (2.1) характеризует величину глубины проникновения внешнего электрического поля при малых значениях поверхностного потенциала ($\varphi_s < \frac{kT}{q}$), при условии распределения заряда в ОПЗ по экспоненциальному закону [52].

Величина длины экранирования в компенсированных полупроводниках определяется концентрацией заряда на компенсирующих центрах (акцепторного типа в полупроводнике n – типа), если она сравнима или превышает концентрацию свободных равновесных носителей локализованных на этих центрах [52, 74]. В случае возникновения сильной компенсации длина экранирования

$$L_D = \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0 kT}{q^2 N_a}} \quad (2.2)$$

где N_a – концентрация компенсирующих центров.

Исследования структур типа МПП проводятся в связи с проблемой высокой плотности поверхностных электронных состояний на поверхности или границах раздела полупроводника при изготовлении полевых элементов интегральных схем (ИС) [69]. Кроме ограничений, накладываемых на толщину слоя ($d < L_D$), в работах [17, 20] отмечается необходимость использования материала П' с большей шириной запрещенной зоны, чем в полупроводнике и малые значения сквозного тока в гетероструктуре по сравнению с общим генерационным током в ОПЗ. Эти условия являются важными и общими для структур типа МПП и обеспечивают достижения всех возможных зарядовых состояний ОПЗ полупроводниковой подложки в условиях линейного распределения потенциала в слое П' при изменении внешнего напряжения. В соответствии с перечисленными условиями в качестве материала для слоя П' используются широкозонные относительно подложки полупроводники с низкой концентрацией основных носителей заряда и локализованных на глубоких уровнях в запрещенной зоне. Наиболее полно совокупности этих требований удовлетворяют соединения типа $A_2^{III} B_3^{VI}$ (In_2Te_3) [13, 29]. Высокая концентрация стехиометрических вакансий ($\sim 10^{21}$ см⁻³) делает их нечувствительными к легирующим примесям, так как, попадая в стехиометрические вакансии, остаются в неионизованном состоянии [13, 29]. Отсутствие зарядов, локализованных на точечных дефектах, является преимуществом с точки зрения проблемы фиксированного заряда в диэлектрике, по сравнению с используемой в настоящее

время системой термическая двуокись кремния – кремний [2–4]. В связи с этим, полупроводники со стехиометрическими вакансиями обладают высокой радиационной стойкостью [13, 29]. Соединения этого класса имеют алмазоподобную кубическую структуру типа сфалерит, как и соединения класса $A^{III}B^V$ ($InAs$) [28, 84]. Благоприятным фактором, учитываемым при выборе полупроводника для формирования гетероструктур на основе $InAs$ ($a_0 \sim 6.06 \text{ \AA}$ [78,79]), является существование непрерывного ряда твердых растворов в системах $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3 - InAs$ и $In_2Te_3 - InAs$. Поэтому в качестве материалов слоя П' были выбраны теллурид индия In_2Te_3 и твердый раствор теллурида индия и галлия $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ (соединения из класса $A_2^{III}B_3^{VI}$, которые кристаллизуются в решетке сфалерита с параметром $a_0 \sim 6.1460 \text{ \AA}$ [78,79] и $\sim 6.0584 \text{ \AA}$ при $x \sim 0.65$ [78–79], соответственно). Небольшое отклонение или полное соответствие параметров кристаллических решеток $InAs$ и $A_2^{III}B_3^{VI}$ является необходимым для реализации качественной границы раздела при условии эпитаксиального роста слоев $A_2^{III}B_3^{VI}$. Поэтому метод и условия формирования слоев In_2Te_3 и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ в конечном счете будут оказывать определяющее влияние на электрофизические свойства как самих слоев, так и границ раздела в гетероструктурах. А отсутствие чувствительности этих соединений к процессам легирования или случайным примесям снижает требования, предъявляемые к технологической чистоте процесса при получении этих соединений и формировании соответствующих гетероструктур.

2.2. Методы подготовки подложек $InAs$ и формирование слоев полупроводниковых соединений типа $A_2^{III}B_3^{VI}$

В работе использовались подложки из $InAs$ марки ИМЭ – 1А, ИМЭ – 2А, ИМЭ – 3А ориентаций [100] и [111] (отклонение не превышает $\pm 30'$). Толщина пластин составляла (400 ± 20) мкм. Концентрация основных носителей заряда для

ИМЭ – 3А находилась в пределах $(2 \div 5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а для ИМЭ – 2А и ИМЭ – 1А – $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Для удаления загрязнений подложки арсенида индия перед травлением отмывались в течение 15 мин в парах толуола и в течение 15 мин в парах ацетона. Непосредственно перед травлением подложки *InAs* промывались в деионизованной воде в течение 20 – 30 мин и высушивались в центрифуге. Для удаления нарушенного слоя подложки *InAs* подвергались химико-динамическому полированию в смеси кислот $\text{HNO}_3:\text{HF}:\text{H}_2\text{SO}_4$, которая обеспечивала в различных гидродинамических условиях скорость полирующего травления от 3 до 30 мкм/мин в широких пределах соотношений компонентов [90].

Теллурид индия In_2Te_3 , применявшийся для напыления слоев, был получен ранее методом направленной кристаллизацией из расплава, состав которого соответствует стехиометрии, при избыточном давлении летучего компонента. Синтез соединения In_2Te_3 осуществлялся в однозонной печи сопротивления в течение 6 часов при температуре 970 К с периодическим перемешиванием компонентов. Химический анализ состава полученных образцов проводился методами рентгеноспектрального микроанализа и Оже-электронной спектроскопии [91]. Так как теллурид индия относится к классу инконгруэнтно испаряемых соединений [92], то это обстоятельство делает процесс получения пленок In_2Te_3 стехиометрического состава прямым термическим испарением в открытом объеме практически невозможным. Для исследования электрофизических свойств гетероструктур $\text{In}_{2x}\text{Ga}_{2(1-x)}\text{Te}_3/\text{InAs}$ и $\text{In}_2\text{Te}_3/\text{InAs}$ использовались образцы, полученные методом осаждения из паровой фазы в квазизамкнутом объеме с «горячими стенками» при изменении температуры подложки ($T_{\text{п}}$) в диапазоне (670 ÷ 770) К и температуры испарителя в диапазоне (870 ÷ 1070) К [86-88].

2.3 Гетеровалентное замещение в системе $InAs - Te$

Ранее в работах [86, 91] установлен механизм образования слоя In_2Te_3 на $InAs$ в процессе отжига подложек арсенида индия в парах теллура. При этом давление паров выбиралось из интервала, соответствующего значениям парциального давления паров теллура над конденсированной фазой In_2Te_3 при температуре, устанавливаемой на испарителе в случае напыления в парах теллура. При этом кинетические характеристики роста слоёв в том и другом процессе оказались идентичными.

На рисунке 2.1 приведено изображение в РЭМ поперечного излома гетероструктуры $In_2Te_3/InAs$, полученной методом гетеровалентного замещения. Особенностью этих гетероструктур $In_2Te_3/InAs$ является наличие неоднородной и нерезкой границы раздела, хотя большая часть самого слоя и подложки достаточно однородные (с меньшим количеством макродефектов, чем граница раздела).

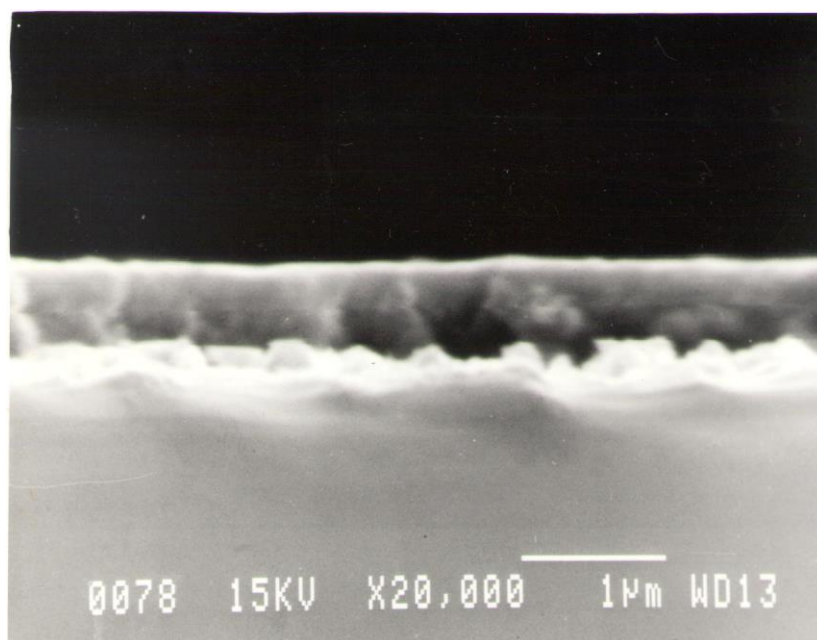


Рисунок 2.1. Микрофотография поперечного излома гетероструктуры $In_2Te_3/InAs$, полученной методом гетеровалентного замещения: температура подложки $T_{п}=410$ °С, источника теллура – $T_{Te}=400$ °С, парциальное давление паров теллура $P_{Te}= 5$ Па, длительность процесса $t=45$ минут.

Методом электронографии «на отражение» ранее было установлено, что слои In_2Te_3 соответствуют фазе $\alpha - In_2Te_3$ с упорядоченными вакансиями [66,68]. Также было обнаружено существование двух систем рефлексов: одна из них соответствует дифракции на подложке $InAs$, вторая – на $\alpha - In_2Te_3$. Из анализа дифракционной картины установлено, что на подложках арсенида индия (100) и (111) образовывался слой $\alpha - In_2Te_3$ с ориентацией [100] и [111], соответственно.

При температурах подложки ~ 680 К (низкотемпературная граница области формирования гетероперехода $InAs/In_2Te_3$) поверхность $InAs$ начинает обедняться мышьяком. Вблизи этих значений T_n слой In_2Te_3 не имеет внутренней границы раздела, поверхность его наиболее совершенна, а кинетика образования отвечает зависимости вида $d = \sqrt{Bt}$ [93]. Это говорит об ограничении скорости роста пленки диффузией компонентов реакции через образующийся слой In_2Te_3 . Поскольку значение энергии активации этого процесса ($\Delta E \sim 1.2$ эВ) близко к известным значениям ΔE для диффузии элементов в In_2Te_3 (~ 1.1 эВ [93]), можно полагать, что ограничивающим фактором роста слоя In_2Te_3 в решетке $InAs$ является диффузия теллура через формирующийся слой. При этом необходимо отметить, что присутствие в соединениях типа In_2Te_3 стехиометрических вакансий обуславливает превалирующий механизм диффузии с участием этих вакансий и поэтому с энергией активации, слабо зависящей от диффундирующего элемента [93]. Но кинетика образования слоя по диффузионному механизму характерна только для верхней части слоя. Общая толщина не отвечала зависимости вида $d = \sqrt{Bt}$. Поскольку, как уже отмечалось, образование слоя In_2Te_3 на $InAs$ происходило при $T_n > 680$ К, а эта температура соответствовала началу обеднения поверхности $InAs$ мышьяком, можно предположить, что в данном случае теллурид индия образовывался в результате непосредственного химического взаимодействия теллура с выделившимся на поверхности $InAs$ индием. В пользу предложенного механизма образования слоя In_2Te_3 свидетельствовали результаты экспериментов по влиянию давления мышьяка (P_{As}) в квазизамкнутом объеме на процесс ГВЗ. Величина P_{As} задавалась температурой дополнительного источника

в камере квазизамкнутого объема, содержащего мышьяк или $InAs$ [94]. Противодействия мышьяка, превышающее давление остаточных газов в камере на один порядок ($P_{As} \sim 10^{-2}$ Па), оказалось достаточным для полного прекращения образования слоя In_2Te_3 вплоть до значений температуры подложки $T_{п} \sim 790$ К. При $T_{п} > 790$ К происходило образование слоя, состав которого соответствовал твердому раствору в системе $InAs - In_2Te_3$ [95]. Характерно, что полученные в таких условиях слои имели менее дефектную структуру, чем в случае формирования слоев без противодействия мышьяка.

Таким образом, планарность и монокристалличность слоев α – модификации In_2Te_3 , достигнутые в процессах ГВЗ с противодействием мышьяка, позволяют использовать полученные гетероструктуры $In_2Te_3/InAs$ для электрофизических исследований [96].

2.4 Осаждение пленок соединений In_2Te_3 и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ испарением из независимых источников

Несмотря на планарность и эпитаксиальный рост слоев In_2Te_3 , получаемых методом ГВЗ, высока вероятность образования точечных и микродефектов на границе раздела $InAs/In_2Te_3$, что осложняет использование этого гетероперехода в полевых структурах. Получение более совершенной структуры границы раздела между In_2Te_3 и $InAs$ возможно непосредственным осаждением слоя In_2Te_3 на арсенид индия в отсутствие химического взаимодействия между In_2Te_3 и $InAs$. Метод для получения пленок бинарных полупроводниковых соединений соиспарением компонентов из двух независимых источников, предложенный и реализованный в работах [86,88,89], позволяет формировать высококачественные гетероструктуры. Конструкция камеры позволяет производить обработку поверхности подложки $InAs$ в парах теллура непосредственно перед циклом осаждения слоя с целью очистки поверхности от собственных оксидов и финишного полирующего травления подложки. Это возможно благодаря тому, что нагрев источника индия до температуры, обеспечивающей существование

молекулярного потока индия на подложку, не перегревал источник теллура выше температуры, соответствующей давлению паров теллура порядка $\sim 10^{-3}$ Па ($T_{Te} \sim 500$ К). Ранее в работах [86,88,89] были определены значения температур источников индия (T_{In}) и теллура, обеспечивающие получение на подложке слоя, отвечающего стехиометрии In_2Te_3 .

Условия получения слоёв In_2Te_3 на $InAs$ соиспарением In и Te в камере квазизамкнутого объема в стационарном режиме ранее изучены в диапазоне температур подложки ($T_{п}$) $InAs$ 570 К ÷ 630 К [97]. Процесс получения включал следующие этапы: после достижения в камере КЗО предельного вакуума ($\sim 10^{-4}$ Па), подложка нагревалась до $T_{п} \sim 600$ К, источник индия – до $T_{In} \sim 500$ К, температура источника теллура задавалась на уровне, обеспечивающем состояние «паровой пробки» в квазизамкнутом объеме ($T_{Te} \sim 620$ К); затем проводился отжиг подложки $InAs$ при значениях $T_{п} \sim 730$ К и $P_{Te} \sim 1$ Па (режим полирующего травления поверхности $InAs$, а температура T_{In} доводилась до ~ 870 К; следующий этап - осаждение слоя: T_{In} поднималась до ~ 1200 К в условиях «паровой пробки», затем уменьшалась температура источника теллура до значений из интервала (570 ÷ 620) К. Варьируя в этих пределах величину T_{Te} удавалось менять скорость образования слоя от 1нм/мин (при $T_{Te} \sim 670$ К) до 10 нм/мин (при $T_{Te} \sim 570$ К). Время процесса выбиралось в зависимости от требуемой толщины слоя. Подложка из арсенида индия на границе раздела в сформированной в таких условиях гетероструктуре $In_2Te_3/InAs$ не содержит видимых макродефектов, наблюдавшихся в структурах, полученных по технологии гетеровалентного замещения (рис. 2.2).

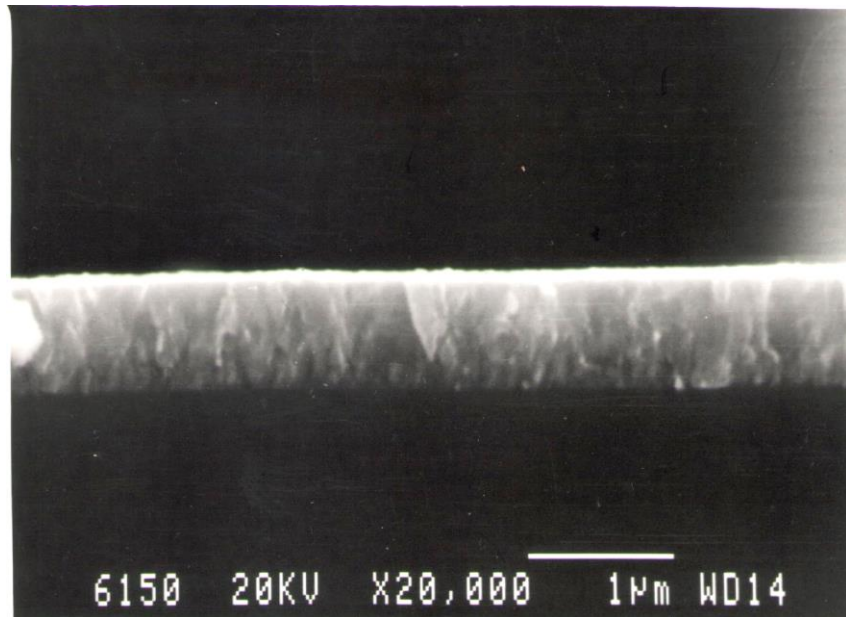


Рисунок 2.2. Микрофотография поперечного излома гетероструктуры $In_2Te_3/InAs$ (100), полученной методом испарения из двух независимых источников In и Te ; температура подложки $T_n=340$ °С, источника теллура $T_{Te} = 340$ °С (парциальное давление паров $P_{Te}= 1$ Па), источника индия – $T_{In}=930$ °С, длительность процесса $t=30$ минут.

Глубина области проникновения атомов теллура в подложку по данным количественного анализа методом РСМА составляет ~ 10 нм и отсутствует разброс в значениях концентрации элементов по глубине гетероструктуры, проявляющейся в профиле распределения гетероструктуры $In_2Te_3/InAs$, полученной по технологии гетеровалентного замещения. Проникновение атомов теллура в подложку возможно происходит в процессе отжига подложки $InAs$ в парах теллура с целью очистки и полирующего травления поверхности арсенида индия. Как было установлено ранее, структура слоя, по данным электронографии межплоскостных расстояний (d_{hkl}) и интенсивностей соответствующих колец соответствует результатам для объёмных кристаллов In_2Te_3 [86,91] и плёнок, выращенных методом гетеровалентного смещения [91,96], что свидетельствовало о принадлежности материала полученных данных способом слоёв α – фазе In_2Te_3 с упорядоченными вакансиями.

Как показывают предварительные расчеты более полное согласование параметров решеток на границе раздела возможно в гетероструктуре $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3/InAs$, где $x = 0.65$. Поскольку технология гетеровалентного замещения ограничена в отношении получения слоев соединений, не содержащих элемент подложки, то для получения слоев $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ на поверхности $InAs$ следует использовать метод напыления из независимых источников элементарных компонентов In , Ga и Te . Камера квазизамкнутого объема в этом случае содержит дополнительный источник галлия, находящийся под источником индия. Температура источника галлия (T_{Ga}), необходимая для получения твердого раствора, отвечающего соединению с $x \sim 0.65$, определялась эмпирически по составу конденсата, полученного на подложке в условиях молекулярных потоков In и Ga , когда давление паров теллура не превышало давления остаточных газов в камере ($\sim 10^{-3}$ Па). Методом Оже-электронной спектроскопии было установлено, что при температуре источника индия $T_{In} \sim 1250$ К и галлия $T_{Ga} \sim 1300$ К, отношение концентраций атомов индия и галлия в слое равно ~ 2 , что, примерно, соответствует значению стехиометрического коэффициента $x \sim 0.65$.

При скорости роста слоя ~ 1 нм/мин и температуре подложки ~ 630 К на поверхности $InAs$ удастся сформировать однородный слой $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ с резкой границей раздела (рис. 2.3).

Ранее было установлено, что с уменьшением температуры подложки при формировании слоя $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$, наряду с точечными рефлексами, появлялась система кольцевых рефлексов, анализ которых по относительным интенсивностям и межплоскостным расстояниям приводил к последовательности этих параметров, соответствующих $\beta - In_2Te_3$ без упорядоченного распределения вакансий [91]. Об изменении элементарного состава по толщине слоя свидетельствовали данные РСМА и послойного анализа методом Оже-электронной спектроскопии. Количественный анализ методом РСМА гетероструктур $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3/InAs$ проводился по малоугловому клину с контролируемой геометрией.

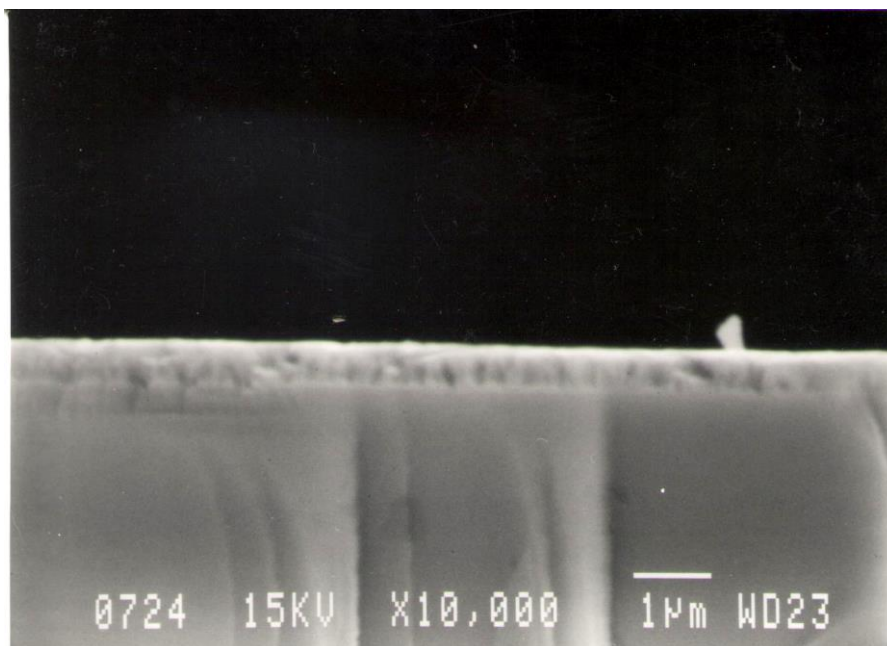


Рисунок 2.3. Микрофотография поперечного излома гетероструктуры $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ полученной методом напыления из независимых источников In , Ga и Te ; температура подложки $T_{\text{п}}=360$ °С, источника теллура $T_{\text{Te}}=310$ °С, индия и галлия около $T_{\text{InGa}}=950$ °С, $P_{\text{Te}}=1.3$ Па, длительность процесса $t=2$ часа.

Содержание в пленках галлия и теллура определялось методом, в основе которого лежит полуэмпирическое моделирование кривой $\varphi(\rho-Z)$, где ρ – плотность материала, Z – глубина выхода рентгеновского излучения. Величина стандартного отклонения при измерении концентрации галлия в этих экспериментах не превышала 0.13 %. Осложнение вызывало определение количества индия, поскольку, как и в гетероструктурах $In_2Te_3/InAs$ он являлся общим элементом подложки и слоя и, следовательно, не подлежал измерению этим методом. В связи с этим обстоятельством, оценка количества индия в твердом растворе проводилась с учетом определенных количеств Ga и Te только на основе предположения о связи компонентов в пленке стехиометрией соединения $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ [91,66,98,99]. Проведение РСМА по малоугловому клину дало возможность установить распределение компонентов пленки по толщине. Из измеренной таким образом зависимости концентрации компонентов пленки от ее массовой толщины ($\rho \cdot Z$, здесь ρ – плотность материала пленки, Z –

координата в направлении, перпендикулярном поверхности подложки, $\rho \cdot Z=0$ на границе подложка – пленка) видно, что состав пленки с увеличением $\rho \cdot Z$ изменяется таким образом, что у границы раздела с *InAs* значение $x \sim 0.65$, а на поверхности пленки $x \sim 0.95$. Увеличение концентрации галлия к границе раздела с *InAs* также было зарегистрировано методом послойного Оже-анализа. Учитывая, что процесс получения во всех случаях начинался с режима «паровой» пробки (для финишного полирования поверхности *InAs*), можно сделать вывод о несоответствии скоростей доставки атомов *In* и *Ga* в условиях молекулярных потоков в присутствии пара теллура. Установленный характер изменения состава пленки по толщине, по-видимому, свидетельствует о стабилизирующем влиянии подложки на состав растущего слоя. Известно, что различие в параметрах кристаллических решеток подложки и слоя вызывает упругие деформации в пограничной области гетероструктуры. Изменением температуры источника галлия удалось подобрать состав паровой фазы, обеспечивающий формирование слоя твердого раствора $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ со значением $x \sim 0.65$ в пределах всей толщины слоя.

Таким образом, из анализа методов получения гетероструктур *In₂Te₃/InAs* и *In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te₃ /InAs* со слоями широкозонных полупроводников можно сделать вывод о возможности применения таких методов для формирования высококачественных структур для исследования электрофизических параметров.

Выводы

1. МПП–структура удовлетворяет общим требованиям, предъявляемым к структурам типа МДП с идеальным диэлектриком:

- слои теллурида индия ограниченной толщины ($0.1 \div 1.5$ мкм), поэтому удовлетворяют условию критических толщин, при которых ($d < L_D$) управление зарядом в однослойной МПП–структуре происходит как в МДП–системе с идеальным диэлектриком;

- роль диэлектрика выполняет материала П' с большей шириной запрещенной зоны (In_2Te_3 [$\mu \approx 340 \text{ см}^2 / \text{В} \cdot \text{с}$, $E_g = 1.026$ эВ]), чем в полупроводнике П ($InAs$ [$\mu \approx 22600 \text{ см}^2 / \text{В} \cdot \text{с}$, $E_g = 0.356$ эВ]);

- для поддержания малости сквозного тока в гетероструктуре по сравнению с суммарным генерационным током в ОПЗ используется материал П' с низкой концентрацией основных носителей заряда в зоне разрешенных энергий и локализованных зарядов на уровнях в запрещенной зоне.

2. Теллурид индия и арсенид индия относится к классу соединений со стехиометрическими вакансиями с кристаллической структурой типа сфалерита, а хорошее соответствие постоянных кристаллических решеток In_2Te_3 ($a_0 = 6.1460 \text{ \AA}$) и $InAs$ ($a_0 = 6.0584 \text{ \AA}$) предопределяет возможность формирования границы раздела с низкой плотностью поверхностных состояний.

3. Технология гетеровалентного замещения и методы напыления из независимых источников позволяют получать слои In_2Te_3 и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0.65$), соответствующие стехиометрии и с резкой границей раздела слой – подложка, что свидетельствует о возможности применения таких методов для формирования высококачественных структур для исследования электрофизических параметров.

ГЛАВА 3. ЭЛЕКТРОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛЕВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

$Me/A_2^{III}B_3^{VI}/Si$ и $Me/A_2^{III}B_3^{VI}/InAs$

3.1 Влияние металла на поверхностные электронные состояния в гетероструктурах $Me/Ga_2Se_3/(SiO_x)Si$

В работах [16, 17] показано, что для полевых гетероструктур на основе кремния всем требованиям, предъявляемым к материалу подзатворного полупроводникового слоя [20, 29] удовлетворяет соединение со стехиометрическими вакансиями Ga_2Se_3 . Для этого в КЗО методом напыления формируются монокристаллические пленки Ga_2Se_3 [88, 89]. Хорошее соответствие параметров кристаллических решеток селенида галлия и кремния (0.543 нм и 0.541 нм соответственно) обеспечивает границу раздела в этом гетеропереходе с низкой плотностью дефектов. Этот факт проявляется в относительно низких значениях плотности поверхностных электронных состояний (ПЭС) (менее 10^{11} см⁻²/эВ) на границе раздела Ga_2Se_3/Si в гетероструктурах $Al/Ga_2Se_3/Si$ (*n*, *p* – типа) [20]. В этой же работе отмечается, что характер спектра ПЭС подобен известному для границы раздела термическая двуокись кремния – кремний. Предложено объяснение восстановления предварительно (непосредственно перед напылением Ga_2Se_3 в камере КЗО) удаленного с поверхности *Si* подложки естественного оксида (SiO_x), за счет диффузии растворенного в кремнии кислорода к межфазной границе раздела. В результате, гетероструктура представляет собой четырехслойную композицию типа $M/Ga_2Se_3/(SiO_x)Si$. Этот же механизм, по мнению авторов работы [101] лежит в основе радиационно стимулированного дефектообразования в системе Ga_2Se_3/Si и обуславливает повышенную радиационную стойкость полевых гетероструктур $Al/Ga_2Se_3/(SiO_x)Si$. В качестве металла контакта во всех работах использовался алюминий.

Анализ ВАХ и ВФХ, в работе [19, 107, 108] показал, что по своим электрическим характеристикам контакт Al/Ga_2Se_3 приближается к нейтральному,

а в случае поликристаллических пленок Ga_2Se_3 , обеспечивает протекание в гетероструктуре ТОПЗ и инжекцию электронов в слой Ga_2Se_3 . Таким образом, для обеспечения диэлектрических свойств слоя Ga_2Se_3 , необходимо снижение уровня сквозных токов. Это можно достичь при использовании металлического контакта с отличной от Al термодинамической работой выхода (χ_M). Так как пленки Ga_2Se_3 относятся к полупроводникам со стехиометрическими вакансиями, то в них возможно существование состояния с собственной проводимостью. Для этого в работе производится подбор значений χ_M в сравнении с термодинамической работой выхода алюминия. В работах [100, 103, 104] представлены результаты исследований ВЧ вольт-фарадных характеристик гетероструктур на основе системы $Ga_2Se_3/(SiO_x)Si$ с разнообразными металлами в качестве полевых электродов. Выбор металлов для контактов производился с учетом анализа высокочастотных вольт-фарадных характеристик гетероструктур $M/SiO_2/Si$ ($f \sim 10^5$ Гц), произведенных на основе термического окисления кремния в сухом кислороде [36]. Используя разность напряжений в точках «плоских зон» между ВЧ C-V характеристиками структуры $Pt/SiO_2/Si$ и ВЧ C-V характеристиками МДП структур с контактами из $Au, Sn, Mg, Al, In, Ag, Ni$ были произведены оценки значений термодинамических работ выхода для всех исследуемых металлических пленок, в предположении, что $\chi_{Pt} = 5,3$ эВ [52]. Тогда значения χ_M для указанных выше металлов соответственно: 4.6, 4.1, 3.5, 4.2, 4.1, 4.5, 4.5 эВ, что хорошо совпадает с данными физических таблиц [50, 52].

Оценка емкости гетероструктур $M/Ga_2Se_3/(SiO_x)Si$ (n – типа), при напряжениях соответствующих обогащению основными носителями заряда в подложке Si , позволяет рассчитать толщину пленок Ga_2Se_3 . Относительная диэлектрическая проницаемость пленок Ga_2Se_3 составляет ($\sim 9,9$) [13].

Анализ ВЧ C-V характеристик гетероструктур $M/Ga_2Se_3/(SiO_x)Si$ (n – типа) с металлами из Mg и Ni показал полное их соответствие подобным характеристикам с контактом из Al . Единственное отличие заключается (рис. 3.1, кривые 1, 2, 3) в наличие сдвига между зависимостями вольт-фарадных характеристик по напряжению. Значение этого смещения соответствует термодинамической работе

выхода применяемых металлов. Для других структур с контактом из *Pt* кроме смещения по величине напряжения на ВЧ *C-V* характеристике отмечается полочка, свойственная поверхностным состояниям в кремнии (рис. 3.1, кривая 4). В работах [16, 17, 73], ВЧ зависимости вольт-фарадных характеристик структур с *Al* контактом с учетом разности работы выхода *Al* контакта и кремниевой подложки совпадают с аналогичной теоретической зависимостью вольт-фарадных характеристик идеальной МДП структуры (рис. 3.1, кривая 5). Такое совпадение свойственно и для ВЧ вольт-фарадной характеристики гетероструктур с металлическими контактами из *Mg* и *Ni*. В совокупности эти факты можно объяснить относительно низкой концентрацией поверхностных электронных состояний в *Si* под слоем Ga_2Se_3 . Известно, что контакты из *Pt* наносились на аналогичные подложки $Ga_2Se_3/(SiO_x)Si$, что и *Al*, *Mg*, *Ni*, поэтому связать такое появление наклона на вольт-фарадных характеристиках (рис. 3.1, кривая 4) можно только с влиянием термодинамической работы выхода *Pt* – контакта.

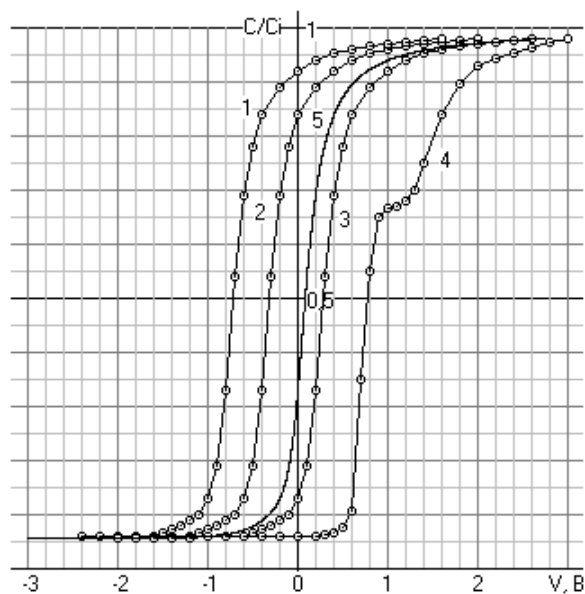


Рисунок 3.1. Рассчитанные вольт-фарадные характеристики МДП – структур (кривая 5), электростатически эквивалентной композиции $Ga_2Se_3/(SiO_x)$ ($d \sim 30$ нм) и экспериментальные характеристики гетероструктуры $M/Ga_2Se_3/(SiO_x)Si$ с контактами: 1 – *Mg*, 2 – *Al*, 3 – *Ni*, 4 – *Pt*

Дополнительный расчет теоретических зависимостей $C(V)$ для структур с лишним слоем широкозонного полупроводника типа МП'ДП объясняет предположение влияния термодинамической работы выхода металлического контакта на особенность кривых вольт-фарадных характеристик исследуемых гетероструктур. Расчет значений зависимостей $C(V)$ проводился при варьировании величины χ_M и параметров центров локализации заряда в слое П' у границы с диэлектриком (Д). Для этого решалось уравнение Пуассона последовательно для слоев П', Д и области пространственного заряда в полупроводнике [102]. Кроме ВЧ $C-V$ характеристик в результате расчетов были построены энергетические диаграммы гетероструктур.

Из анализа полученных теоретических $C-V$ характеристик МП'ДП структур с различными типами ЦЛЗ и значениями χ_M следует, что ВЧ вольт-фарадная характеристика за счет перераспределения зарядов только в слое П' не может быть ближе к ВЧ зависимости $C(V)$ для идеальной МДП структуры с толщиной слоя диэлектрика и электростатически эквивалентной ему композиции П'Д. В то же время именно этот эффект наблюдается в экспериментах в гетероструктуре $Pt/Ga_2Se_3/(SiO_x)Si$ (рис. 3.1). Объяснить такое поведение зависимостей $C(V)$ можно присутствием ПЭС в Si подложке. Тем не менее, они отсутствуют или значение их концентрации ниже степени чувствительности ВЧ метода вольт-фарадных характеристик. Так как их влияние должно проявляться и в других случаях, с другими металлическими контактами в системе $M/Ga_2Se_3/(SiO_x)Si$.

Из рассчитанных энергетических диаграмм гетероструктур [104] следует, что в зависимости от величины контактной разности потенциалов МП' ЦЛЗ на границе П'Д оказываются в различных зарядовых состояниях при одинаковых значениях поверхностного потенциала в полупроводнике П (Si) (рис. 3.2). А это обеспечивает, соответственно, различную вероятность туннельного обмена зарядом между ОПЗ в П (Si) и этими состояниями через тонкий (менее 3.0 нм) подслоя естественного оксида SiO_x . В этом случае для описания адмиттанса гетероструктуры справедлива модель, основанная на туннельной перезарядке приграничных состояний [12, 44, 105]. В зависимости от термодинамической

работы выхода металла диапазон внешних напряжений, в котором дно зоны проводимости в полупроводнике П (Si) и энергетический уровень ЦЛЗ на границе раздела П'Д ($Ga_2Se_3/(SiO_x)$) совпадают, соответствует различным значениям поверхностного потенциала в П (Si) (рис. 3.2).

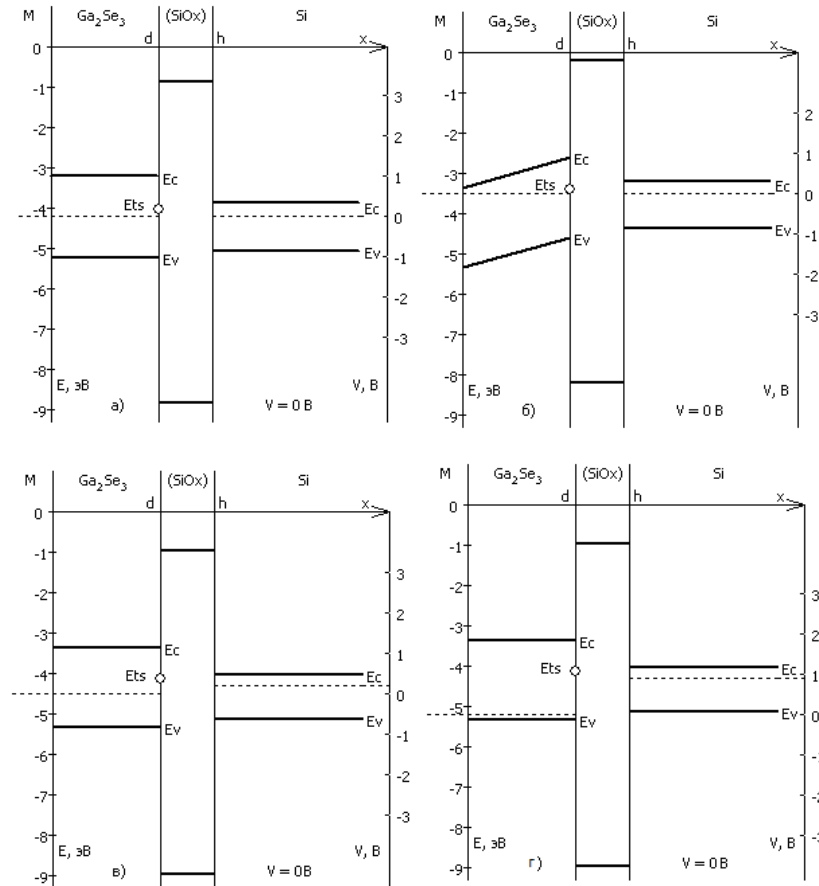


Рисунок 3.2. Рассчитанные энергетические диаграммы гетроструктуры $M/Ga_2Se_3/(SiO_x)Si$ (n - типа) с контактом из Al (а), Mg (б), Ni (в) и Pt (г) при значении поверхностного потенциала в Si равном нулю (концентрация электронов в $Ga_2Se_3 - 10^5 \text{ см}^{-3}$, глубина залегания ЦЛЗ акцепторного типа $E_{ts} \sim 0.8 \text{ эВ}$ и концентрация ЦЛЗ $\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$, толщина слоя Ga_2Se_3 30 нм)

В структуре с контактом из Pt это совпадение происходит в диапазоне внешних напряжений, соответствующих обеднению и началу обогащения у поверхности П (Si), а в случае контакта из Al смещается в область напряжений, соответствующих состоянию сильного обогащения в П (Si). Это объясняет особенности С-V характеристик гетероструктур $M/Ga_2Se_3/(SiO_x)Si$ n-типа с

контактом из платины в сравнении с другими используемыми в работе контактами Al , Ni , Mg . Такое поведение характеристик наблюдается во всем используемом в данной работе диапазоне толщин пленок Ga_2Se_3 , (10.0 – 50.0 нм): ВЧ C-V характеристики гетероструктур $M/Ga_2Se_3/(SiO_x)Si$ на кремнии n -типа с металлами из Al , Ni , Mg по наклону совпадают с теоретическими для идеальной МДП структуры (рис. 3.1 кривые 1, 2, 3 и 5). В рамках модели, рассмотренной в работах [19, 20] это объясняется анизотипностью МП'ДП структуры, то есть пленки Ga_2Se_3 (II') проявляют p -тип электропроводности в системах на основе Si n -типа и свидетельствует о малости толщины пленок по сравнению с дебаевской длиной экранирования. Характерная полочка на C-V характеристиках этих систем с контактом из Pt сохраняется также во всем диапазоне толщин пленок селенида галлия в гетероструктурах на основе кремния n -типа (рис. 3.1 кривая 4).

Отличие экспериментальных ВЧ вольт-фарадных характеристик на основе Si p -типа от ВЧ зависимости вольт-фарадных характеристик этих же систем с контактом из платины, но на основе Si n -типа хорошо описывается в рамках идеальной модели МП'ДП структуры. При толщинах пленок Ga_2Se_3 менее 20.0 нм по наклону соответствуют вольт-фарадным характеристикам идеальной МДП-структуры, а при увеличении толщины слоя Ga_2Se_3 становятся положе соответствующих зависимостей для идеальной МДП-структуры, о чем свидетельствует отсутствие пологих участков, характерных для ПЭС участвующих в экранировании внешнего электрического поля (рис. 3.3).

Таким образом, проведенные численные расчеты ВЧ C-V характеристик гетероструктуры МП'ДП (p -типа) с параметрами ЦЛЗ, определенными для аналогичных структур на основе Si n -типа, доказывают факт изменения состояния центра локализации заряда и определяют появление поверхностных электронных состояний в структурах на Si n -типа по туннельно-прозрачному механизму (Прайер). Так как во всем диапазоне внешнего напряжения, уровень дна зоны проводимости в II (Si) и уровень, соответствующий энергии ЦЛЗ, не совпадают, то такие центры не могут оказывать влияние в системах на основе Si p -типа. А это в свою очередь, существенно уменьшает вероятность обмена

носителями заряда между подложкой Si (II) и слоем Ga_2Se_3 (II') по туннельному механизму, как это происходило в структурах на основе n -типа Si [106]. Таким образом, можно сделать вывод, что становится возможным использование гетероструктур типа $M/Ga_2Se_3/(SiO_x)Si$ на основе Si p -типа в качестве полевых с инверсионным каналом n -типа, при условии, что влияние ПЭС сведено к минимуму.

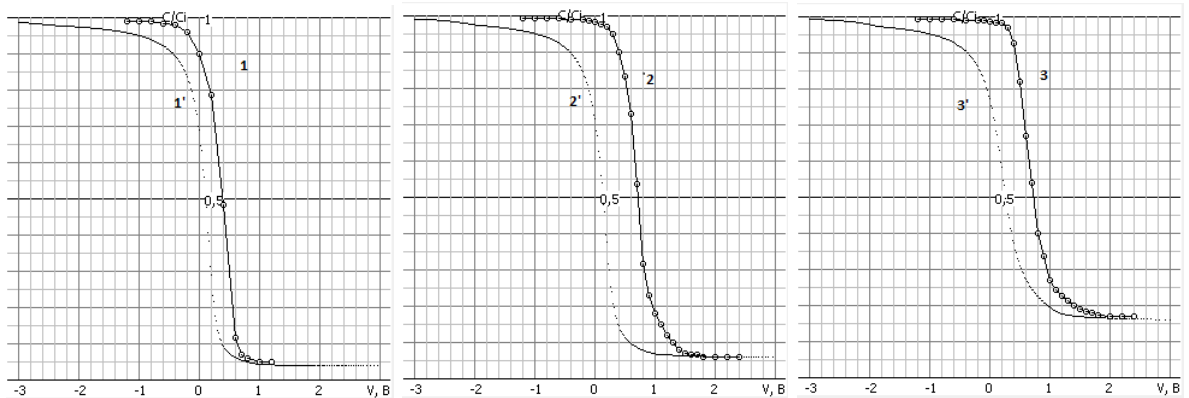


Рисунок 3.3. Экспериментальные (кривые 1 – 3) ВЧ $C - V$ характеристики гетероструктуры $Pt/Ga_2Se_3/(SiO_x)Si$ p -типа и теоретические (кривые 1' – 3') зависимости $C(V)$ для МДП структуры с толщиной слоя $d Ga_2Se_3$: 30 нм (1 - 1'), 40 нм (2 - 2'), 50 нм (3 - 3')

3.2 Механизмы токопрохождения в гетероструктурах

$Al/In_2Te_3/InAs$ и $Al/In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3/InAs$

Совместное использование метода ВАХ и температурных зависимостей тока в методе дифференциальной проводимости позволяет получить полную информацию о ЦЛЗ в изучаемой гетероструктуре [72].

Исследовались гетероструктуры с пленками теллурида индия, полученными как методом ГВЗ, так и методом напыления из независимых источников в КЗО (глава 2). При измерении ВАХ омический контакт к $InAs$ формировался вжиганием индия, в качестве верхнего контакта к слою In_2Te_3 использовался

напыленный через маску *Al*. Изучение электрофизических свойств слоев проводились методами дифференциальной ёмкости и проводимости в диапазоне частот тестового сигнала $f = 20$ Гц – 2 МГц и вольтамперных характеристик в интервале температур $T = 70 - 400$ К. Толщина диэлектрических слоев d измерялась по сколу в растровом электронном микроскопе РЭМ - 200 и по ступеньке в интерференционном микроскопе типа МИИ - 4. Относительная диэлектрическая проницаемость слоя In_2Te_3 определена из измерений высокочастотной (2 МГц) емкости структуры на основе сильнолегированного $InAs$ при $T \sim 90$ К и составляет $\epsilon \sim 12$.

На рис. 3.4 представлены ВАХ гетероструктуры $Al/In_2Te_3/InAs$ (n-типа), полученной методом ГВЗ, с различной толщиной слоя In_2Te_3 . Вольт-амперные характеристики гетероструктур $Al/In_2Te_3/InAs$ сильно зависят от приложенного напряжения (рис. 3.4 а). Причем ВАХ при отрицательном потенциале на *Al* контакте соответствует большим уровням токов и в координатах $lg I$ и $lg V$, содержит две области:

- при напряжении $V < 5 \cdot 10^{-2}$ В - $I \sim V$
- при напряжении $V > 0.1$ В (рис. 3.4 а, кривая 1) - $I \sim V^2$ [279, 294].

Такая зависимость ВАХ ($I \sim V^2$) может быть следствием протекания в пленке In_2Te_3 тока ограниченного пространственным зарядом (ТОПЗ) [94]. У некоторых образцов при отрицательном потенциале на *Al* контакте, ВАХ имеется зависимость, свойственная для ТОПЗ с захватом ловушек при напряжении полного заполнения ловушечных центров. На рис. 3.4 а, кривая 2 представлены зависимости ВАХ в координатах вида $lg I \sim n lg V$:

- в области I: $n=1$;
- в области II: $n=2$;
- в области III: $n=5$;
- в области IV: $n=2$;

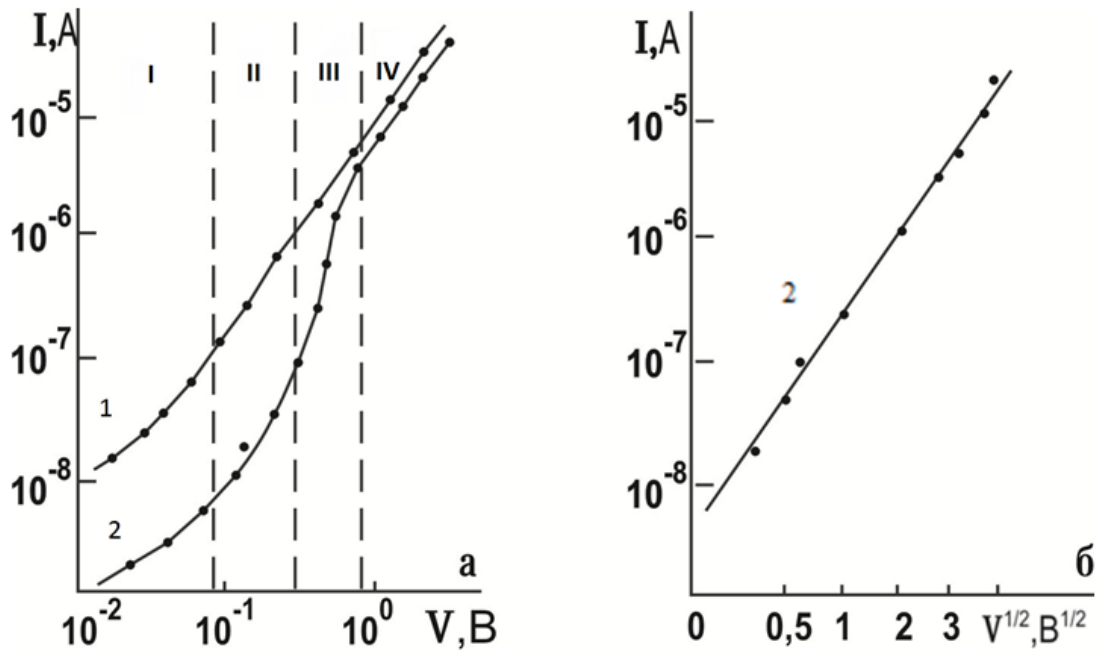


Рисунок 3.4. Вольт-амперные характеристики гетероструктуры $Al/In_2Te_3/InAs$, полученной методом ГВЗ, при отрицательном потенциале на Al (а) с различной толщиной слоя In_2Te_3 : 0.8 мкм - кривая 2 и 0.6 мкм - кривая 1; и при положительном потенциале (б) с толщиной 0.8 мкм в координатах $lg I$ от \sqrt{V}

Установлено, что ВАХ гетероструктур сильно зависят от полярности прикладываемого внешнего напряжения (рис. 3.4 а, б). При отрицательном потенциале на Al контакте (рис. 3.4 а) ветвь ВАХ соответствует большему уровню тока и, хорошо описывается в рамках механизма, ТОПЗ [51, 94]. Доказательством этого является наличие характерных для ТОПЗ участков зависимости тока от внешнего напряжения (рис. 3.4 а, б) и кубическая зависимость тока от толщины слоя d , на квадратичном участке ВАХ (рис. 3.5).

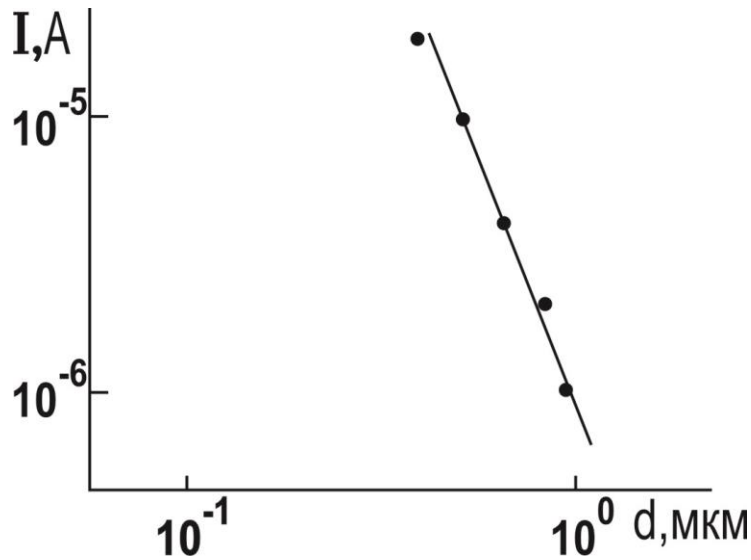


Рисунок 3.5. Зависимость тока от толщины слоя In_2Te_3 при напряжении, соответствующем квадратичному участку ВАХ типа кривой 1 (рис. 3.4 а). $T=300$ К, $V= -1$ В

Зависимость тока от температуры при напряжении, соответствующем омическому участку ВАХ (рис. 3.6, кривая 1) в области температур выше 200 К подчиняется экспоненциальной зависимости вида $\exp(-\Delta E/kT)$ с величиной $\Delta E \sim 0.49$ эВ. Такое значение ΔE может быть следствием активации собственных носителей заряда в слое In_2Te_3 , поскольку отвечает половине значения термической ширины запрещенной зоны ($\sim 1,0$ эВ [95]). Тем не менее, из анализа температурной зависимости тока в области температур 230 К и чуть выше при напряжениях, соответствующих положительному потенциалу на Al контакте (рис. 3.6, кривые 2, 3) получается значения $\Delta E \sim 0.56$ эВ. В диапазоне температур 160 ÷ 220 К при положительном потенциале на Al контакте величина ΔE зависит от внешнего приложенного напряжения (рис. 3.6, кривые 2, 3).

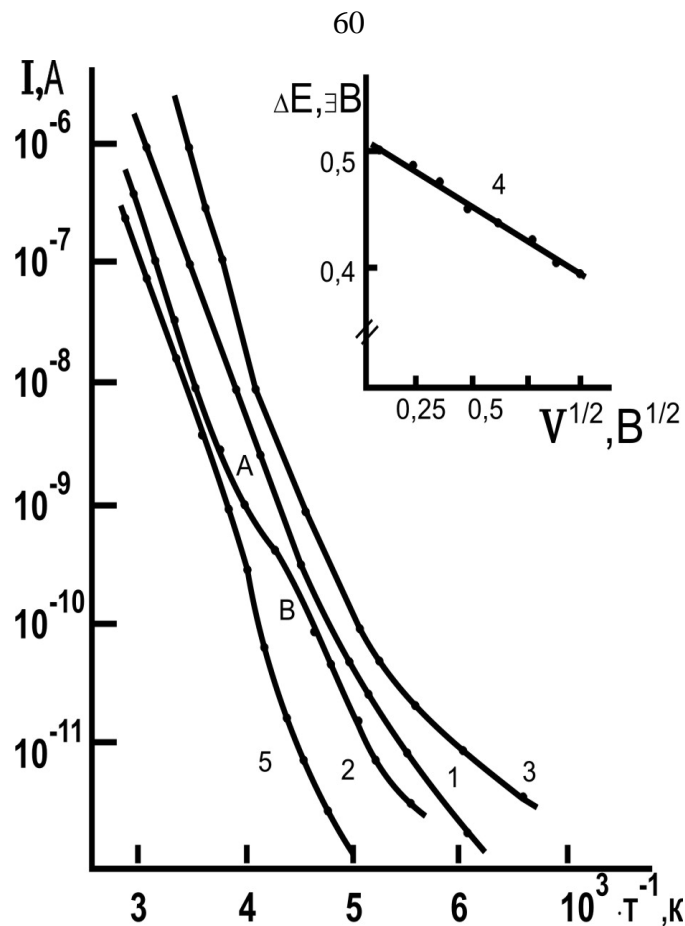


Рисунок 3.6. Зависимости тока в гетероструктурах $In_2Te_3/InAs$ с толщиной слоя In_2Te_3 : 0.8 мкм (кривые 1, 2, 3) и с толщиной слоя In_2Te_3 : 0.6 мкм (кривая 5) от температуры при значениях внешнего напряжения V (В): + 0.2; - 0.2; +1.0; +0.4, соответственно, для кривых 1;2;3;5 (знак V по Al - контакту). На вставке приведена зависимость ΔE от $V^{1/2}$ в диапазоне температур 160 К ÷ 220 К (кривая 4)

Проведенная экстраполяция зависимости ΔE от $V^{1/2}$ к $V=0$ дает значение энергии активации $\Delta E \sim 0.5$ эВ (рис. 3.6, кривая 4). В этом же интервале температур и напряжений ВАХ линейна в координатах $lg I$ от $V^{1/2}$ (рис. 3.4 б), что может быть следствием токопрохождения в гетероструктуре, подчиняющегося механизму Шоттки или Пула-Френкеля [51]. Наилучшее совпадение экспериментальных и теоретических наклонов ВАХ в координатах $lg I$ от $V^{1/2}$ наблюдается для механизма Пула-Френкеля $\beta_{П-Ф}$ (2.1 В^{-1/2} и 0.9 В^{-1/2} соответственно), чем Шоттки $\beta_{Ш} = \frac{1}{2} \beta_{П-Ф}$ (2.1 В^{-1/2} и 0.45 В^{-1/2} соответственно). Таким образом, величина ($\Delta E \sim 0.5$ эВ) определенная из температурных

зависимостей тока при положительном потенциале на контакте из Al (рис. 3.6, кривые 2, 3 и 4) соответствует донорному центру с энергией ~ 0.5 эВ, размещенному недалеко от середины запрещенной зоны теллурида. Этот же центр определяет температурную зависимость электропроводности при $T > 200$ К при отрицательном потенциале на контакте из Al . Активация собственных носителей зарядов отмечается при положительном потенциале на Al контакте, так как только при температурах (~ 230 К) происходит опустошение донорного центра, а при отрицательном потенциале на Al контакте это становится, возможно, за счет снижения энергии активации центра электрическим полем. Из-за нелинейности распределения потенциала в слое теллуридов индия, затруднена оценка теоретического значения β (рис. 3.7.)

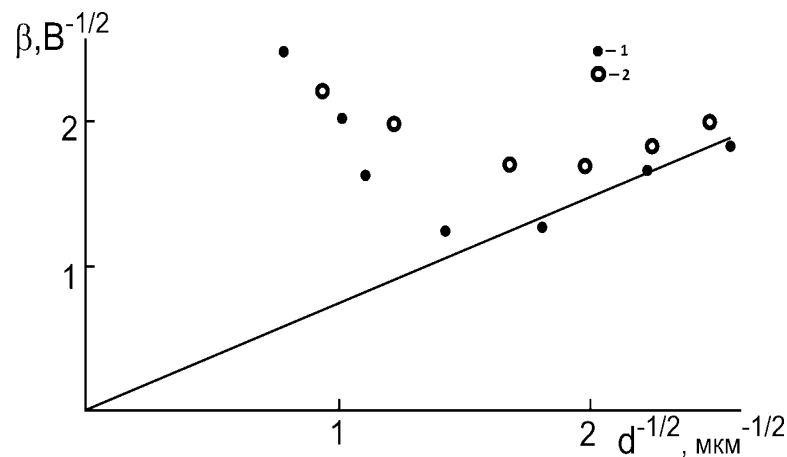


Рисунок 3.7. Зависимость коэффициента наклона ВАХ гетероструктур $In_2Te_3/InAs$ (1) и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3/InAs$ (2) при положительном потенциале на контакте из Al от толщины напылённого слоя теллурида в координатах β от $d^{-1/2}$. Прямая соответствует теоретической зависимости $\beta_{\Pi-\Phi} = \frac{q}{kT} \left(\frac{1}{\pi \epsilon \epsilon_0 d} \right)^{1/2}$

Спецификой температурной зависимости тока в гетероструктуре $Al/In_2Te_3/InAs$ (n - типа), полученной методом ГВЗ, и имеющей ВАХ, характерную для ТОПЗ без учета захватов на ловушки (типа кривой 1, рис. 3.4 а) является участок с размером наклона больше $\frac{1}{2} E_g In_2Te_3$ (~ 0.7 эВ, рис. 3.6, кривая 5).

Появление этого участка зафиксировано при температурах, соответствующих переходу к собственной проводимости при положительном потенциале на

контакте из Al , и возможно определено разным значением подвижностей носителей зарядов (электронов и дырок) в исследуемых слоях In_2Te_3 .

Аналогичные ВАХ и температурные зависимости тока наблюдаются для гетероструктур с напыленными пленками In_2Te_3 и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0,65$). Качественное отличие наблюдается на вольт-амперных характеристиках: ветвь при отрицательном потенциале на контакте Al всегда содержит участок быстрого роста тока (область III рис. 3.4 а).

Температурные зависимости тока гетероструктур с напыленными пленками $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0,65$) отличались от подобных зависимостей структур с пленками In_2Te_3 , полученных методом ГВЗ и напылением. В первую очередь, из-за температуры перехода к собственной проводимости (соответственно ~ 300 К и ~ 250 К, рис. 3.6 и 3.8). А так же, значением энергии активации центра, обуславливающего токопрохождение по механизму Пула-Френкеля при положительном потенциале на Al – электроде, в слоях $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0,65$) составляет $\sim 0,62$ эВ, для пленок In_2Te_3 (рис. 3.6) $\sim 0,5$ эВ. При значении температуры $T > 300$ К наклон зависимости тока от температуры гетероструктуры $Al/In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3/InAs$ (n - типа) в координатах $lg I$ от $10^3/T$, при положительном потенциале (рис. 3.8, кривые 2, 3) отвечал энергии активации $\sim 0,65$ эВ. Это значение отвечало половине запрещенной зоны твердого раствора $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ при $x \sim 0,65$ [91], в пределах точности используемой методологии.

В области температур $T < 180$ К, наклон зависимости $lg I$ от $10^3/T$ не соответствовал какой – либо одной характерной величине и сильно менялся в процессе регистрации зависимости $I(T)$ для одного образца. Из чего можно сделать вывод о неравновесном заполнении ЦЛЗ в пленке. Для проверки этого предположения были проведены дополнительные исследования по регистрации $I(T)$ после протекания в структуре инжекционного тока. Для этого при $T > 300$ К прикладывалось большее напряжение, чем значение напряжения соответствующее переходу ВАХ от ловушечного квадратичного закона к резкому росту тока (из области III, рис. 3.4 а), после чего структура резко охлаждалась до $T \sim 77$ К. Затем регистрировалась температурная зависимость тока при

напряжениях, отвечающих омическому участку ВАХ (из области I, рис. 3.4 а). На полученных таким образом зависимостях $I(T)$ наблюдается пик тока при температурах $T \sim 140 \div 150$ К. Исходя из этого, можно сделать вывод, что в пленках In_2Te_3 и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0.65$) полученных методом напыления, в – первых, превалирует механизм ТОПЗ с захватом на ловушки [96], во – вторых, фиксируется большее значение концентраций ловушек в пленках теллуридов, полученных напылением, чем в пленках In_2Te_3 , полученных методом ГВЗ.

Важно отметить, что на температурных зависимостях $\lg I$ от $10^3/T$ гетероструктур с пленками In_2Te_3 , полученных методом ГВЗ, вблизи перехода к собственной проводимости, присутствует участок с пониженным наклоном (область АВ на кривой 2, рис. 3.6). Этот участок наблюдается только в гетероструктурах $In_2Te_3/InAs$ на ВАХ типа кривой 2 на рис. 3.4 а, то есть, когда в токопрохождении участвуют ловушки (превалирует механизм ТОПЗ с захватом на ловушки). В некоторых образцах протяженность этого участка, по температуре, может составлять более 50 К. Оценка величины наклона, в этих случаях, приводила к значению энергии порядка $\sim 0.3 \div 0.35$ эВ. Эту зависимость можно объяснить степенью заполнения менее глубокого уровня в процессе нагрева образца, а не связывать поведение кривой с истощением носителей на глубоком центре в пленках In_2Te_3 с энергией ~ 0.5 эВ. Можно предположить, что при отрицательном потенциале на Al – контакте этот центр так же участвует в токопрохождении, определяя в исследуемых пленках ВАХ, подчиняющиеся законам ТОПЗ с захватом на ловушки. Имея дополнительную информацию о параметрах глубоких ЦЛЗ в исследуемых слоях In_2Te_3 и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0.65$) можно решить уравнение электронейтральности и получить более полное описание температурных зависимостей.

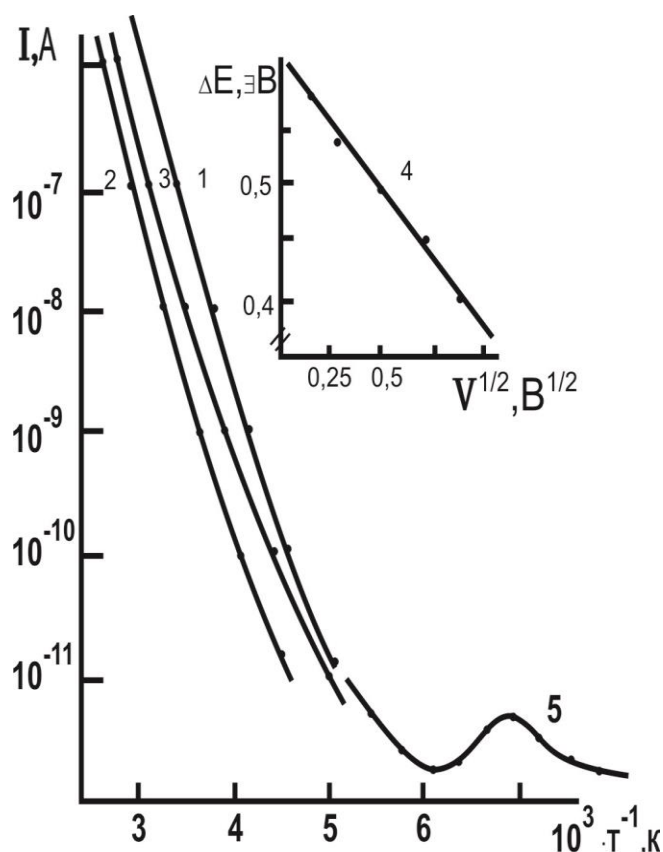


Рисунок 3.8. Зависимости тока в гетероструктуре $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3/InAs$ ($x \sim 0.65$) от температуры, при значениях внешнего напряжения V (В): -0.1 ; $+0.1$; $+0.5$ и -0.1 соответственно, для кривых 1; 2; 3; 5 (знак V по Al - контакту). На вставке приведена зависимость ΔE от $V^{1/2}$ в диапазоне температур $200 \text{ K} \div 300 \text{ K}$ (кривая 4). Кривая 5 получена после поляризации структуры внешнем напряжением при $T \sim 350 \text{ K}$. В области $T > 200 \text{ K}$ кривая совпадает с кривой 1

3.3 Вольт-фарадные характеристики гетероструктур

$Al/In_2Te_3/InAs$ и $Al/In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3/InAs$

Отличие теоретического и экспериментального значений наклона ВАХ, в координатах $\lg I$ от $V^{1/2}$ при положительном потенциале на Al – контакте в предыдущем разделе (3.2), связано с нелинейностью распределения потенциала в слое. Для установления зависимости распределения потенциала по толщине слоя теллурида был проведен подробный анализ ветви ВАХ для гетероструктур с напыленными пленками теллуридов. В результате чего, была установлена связь

значения β с толщиной слоя пленки (рис. 3.7). Для пленок In_2Te_3 при толщине $d < 0.3$ мкм и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0.65$) при $d < 0.15$ мкм, теоретические и экспериментальные значения β совпадали, значит в отношении экранирования внешнего электрического поля эти слои подобны диэлектрическим. Об этом факте свидетельствует и характер зависимости гетероструктуры от частоты тестового измерительного сигнала ($C-f$) и внешнего напряжения ($C-V$). Емкость исследованных гетероструктур при частоте тестового сигнала $f > 10^3$ Гц перестает зависеть от внешнего приложенного напряжения при положительном потенциале на Al – контакте и отвечает геометрической ёмкости слоя. С увеличением толщины слоя любой пленки в этой же области внешних напряжений вид вольт-фарадных характеристик при частоте $10^2 \div 10^4$ Гц аналогичен зависимостям вольт-фарадных характеристик резкого несимметричного гетероперехода [33, 50] (рис. 3.9). И только при частоте тестового сигнала более 1 МГц емкость всей структуры соответствует геометрической емкости слоя. Тогда зависимость емкости гетероструктуры от частоты, в диапазоне частот тестового сигнала $10^3 \div 10^5$ Гц, хорошо описывается соотношением:

$$C = \frac{C_0}{(\omega\tau)^2 + 1}, \quad (3.1)$$

где $\omega = 2 \cdot \pi \cdot f$, τ – постоянная времени релаксационного процесса.

Такой характер зависимости, видимо, обусловлен включением ёмкости ОПЗ (C_0) в слоях In_2Te_3 и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ последовательно с сопротивлением объема пленки (R_0). Таким образом, эквивалентная схема гетероструктуры в таком диапазоне частот может быть представлена параллельным соединением геометрической ёмкости слоя ($C_T = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{d}$) и последовательным соединением R_0 и C_0 , где в выражении (3.1) постоянная времени релаксационного процесса рассчитывается как $\tau = R_0 \cdot C_0$.

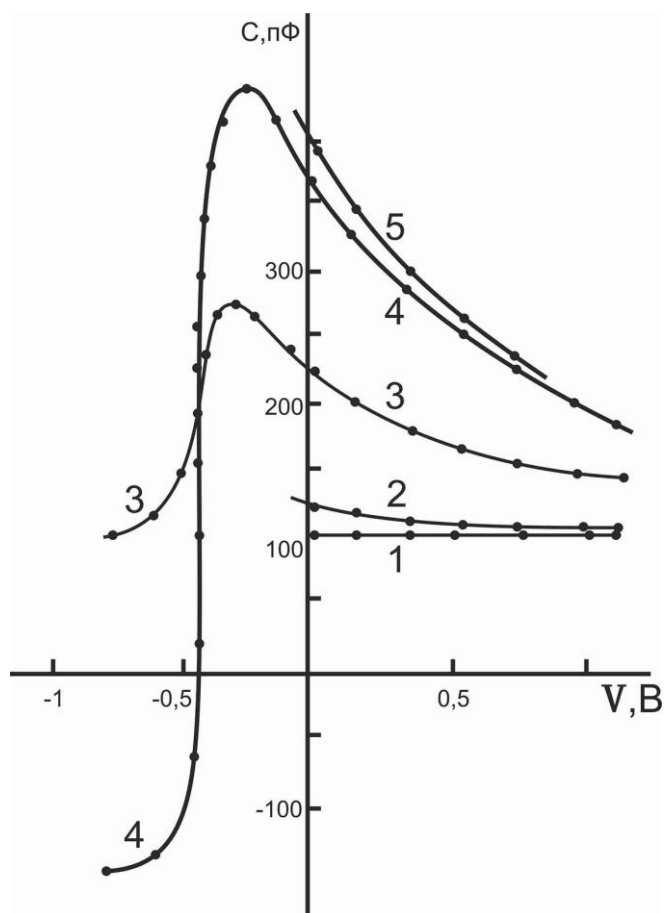


Рисунок 3.9. Вольт-фарадные характеристики гетероструктуры $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3/InAs$ ($x \sim 0.65$) (n – типа) с толщиной диэлектрического слоя ~ 0.4 мкм при различных частотах тестового сигнала (Гц): $10^6; 10^5; 10^4; 10^3; 10^2$ (кривая 1, 2, 3, 4, 5 соответственно)

В рамках такой эквивалентной схемы по зависимости $C(f)$ можно оценить величину R_0 . В данном случае она получилась равной $\sim 7 \cdot 10^6$ Ом, что с хорошей точностью совпадает со значением R , полученному из ВАХ на омическом начальном участке (рис. 3.4, область I). Необходимое для расчета значение C_T определялось по ёмкости структуры измеренной при $T \sim 90$ К на частоте $f = 2$ МГц. Отметим, что вложение в полную дифференциальную проводимость структуры ёмкости ОПЗ (C_0) в $InAs$, с концентрацией основных носителей более 10^{18} см $^{-3}$ при толщинах слоёв теллуридов более 0.1 мкм, незначительное и в данном случае не учитывается.

Измеряемая ёмкость гетероструктур практически не зависит от частоты тестового сигнала в области значений f менее 10^3 Гц. Это указывает на то, что

$\omega \cdot \tau$ в выражении (3.1) становится меньше единицы и измеряемая величина емкости (C) представляет собой параллельное соединение C_0 и C_T . Рассмотрение зависимости тока от температуры исследованных гетероструктур позволяет установить, что вблизи комнатных температур электропроводность определяется ионизацией глубокого уровня ЦЛЗ с энергией 0.5 эВ, располагающегося вблизи середины запрещенной зоны слоя теллуридов индия. Наблюдаемая на зависимости $I(T)$ обширная протяженность температурного интервала этого участка ($\sim 50 \div 70$ К) доказывает факт превышения концентрации глубокого уровня над концентрацией мелких уровней, генерирующих носители в различные зоны материала. В дополнение к этому необходимо учесть, что с ростом положительного потенциала на Al – контакте происходит уменьшение ёмкости гетероструктуры и поэтому можно предполагать, что в диэлектрическом слое теллурида ОПЗ прилегает к границе раздела с $InAs$ (выполняет функцию второго контакта к слою, имеет отрицательный потенциал) и обусловлена положительным зарядом ионизированного глубокого уровня. Таким образом, слой In_2Te_3 и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0.65$) при комнатной температуре n - типа, а глубокий уровень определен центром донорного типа.

Подробный анализ ВФХ гетероструктуры $Al/In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3/InAs$ (n – типа) при частотах $f < 10^3$ Гц фиксирует явление снижения ёмкости, до значений менее C_2 (рис. 3.9, кривая 4). Отсутствие такой частотной зависимости емкости в области значений f менее 10^3 Гц, в системе с глубоким донорным уровнем в ОПЗ, кроме $\omega \cdot \tau < 1$, означает превышение периода тестового сигнала над постоянными времени релаксации как свободного, так и локализованного на этом центре заряда [32].

В работе [42] рассмотрен подобный эффект для Si – диодов Шоттки. Основную причину такого поведения емкости при частотах тестового сигнала $f = 10^5 \div 10^4$ Гц связывают с инжекцией неосновных носителей заряда в полупроводник. При более низких частотах это явление приводит к росту диффузной ёмкости, которая, в свою очередь, уменьшается с ростом частоты, как и в $p - n$ переходах [39].

В этой связи особенно важным становится способ получения гетероструктур подобного типа. В работе (гл. 2) слои теллуридов с толщиной $0.1 \div 1.5$ мкм получали по технологии гетеровалентного замещения и методом напыления из независимых источников. Установлено, что как раз граница раздела в гетероструктуре $In_2Te_3/InAs$, полученной ГВЗ, имеет такие структурные нарушения.

В пользу инжекционного механизма свидетельствует и сильная зависимость емкости от температуры, фиксируемая на температурных зависимостях $C_m(T)$ при различных значениях частоты тестового сигнала ($f = 200, 700, 2000$ Гц) [42]. А это можно связать с изменением уровня инжекции в переходном слое, та как именно в нем происходит накопление неосновных носителей заряда (начинают работать ловушечные центры). По мере увеличения напряжения возрастает уровень инжекции, и импеданс перехода начинает играть менее важную роль. Когда импеданс становится сравнимым с объемным сопротивлением, это происходит для низких температур при более высоком уровне инжекции, то и начинает наблюдаться модуляция проводимости за счет влияния неосновных носителей. У исследованных гетероструктур (рис. 3.9) в «набуферном» слое рост ёмкости наблюдается уже при частотах $f \sim 10^3$ Гц, а при еще меньших частотах реактивное сопротивление резко приобретает индуктивный характер.

Причины появления данного эффекта можно описать с точки зрения векторных диаграмм. Если к затвору гетероструктуры приложить малое переменное напряжение $\tilde{\Delta V_g = \Delta V_g \sin \omega t}$ с амплитудой $\Delta V_g < \frac{kT}{q}$, то получаем разницу начальной фазы напряжения от фазы тока ровно на $+\pi/2$ (ток в гетероструктуре начинает отставать по фазе от напряжения на 90°). Таким образом, в формировании импеданса индуктивного типа играют роль дополнительные факторы, обеспечивающие большие амплитуды переменного тока.

Таким образом, рост емкости связан с инжекцией неосновных носителей в полупроводнике. Но можно предположить, что и наличие поверхностных

состояний или промежуточных слоев на границе полупроводника в области контакта может давать подобный эффект. В этом случае при анализе процессов рекомбинации носителей заряда через рекомбинационные ловушки важно учитывать не только захват электронов и дырок ловушками, но и тепловой заброс захваченных электронов и дырок с ловушек в соответствующие зоны. При этом явление теплового возбуждения захваченных носителей заряда с уровня ловушки приведет к увеличению их времени жизни, и как следствие к уменьшению скорости рекомбинации. Очевидно, что соотношение интенсивностей этих процессов сильно повлияет на положение энергетического уровня Ферми.

Если же энергетический уровень ловушек будет рядом с дном зоны проводимости, то вероятность тепловой ионизации носителей заряда резко возрастет. Такие центры находятся в состоянии непрерывного обмена электронами с зоной проводимости и не вносят существенного вклада в процессы рекомбинации. Это ловушки захвата электронов.

Выводы

1. Появление ПЭС в Si в гетероструктурах $Pt/Ga_2Se_3/Si$ (n – типа) объясняется туннельным обменом заряда между ОПЗ в Si и ЦЛЗ в пленке Ga_2Se_3 . Поэтому для снижения этих эффектов в аналогичных слоистых МП'П – структурах (n – типа) нужно использовать в качестве материала подзатворного слоя металлы с термодинамической работой выхода близкой к Al .

2. Анализ ВАХ определен механизм токопрохождения в гетероструктурах $In_2Te_3/InAs$ и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3/InAs$ ($x \sim 0.65$) (n – типа): при отрицательном прикладываемом напряжении к Al – контакту он соответствует модели токопрохождения, ограниченного пространственным зарядом; при положительном напряжении – механизму Пула-Френкеля.

3. Анализ температурных зависимостей тока исследованных гетероструктур при напряжении, соответствующему омическому участку ВАХ, позволяет оценить параметры глубокого ЦЛЗ в слоях полупроводников $A_2^{III}B_3^{VI}$: Для гетероструктуры $In_2Te_3/InAs$ энергия активации $E_c \sim 0.5$ эВ, а для $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3/InAs$ ($x \sim 0.65$) – $E_c \sim 0.62$ эВ.

4. Анализ ВФХ гетероструктуры $Al/In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3/InAs$ ($x \sim 0.65$) (n – типа) обнаружено явление снижения ёмкости до значений, менее C_T при частотах $f < 10^3$ Гц и интерпретировано ее как реактивное сопротивление индуктивного характера.

ГЛАВА 4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК
ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ АРСЕНИДА ИНДИЯ СО СЛОЯМИ In_2Te_3 И
ТВЕРДОГО РАСТВОРА $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0.65$)

4.1 Определение энергии активации ЦЛЗ в слоях $In_2Te_3/InAs$ и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3/InAs$ ($x \sim 0.65$) методом частотных зависимостей дифференциальной проводимости и емкости

В работах [3, 11, 38] рассмотрены различные физические модели, связывающие параметры ПС с величиной проводимости G_p . С целью более полного описания системы уровней в запрещенной зоне теллуридов, были проведены исследования температурных зависимостей дифференциальной проводимости (G_m) и емкости (C_m) гетероструктур $Al/In_2Te_3/InAs$ и $Al/In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0.65$)/ $InAs$, экспериментальная схема измерения $C_m(T)$ и $G_m(T)$ представлена на рис. 4.1.

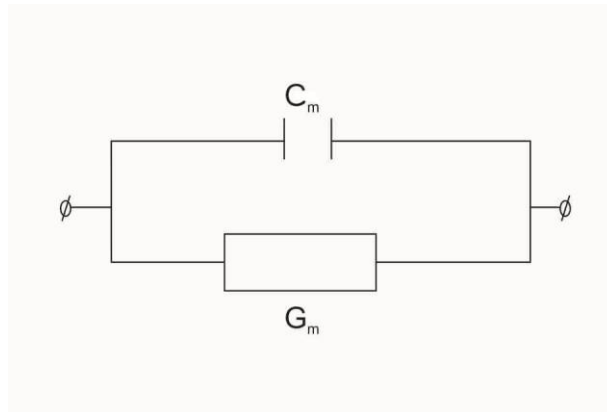


Рисунок 4.1. Экспериментальная схема измерения $C_m(T)$ и $G_m(T)$ гетеропереходов $In_2Te_3/InAs$ и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0,65$)/ $InAs$

Исследования проводились в интервале температур T от 77 до 400⁰ К при постоянной величине внешнего напряжения V , значения тестового сигнала f изменялось от 20 Гц до 2 МГц. Сопротивление нейтрального объема пленки In_2Te_3 и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0.65$) $R_0 \sim 10^6$ Ом (измерено на омическом участке ВАХ, при значениях большого тока), геометрическая емкость гетероструктуры $C_T=1$ пФ

(измерено в области низких температур), начальное значение проводимости гетероструктуры $G_0=R_c^{-1}=10^{-10}$ Ом⁻¹ (измерено на линейном участке ВАХ).

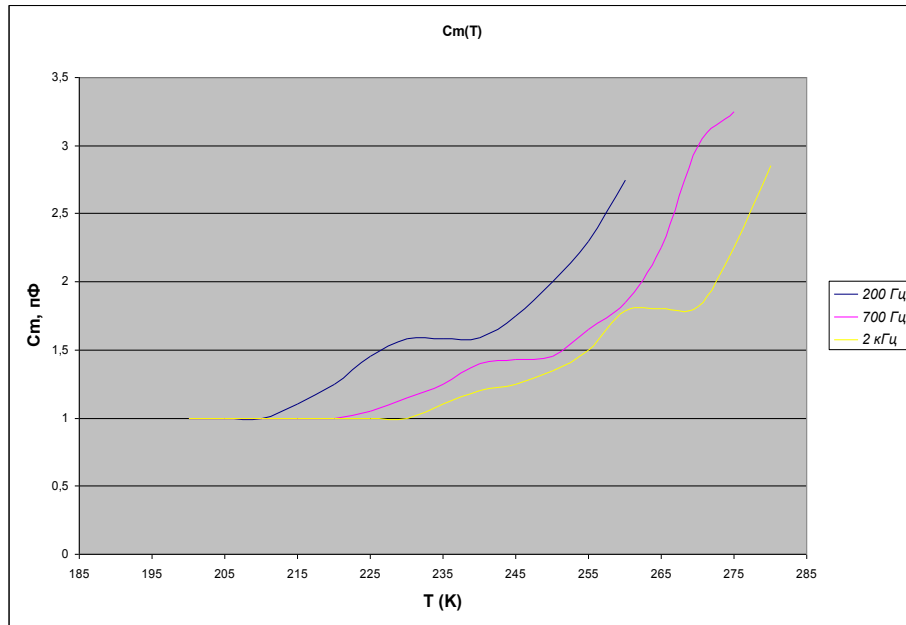
Для исследованных гетероструктур был сделан подробный анализ кривых $C_m(T)$ и $G_m(T)$. Зависимость $C_m(T)$, представленная на рис. 4.2 а, позволяет наблюдать ступеньку, в это же время на кривой $G_m(T)$ фиксируется широкий максимум кривой, который при увеличении тестового сигнала сдвигается в область высоких температур, рис. 4.2 б. И это не случайно, так как величина тестового сигнала и температура образца определяет положение квазиуровня Ферми. Известно, что именно пик дифференциальной проводимости гетероструктуры возникает при пересечении уровнем Ферми энергетического уровня центра в процессе изменения температуры образца [33, 96].

По изменению температуры этого максимума (4.1) в процессе варьирования частоты тестового сигнала можно оценить значение энергий активации (ΔE) соответствующих уровней в запрещенных зонах слоев In_2Te_3 и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0.65$) [96]:

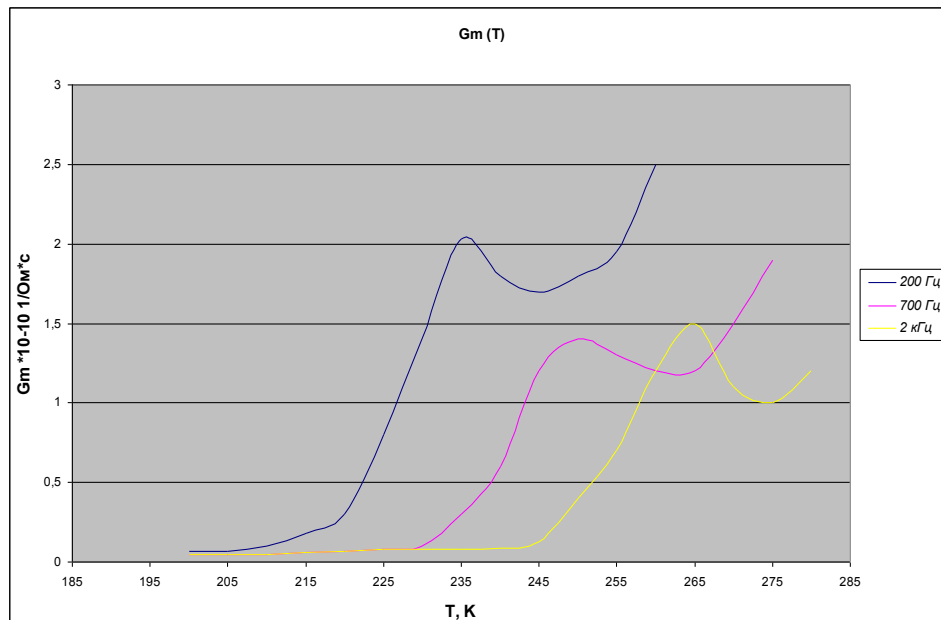
$$\Delta E = \frac{k \cdot T_1 \cdot T_2}{T_2 - T_1} \cdot \ln \frac{f_2}{f_1}, \quad (4.1)$$

где ΔE – энергия, соответствующая максимуму в распределении ПС по энергии, а $T_i(T_1, T_2)$ – температура максимума зависимости $G_m(T)$ при частоте $f_i(f_1, f_2)$.

Аналогичные исследования температурных зависимостей дифференциальной проводимости и емкости были проведены для гетероструктур In_2Te_3 и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0.65$) полученных методом напыления из независимых источников. Оценка величины ΔE производилась с использованием выражения (4.1). В результате чего можно сделать вывод о том, что в пленках In_2Te_3 полученных по технологии ГВЗ, максимум кривых обусловлен центром с энергией активации $\Delta E \sim 0.5$ эВ, а в напыленных пленках In_2Te_3 и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0.65$) с $\Delta E \sim 0.36$ эВ. При этом важно отметить особенность поведения кривых $G_m(T)$, которая явно демонстрирует наличие максимумов с $\Delta E \sim 0.36$ эВ, появляющихся при различных значения f в области температур от 245 до 290 К (рис. 4.2)



а)

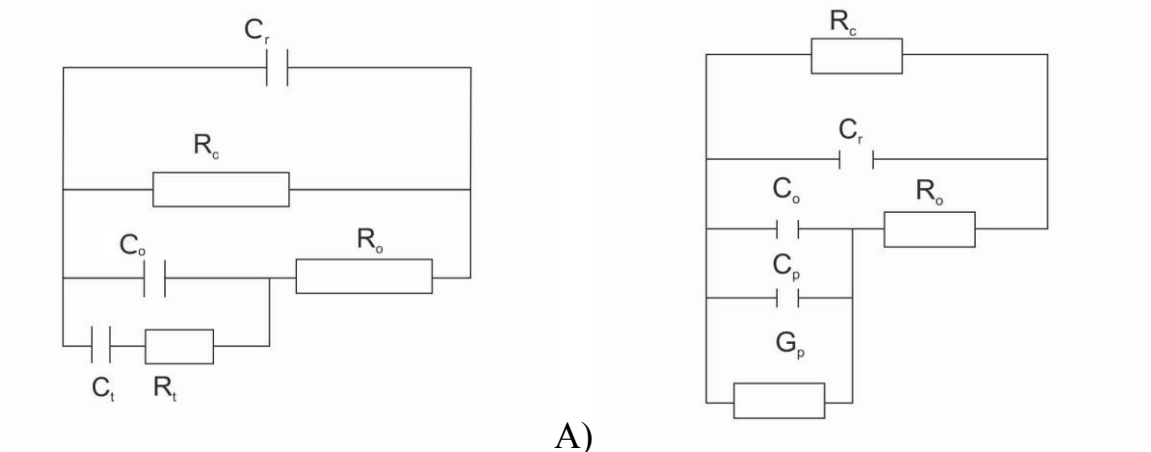


б)

Рисунок 4.2. Температурные зависимости дифференциальной емкости (а) $C_m(T)$ и проводимости (б) $G_m(T)$ для гетероструктуры $Al/In_2Te_3/InAs$, полученной по технологии ГВЗ, при нулевом потенциале на Al –контакте, частота тестового сигнала (f): 200 Гц, 700 Гц, 2 кГц

4.2 Определение кинетических параметров центров локализации заряда в слоях In_2Te_3 и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0.65$) методом эквивалентных схем

Для установления причин выявленных обстоятельств (п. 3.2) был проведен дополнительный расчет, на основе измеренных значений дифференциальной проводимости (G_m), ёмкости (C_m), сопротивления объёмов плёнки и гетероструктур в целом. Для этого проводился анализ построенных эквивалентных схем гетероструктур, включающих наряду с C_G , C_0 и R_0 последовательную $R_t C_t$ - цепочку (C_0 - параллельную ёмкости ОПЗ), моделирующую вклад обмена зарядом центра с разрешенной зоной в полную дифференциальную проводимость гетероструктуры [11, 12]. Последовательным преобразованием этой $R_t C_t$ цепи в параллельную цепь из дифференциальной проводимости (G_p) и ёмкости центра (C_p) (рис. 4.3 а) и, затем, всей эквивалентной схемы в параллельную цепь, была получена связь малосигнальных параметров центра с известными из эксперимента величинами C_G , R_0 , C_m , G_m , T и $\omega = 2 \cdot \pi \cdot f$ (рис. 4.3 б).



а)

б)

Рисунок 4.3. Эквивалентные схемы, соответствующие гетеропереходам $In_2Te_3/InAs$ и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0.65$)/ $InAs$

В итоге эквивалентные параллельные значения $\frac{G_p}{\omega}$ и C_p для поверхностных состояний получаются в виде выражений (п. 1.1):

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{G_0 \cdot [G_m^2 + \omega^2 \cdot (C_m - C_r)^2] \cdot [G_0 \cdot G_m - (G_m^2 + \omega^2 \cdot (C_m - C_r)^2)]}{\omega \cdot [G_0 \cdot G_m - (G_m^2 + \omega^2 \cdot (C_m - C_r)^2)]^2 + \omega^2 \cdot G_0^2 \cdot (C_m - C_r)^2}$$

$$C_p = \frac{\omega \cdot G_0 \cdot (C_m - C_r)}{[G_0 G_m - (G_m^2 + \omega^2 \cdot (C_m - C_r)^2)]^2 + \omega^2 \cdot G_0^2 \cdot (C_m - C_r)^2} \quad (4.2)$$

Расчет значений $\frac{G_p}{\omega}(\omega)$ и $C_p(\omega)$ по экспериментальным зависимостям $G_m(T)$ и $C_m(T)$, представленных на рис. 4.3, полученным в диапазоне исследованных частот тестового сигнала, проводился для различных температур в области максимумов на кривых $G_m(T)$. Видно, что на зависимостях $\frac{G_p}{\omega}(\omega)$, представленных на рис. 4.4, имеются два максимума: первый при частоте $f = 200$ Гц для слоя In_2Te_3 и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0.65$), второй при $f = 2$ кГц для $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0.65$) и $f = 4.6$ кГц для In_2Te_3 . Характерно, что в слоях In_2Te_3 , полученных ГВЗ мышьяка в решетке $InAs$ на Te , второй максимум на зависимости $\frac{G_p}{\omega}(\omega)$ вырождается в полочку и по уровню проводимости становится на порядок величины меньше амплитуды соответствующих пиков, полученных в гетероструктурах с напыленными пленками (рис. 4.4, кривая 1).

Особенность существования двух максимумов на зависимости $\frac{G_p}{\omega}(\omega)$ в отличие от одной на зависимостях $G_m(T)$ свидетельствует, во-первых, о присутствии двух энергетических уровней в запрещенной зоне исследуемых слоёв теллуридов, а во-вторых, о различие частотных факторов центров, обуславливающих эти уровни. В зависимости $G_m(T)$ проявление только одного максимума можно объяснить наложением сквозного тока дифференциальной проводимости и частот тестового сигнала при температурах свыше 260 К в структурах с напыленными пленками, и возможно низким значением концентрации центров с меньшей энергией активации в пленках полученных

методом ГВЗ. Последнее предположение можно связать с кривой 1, рис. 4.4, так как на ней отсутствует выраженный пик в области более высоких частот ($f \sim 4.6$ кГц, $\ln \omega \sim 10.5$).

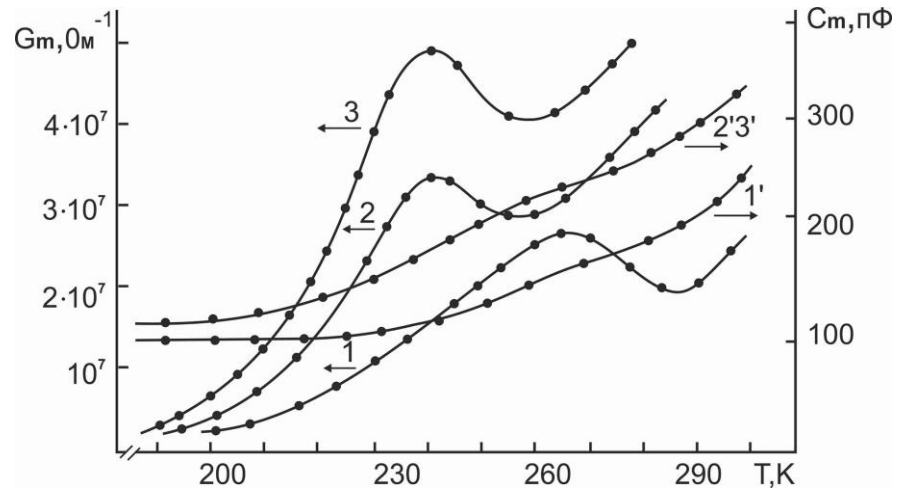


Рисунок 4.3. Температурные зависимости дифференциальной проводимости (кривые 1-3) и ёмкости (кривые 1'-3') для гетеропереходов $In_2Te_3/InAs$, полученных ГВЗ (кривые 1, 1'), напылением (кривые 2, 2') и гетеропереходов $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3/InAs$ ($x \sim 0.65$) (кривые 3, 3'), при нулевом потенциале на Al – контакте, частота тестового сигнала $f = 2$ кГц

Аналогичный максимум не появляется и в структурах, полученных методом напыления, при $T > 250$ К (кривая 2', рис. 4.4). Это все указывает на его принадлежность центру с меньшей энергией активации. Значение его энергии можно связать с наблюдаемыми пиками в пленках In_2Te_3 и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0.65$) полученных методом напыления и считать, что эта величина действительно составляет ~ 0.36 эВ, расчеты производились по формуле (4.1). Аналогичный ЦЛЗ с такой энергией активации наблюдался в объемных образцах In_2Te_3 [22], и его наличие связывалось с комплексами из вакансий в кристаллах.

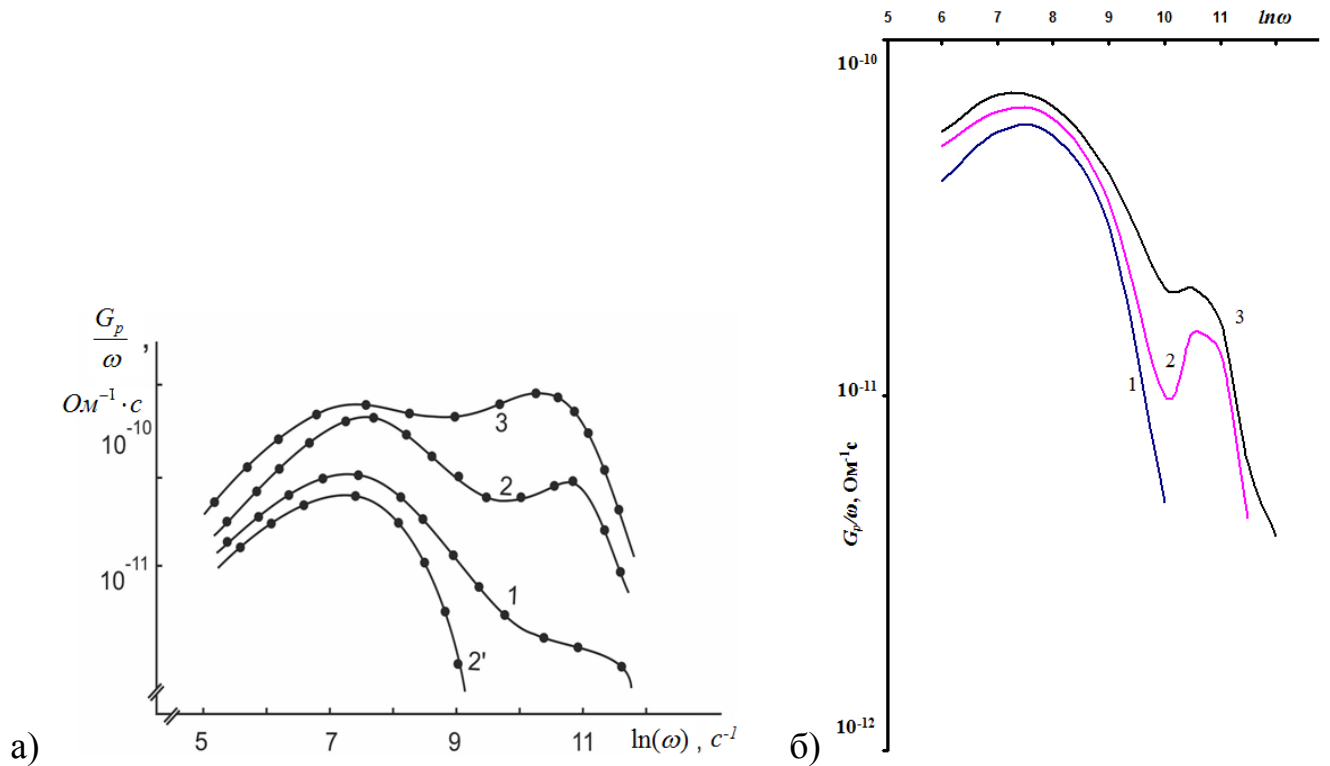


Рисунок 4.4. Зависимости $\frac{G_p}{\omega}$ соответствующие при нулевом потенциале на Al – контакте а) гетеропереходам $\text{In}_2\text{Te}_3/\text{InAs}$ полученных методом ГВЗ (кривая 1), напылением из независимых источников (кривые 2, 2') и $\text{In}_{2x}\text{Ga}_{2(1-x)}\text{Te}_3/\text{InAs}$ ($x \sim 0.65$) (кривая 3), $T \sim 245$ К; кривая 2' при $T \sim 250$ К; б) гетеропереходу $\text{In}_2\text{Te}_3/\text{InAs}$ (метод напыления): 1 - $T \sim 230$ К, 2 - $T \sim 240$ К, 3 – $T \sim 248$ К

Пик на зависимостях $\frac{G_p}{\omega}(\omega)$ в области низких частот ($f \sim 200$ Гц, $\ln \omega \sim 7.2$) тестового сигнала существует вплоть до $T \sim 350$ К. Определить энергию активации, ответственного за этот максимум по температурным зависимостям $G_m(T)$, удалось только для пленок, полученных по технологии ГВЗ ($\Delta E \sim 0.5$ эВ) [22]. Совпадение этого же значения с определенными из температурных зависимостей тока этих же гетероструктур (раздел 3.2) позволяет связать явление токопрохождения в слое как при положительном потенциале на Al – контакте (механизм Пула-Френкеля) и так и при отрицательном (ТОПЗ). Поэтому максимум на зависимостях $\frac{G_p}{\omega}(\omega)$ при частоте тестового сигнала $f \sim 200$ Гц связан с параметрами центра донорного типа.

При частоте тестового сигнала $f \sim 4.6$ кГц ($\ln \omega \sim 10.5$) наблюдаемый максимум отвечает в большей степени центру $\Delta E \sim 0.36$ эВ с характером поведения нейтральной ловушки. Для окончательного убеждения природы происхождения ЦЛЗ были проведены дополнительные расчеты (табл. 4.1) по значениям частоты и температурной зависимости дифференциальной проводимости с использованием выражения:

$$\omega = \sigma_{ss} \cdot v \cdot N_c \exp\left(-\frac{\Delta E}{k \cdot T}\right), \quad (4.3)$$

где σ_{ss} - сечение захвата центров, v – тепловая скорость свободных носителей заряда ($\sim 10^7$ см/с), N_c – эффективная плотность состояний в зоне проводимости теллура ($\sim 10^{19}$ см $^{-3}$).

Таблица 4.1.

	$f, \text{Гц}$	$\ln \omega, \text{с}^{-1}$	$\sigma_{ss}, \text{см}^2$	Вид центра [32]
Первый пик	200	7.2	10^{-12}	донор
Второй пик	4600	10.5	$3 \cdot 10^{-14}$	нейтральная ловушка

Дальнейшее варьирование температуры и внешнего приложенного напряжения к структуре (соответствующего положительному потенциалу на Al – контакте), с последующим анализом частотных зависимостей $\frac{G_p}{\omega}(\omega)$ позволяет оценить, с использованием известных соотношений [108], концентрации центров в слоях In_2Te_3 и $\text{In}_{2x}\text{Ga}_{2(1-x)}\text{Te}_3$ ($x \sim 0.65$), представленных в табл. 4. 2:

$$C_i = q \cdot S \cdot N_i, \quad (4.4)$$

где $C_i = 2 \cdot \frac{G_p}{\omega} \Big|_{\max}$, S – площадь Al – контакта (0.3 мм 2), q – заряд электрона.

Таблица 4.2.

Вид центра	ΔE , эВ	пленка	метод получения	N , см^{-3}	τ , с
донор	0.5	In_2Te_3	ГВЗ	$4 \cdot 10^{15}$	$(3 \div 4.6) 10^{-3}$
		In_2Te_3	напыление	$6 \cdot 10^{15}$	
		$\text{In}_{2x}\text{Ga}_{2(1-x)}\text{Te}_3$ ($x \sim 0.65$)	напыление	$6 \cdot 10^{15}$	
нейтральная ловушка	0.36	In_2Te_3	ГВЗ	$8 \cdot 10^{13}$	$(7.94 \div 7.96) 10^{-4}$
		In_2Te_3	напыление	$2 \cdot 10^{15} \div 6 \cdot 10^{14}$	
		$\text{In}_{2x}\text{Ga}_{2(1-x)}\text{Te}_3$ ($x \sim 0.65$)	напыление	$4 \cdot 10^{15} \div 10^{15}$	

С учетом того, что $\omega \cdot \tau = 1$ в точке, где наблюдается максимум кривой $\frac{G_p}{\omega}(\omega)$ можно оценить величину постоянной времени релаксации (τ) соответствующих центров.

Из анализа частотных зависимостей $\frac{G_p}{\omega}(\omega)$ видно, что изменение температуры позволяет выделить превалирующий вклад в частотную зависимость одного из проявляющихся центров, а изменение внешнего напряжения позволяет оценить характер распределения центров по толщине слоя пленки In_2Te_3 и $\text{In}_{2x}\text{Ga}_{2(1-x)}\text{Te}_3$ ($x \sim 0.65$). При этом для донорного уровня значение концентрации в пленке In_2Te_3 и $\text{In}_{2x}\text{Ga}_{2(1-x)}\text{Te}_3$ ($x \sim 0.65$) составляет $N_d \sim 4 \cdot 10^{15} \div 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, в зависимости от метода их получения и не зависит от приложенного внешнего напряжения. А вот значения концентрации ловушечного уровня (N_t) в структурах, полученных различными способами, для уровня с энергией ~ 0.36 эВ имеют большой разброс. При этом в пленке In_2Te_3 полученной методом ГВЗ нет зависимости от приложенного внешнего напряжения, не большая зависимость наблюдается только в напыленных пленках In_2Te_3 и $\text{In}_{2x}\text{Ga}_{2(1-x)}\text{Te}_3$ ($x \sim 0.65$). Анализ ВАХ (раздел 3.2, рис. 3.4) доказывает особенность распределения такой концентрации ловушечного центра по толщине слоя пленок.

Видно, что характерное постоянное значение концентрации глубокого донорного уровня $N_d \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в пленках теллуридов, полученных различными способами, не зависит от структурного совершенства слоя и поэтому позволяет утверждать, что появление ЦЛЗ в исследуемых слоях связано не с дефектами на

границах блоков, а с объемом теллурида. Для значения концентрации ловушечного уровня N_t , наоборот видна особая зависимость от величины напряжения, и это свидетельствует о связи величины концентрации ловушечных уровней со структурными совершенствами слоя. Если анализировать ВАХ этих гетероструктур при различных толщинах слоев теллурида (раздел 3.2), то можно отметить следующее: минимальное значение концентрации центра с энергией ~ 0.36 эВ фиксируется в слоях, полученных по технологии ГВЗ ($\sim 10^{13}$ см $^{-3}$), в напыленных пленках концентрация начинает убывать по мере удаления от границы раздела с *InAs* (от 10^{15} см $^{-3}$ до 10^{14} см $^{-3}$). Можно предположить, что такое поведение связано с высокой плотностью макродефектов типа границ зерен (кристаллитов) в пограничной с *InAs* области пленки. Отсюда и появление данного центра с энергией активации ~ 0.36 эВ, как дефекта на границах кристаллитов. Данное обстоятельство хорошо соответствует ключевым тенденциям развития кибернетики. Так как динамично развивающаяся область современной теории интеллектуальных вычислений, связанная с построением и применением искусственных нейронных сетей на основе оптоэлектронных приборов, испытывает острый недостаток в полупроводниковых материалах с подобными свойствами (имеющих концентрацию ловушечных центров N_t от 10^{15} см $^{-3}$ до 10^{14} см $^{-3}$).

Поэтому целесообразно использовать диэлектрические слои *In₂Te₃* и *In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te₃* ($x \sim 0.65$) в структуре фоторезистора с памятью. Принцип работы, которых, основан на эффекте «замороженной» фотопроводимости в полупроводниках, имеющих локальные уровни прилипания с аномально большим временем жизни носителей заряда τ ($7.94 \div 7.96$) 10^{-4} с [113].

4.3 Решение уравнения электронейтральности в гетероструктуре $Al/In_2Te_3/InAs$ (n – типа) с учётом двух типов глубоких уровней в запрещённой зоне материала слоя In_2Te_3

Полученные из анализа температурных зависимостей дифференциальной проводимости и емкости, данные о параметрах ЦЛЗ в гетероструктурах $Al/In_2Te_3/InAs$ и $Al/In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3/InAs$ ($x \sim 0.65$) (п. 4.2) достаточны для решения уравнения электронейтральности в этих структурах, с учётом двух типов уровней в запрещённой зоне материала слоя. Поскольку уровень токов в гетероструктуре $Al/In_2Te_3/InAs$ мал, то можно считать, что концентрация неравновесных носителей заряда пренебрежимо мала по сравнению с концентрацией равновесных носителей при данных температурах.

Уравнение электронейтральности для таких структур можно записать в следующем виде:

$$n + n_t = p + p_d, \quad (4.5)$$

где n – концентрация электронов в зоне проводимости, p – концентрация дырок в валентной зоне, n_t – количество электронов, связанных с акцепторной примесью, p_d – число ионизированных атомов донорной примеси.

$$n_t = N_t - p_t$$

$$p_d = N_d - n_d$$

$$n + N_t - p_t = p + N_d - n_d, \quad (4.5.1)$$

где N_t – концентрация акцепторной примеси, N_d – концентрация донорной примеси, p_t – концентрация дырок на акцепторной примеси, n_d – концентрация электронов на уровне донорной примеси. Все энергии отсчитываются относительно дна зоны проводимости ($E_c=0$), тогда

$$n = N_c \exp\left(\frac{E_F}{kT}\right) \quad (4.5.2)$$

$$p = N_v \exp\left(-\frac{E_F - E_v}{kT}\right) \quad (4.5.3)$$

$$n_d = \frac{2N_d}{\exp\left(\frac{E_d - E_F}{kT}\right) + 2} \quad (4.5.4)$$

$$p_t = \frac{2N_t}{\exp\left(\frac{E_F - E_t}{kT}\right) + 2} \quad (4.5.5)$$

N_c – эффективная плотность состояний в зоне проводимости:

$$N_c \approx 2,5 \cdot 10^{19} \left(\frac{1,08 \cdot T}{300}\right)^{3/2} \text{ см}^{-3} = 2,5 \cdot 10^{25} \left(\frac{1,08 \cdot T}{300}\right)^{3/2} \text{ м}^{-3} = C_1 \cdot T^{3/2} \quad (4.5.6)$$

N_v эффективная плотность состояний в валентной зоне:

$$N_v \approx 2,5 \cdot 10^{19} \left(\frac{0,56 \cdot T}{300}\right)^{3/2} \text{ см}^{-3} = 2,5 \cdot 10^{25} \left(\frac{0,56 \cdot T}{300}\right)^{3/2} \text{ м}^{-3} = C_2 \cdot T^{3/2} \quad (4.5.7)$$

Для проверки предположения о возможном участии в токопрохождении и процессах захвата заряда центра, отвечающего за дополнительное инжектирование электронов из слоя In_2Te_3 , производится введение в уравнение электронейтральности (4.5) дополнительного глубокого пустого центра со значением параметров энергии $E_{dm} = 0.03$ эВ, так как в $InAs$ теллур является донорной примесью [21]:

$$p^* = \frac{N_{dm}}{1 + 2 \cdot \exp\left(\frac{E_F - E_{dm}}{kT}\right)} \quad (4.5.8)$$

В связи с тем, что был установлен вклад в проводимость глубокого уровня с энергией 0.5 эВ в достаточно большом диапазоне низких температур, было сделано предположение о том, что концентрация глубокого уровня превышает концентрацию мелких уровней. Результаты последующего моделирования показывают, что введение данного уровня с концентрацией, меньшей, чем 10^{14} см^{-3} , не влияют существенным образом на ход температурной зависимости уровня Ферми.

В итоге получаем результирующее выражение:

$$N_c \exp\left(\frac{E_F}{kT}\right) - \frac{2N_t}{\exp\left(\frac{E_F - E_t}{kT}\right) + 2} + \frac{2N_d}{\exp\left(\frac{E_d - E_F}{kT}\right) + 2} = N_d - N_t + N_v \exp\left(\frac{E_g - E_F}{kT}\right) \quad (4.6)$$

Упростив выражения для N_t и N_d получаем:

$$N_c \exp\left(\frac{E_F}{kT}\right) + \frac{N_t}{1 + 2 \exp\left(\frac{E_t - E_F}{kT}\right)} - \frac{N_d}{1 + 2 \exp\left(\frac{E_F - E_d}{kT}\right)} = N_v \exp\left(\frac{E_g - E_F}{kT}\right) \quad (4.7)$$

Для решения уравнения произведем ряд замен:

$$q = \exp\left(\frac{E_F}{kT}\right) = e^{E_F/kT} \quad (4.7.1)$$

$$\exp\left(\frac{E_t - E_F}{kT}\right) = \frac{e^{E_t/kT}}{e^{E_F/kT}} \Rightarrow t_a = e^{E_t/kT} \quad (4.7.2)$$

$$\exp\left(\frac{E_F - E_d}{kT}\right) = \frac{e^{E_F/kT}}{e^{E_d/kT}} \Rightarrow t_d = e^{E_d/kT} \quad (4.7.3)$$

$$\exp\left(\frac{E_g - E_F}{kT}\right) = \frac{e^{E_g/kT}}{e^{E_F/kT}} \Rightarrow t_g = e^{E_g/kT} \quad (4.7.4)$$

Ввиду рассмотрения математической модели в области низких и средних температур в выражении (4.7) можно отбросить в знаменателе единицу [22]. Тогда с учетом дополнительного глубокого пустого центра E_{dm} , обеспечивающего появление электронов как основных носителей заряда для уравнения электронейтральности получаем результирующее выражение:

$$t_{dm} = \frac{E_{dm}}{kT} \quad (4.7.5)$$

Выражение (4.7) примет окончательный вид (4.8):

$$N_c \exp\left(\frac{E_F}{kT}\right) + \frac{N_t}{2 \exp\left(\frac{E_t - E_F}{kT}\right)} - \frac{N_d}{2 \exp\left(\frac{E_F - E_d}{kT}\right)} = N_v \exp\left(\frac{E_g - E_F}{kT}\right) + \frac{N_{dm}}{2 \exp\left(\frac{E_F - E_{dm}}{kT}\right)} \quad (4.8)$$

В результате произведенных замен (4.7.1 – 4.7.5) и некоторых математических преобразований, получаем выражение (4.9):

$$C_1 \cdot T^{3/2} \cdot q^2 \cdot 2t_a + N_t \cdot q^2 - N_d \cdot t_d \cdot t_a - C_2 \cdot T^{3/2} \cdot 2t_g \cdot t_a - N_{dm} \cdot t_{dm} \cdot t_a = 0 \quad (4.9)$$

$$q^2 \left[2 \cdot C_1 \cdot T^{3/2} \cdot t_a + N_t \right] = N_{dm} \cdot t_{dm} \cdot t_a + t_a \cdot N_d \cdot t_d + C_2 \cdot T^{3/2} \cdot 2t_g \cdot t_a \quad (4.9.1)$$

Решая квадратичное уравнение (4.9.1) относительно q с учетом произведенной замены (4.7.1 – 4.7.5) можно установить зависимость уровня

Ферми от температуры. Используя выражение (4.5.2, 4.5.3) и описанные приближения, можно проследить изменение концентрации электронов и дырок.

Алгоритм анализа изучаемой модели представлен на рис.4.5. Код программы расчета всех искомых величин написан на языке программирования C++, проектирование пользовательского интерфейса, представленного на рис. 4.6, производится с использованием библиотеки Qt 5, визуализация данных в программе осуществляется через графическую библиотеку QWT 6.

В программном комплексе имеется возможность оперативно варьировать данные о параметрах ЦЛЗ, поэтому с учетом результатов представленных в таблице 1 был произведен выбор значений концентрации ловушечной (N_t) и донорной примеси (N_d). Полученные значения используются для построения зависимости энергии уровня Ферми от температуры образца (рис. 4.7) в исследованном интервале температур T от 70 до 400 К с использованием выражения (4.9.1).

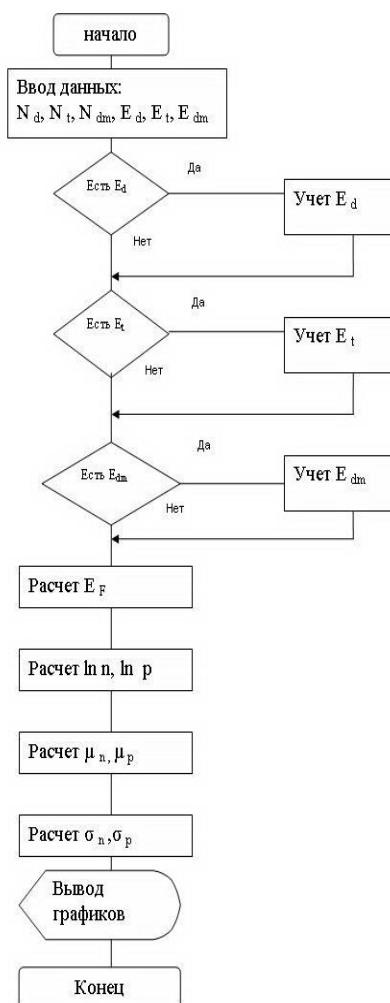


Рисунок 4.5. Блок – схема алгоритма решения уравнения электронейтральности учётом двух типов глубоких уровней в запрещённой зоне материала слоя

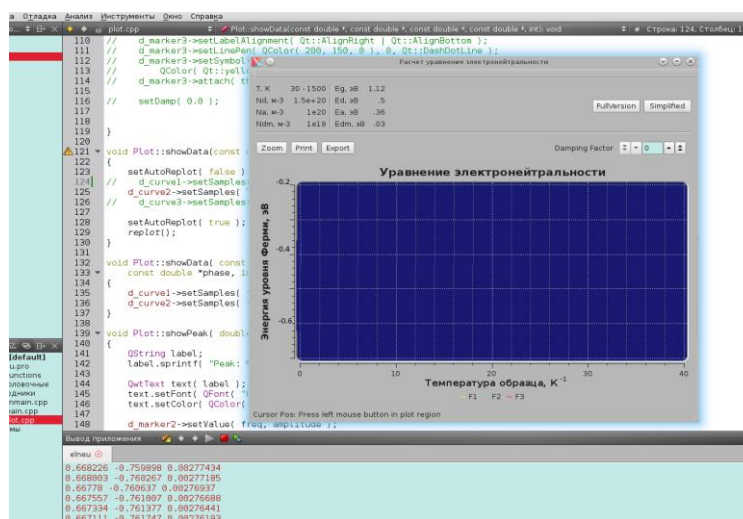


Рисунок 4.6. Интерфейс рабочего приложения «Уравнение электронейтральности»

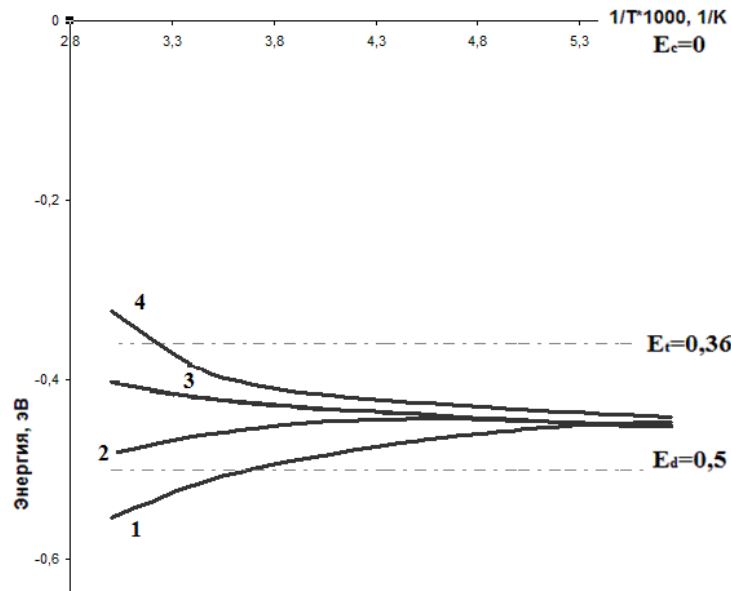


Рисунок 4.7. Зависимость энергии уровня Ферми от температуры образца (1 – $N_d = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $N_{dm} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$; 2 – $N_d = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $N_t = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $N_{dm} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$; 3 – $N_d = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $N_t = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_{dm} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$; 4 – $N_d = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $N_t = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_{dm} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$)

В работе [33] доказано, что пик дифференциальной проводимости гетероструктуры возникает при пересечении уровнем Ферми энергетического уровня центра в процессе изменения температуры образца. Поэтому считается, что лучшее согласование результатов моделирования с полученными из анализа температурных зависимостей дифференциальной проводимости и емкости для гетероструктур $Al/In_2Te_3/InAs$ (n – тип) [114,115], достигнуто при значениях: $N_d = 4 \cdot 10^{15} \div 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $N_t = 10^{13} \div 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Из рисунка 4.7 видно, что только кривые 1 и 4 при соответствующих значениях концентрации ловушечной и донорной примеси отражают вклад в проводимость того или другого центра. Температуры, соответствующие такому положению уровня Ферми, составляют $T \sim 277 \text{ К}$ для кривой 1, при отклике уровня с энергией 0.5 эВ и $T \sim 296 \text{ К}$ кривая 4, для уровня с энергией 0.36 эВ. Расчет с изменением концентрации демонстрирует отсутствие аналогичного вклада в проводимость ловушечного или донорного центров в исследуемом диапазоне температур на рисунке 4.7 кривая 3.

Увеличение концентрации ловушечной примеси (N_t) до значения $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ с ростом температуры приводит к резкому изменению поведения кривой $E_F(T)$ и смене типа проводимости с электронного на дырочный (рис. 4.7, кривые 3, 4). Результаты моделирования свидетельствует о включении в процесс токопрохождения ловушечного центра с энергией 0.36 эВ. Видимо кроме процессов генерации ионизированных доноров за счет термического выброса электронов с донорного уровня в зону проводимости и их рекомбинации вследствие захвата электронов из валентной зоны, в какой – то момент становится возможен и процесс захвата электрона из валентной зоны на акцепторную ловушку.

Для объяснения причин такого поведения кривых $E_F(T)$ строилась зависимость концентрации электронов (n) и дырок (p) от температуры образца с использованием выражений (2, 3) (рис. 4.8).

На зависимостях концентрации от температуры видно, что вблизи интервала температур $T \sim 270 \text{ К} \div 300 \text{ К}$, на рисунке 4.8 он отмечен пунктиром, происходит плавное изменение наклона кривых 2, 2' и 3, 3', в отличие от кривых 1, 1', что обусловлено проявлением центра с энергией 0,36 эВ. В работе [111] отмечалась особенность температурной зависимости тока $I(T)$ в гетероструктуре $Al/In_2Te_3/InAs$ (n – типа), именно в интервале температур, соответствующих переходу к собственной проводимости наблюдался участок с пониженным наклоном. Оценка величины этого наклона приводила к значениям энергии активации $\sim 0.3 \div 0.35$ эВ и поэтому делалось предположение об участии дополнительного центра в токопрохождении, подчиняющегося ТОПЗ с захватом на ловушки. Теперь этот факт свидетельствует в пользу поведения кривых 2, 2' и 3, 3' на рисунке 4.8 участка с измененным наклоном, следующего по температуре за областью, отвечающей активации носителей с глубокого донорного уровня.

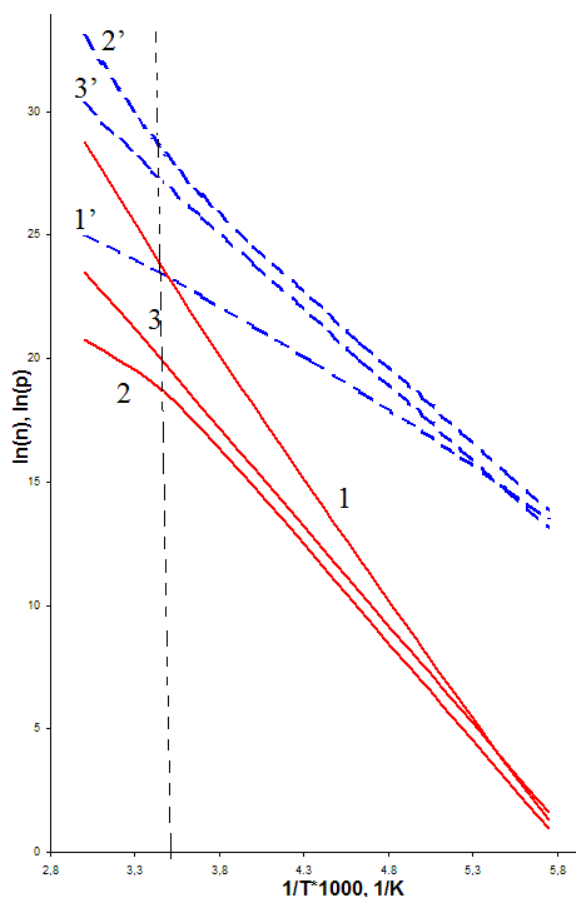


Рисунок 4.8. Температурная зависимость концентрации электронов (1' – 3') и дырок в слоях In_2Te_3 (1 – 3) (1 – 1': $N_d = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $N_{dm} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$; 2 – 2': $N_d = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $N_t = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_{dm} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$; 3 – 3': $N_d = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $N_t = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_{dm} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$)

Значит можно сделать вывод, что действительно, в таких структурах в токопрохождении участвуют ловушки и особенно интересным становится процесс их заполнения в результате нагрева образца. То есть при более низких температурах $T < 250 \text{ К}$ электропроводность обусловлена электронами и контролируется уровнями в верхней половине запрещенной зоны материала. При последующем нагреве образца, в момент $T \sim 270 \text{ К} \div 300 \text{ К}$ происходит изменение типа носителей, обеспечивающих превалирующий вклад в процесс токопереноса. Тогда особенность температурной зависимости тока $I(T)$ (рис. 3.8) гетероструктуры $Al/In_2Te_3/InAs$ (n – типа) действительно может быть обусловлена не истощением на глубоком центре с энергией $\sim 0.5 \text{ эВ}$ в In_2Te_3 , а изменением

степени заполнения в процессе нагрева образца глубоких уровней с энергиями ~ 0.36 эВ и ~ 0.03 эВ.

Для гетероструктур $Al/In_2Te_3/InAs$ (n – тип) проведен расчет величины подвижности электронов и дырок в исследуемом диапазоне температур. Так как на поверхности подложки формировались достаточно толстые слои высокоомного In_2Te_3 ($d \sim 500$ нм, $R_{In_2Te_3} \sim 10^7 \div 10^{11}$ Ом), то можно считать, что основное падение напряжения в гетероструктурах $Al/In_2Te_3/InAs$ (n – тип) происходит именно в материале плёнки. Поэтому для плотности тока, протекающего через любую гетероструктуру можно записать выражение:

$$j = q \cdot (n \cdot \mu_n + p \cdot \mu_p) \cdot E \quad (4.10)$$

где j – плотность тока, протекающего через слой In_2Te_3 , n и p – концентрации электронов и дырок, μ_n и μ_p – подвижности электронов и дырок в теллуриде индия. Достаточно высокий уровень легирования, используемого в экспериментах арсенида индия ($n \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$) и малая ширина запрещенной зоны (~ 0.36 эВ [5]) позволяет рассматривать гетероструктуру $Al/In_2Te_3/InAs$ (n – тип) как структуру металл – полупроводник – металл. Электрическое поле в такой структуре можно считать однородным, поэтому для любых $I(T)$ (рис. 3.8) можно составить систему уравнений:

$$\begin{aligned} I_1 &= q \cdot (n_1 \cdot \mu_n + p_1 \cdot \mu_p) \cdot \frac{V_1 \cdot S}{d} \\ I_2 &= q \cdot (n_2 \cdot \mu_n + p_2 \cdot \mu_p) \cdot \frac{V_2 \cdot S}{d} \end{aligned} \quad (4.11)$$

где I_1 и I_2 – токи через гетероструктуру при напряжениях на Al контакте V_1 и V_2 соответственно, $S \sim 0.3 \text{ мм}^2$ – площадь алюминиевого контакта, d – толщина плёнки теллурида индия, n_1 , p_1 и n_2 , p_2 – концентрации электронов и дырок при напряжениях V_1 и V_2 соответственно.

Решение для любых двух кривых $I(T)$ (рис. 4.9), системы уравнений (4.11) совместно с выражениями (4.5.2, 4.5.3) позволяет вычислить значения подвижности электронов и дырок, представленных на рисунке 4.10.

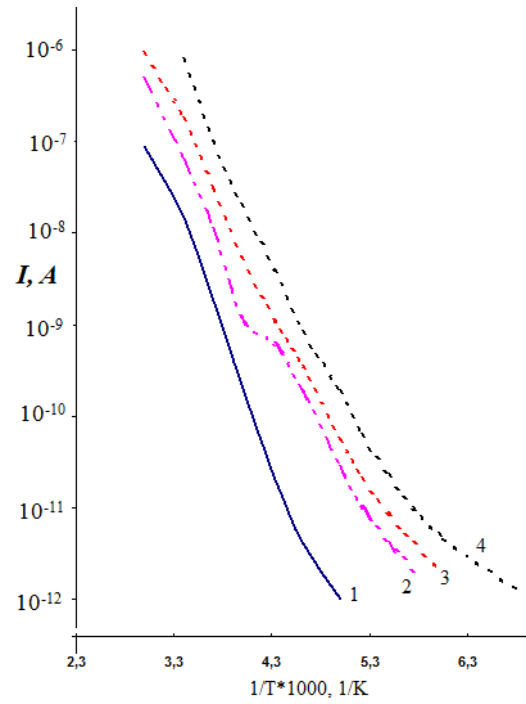


Рисунок 4.9. Температурная зависимость тока в гетеропереходе $In_2Te_3/InAs$ (метод напыления из независимых источников): 1 – 0.4 В, 2 – 0.2 В, 3 – 0.2 В, 4 – 1 В

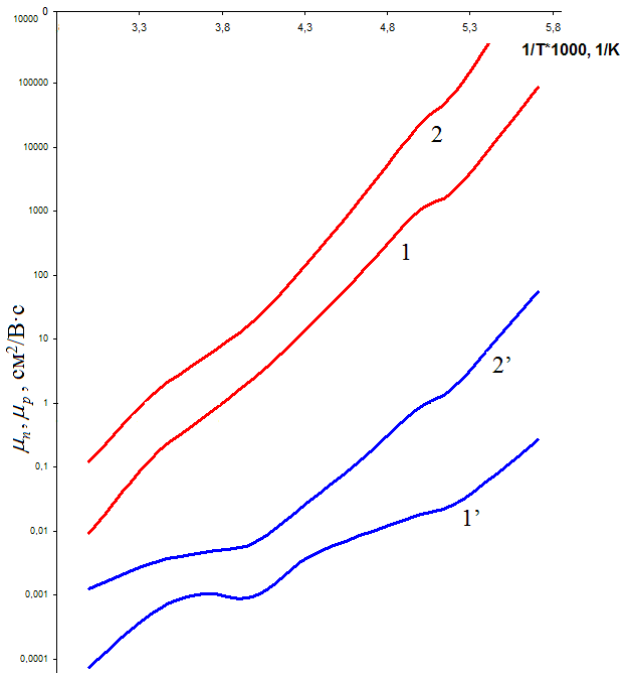


Рисунок 4.10. Температурная зависимость подвижности электронов (1', 2') и дырок (1, 2) в слоях In_2Te_3 (1 – 1': $N_d = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $N_t = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $N_{dm} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$; 2 – 2': $N_d = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $N_t = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_{dm} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$)

Известно, что в реальных полупроводниках строгая периодичность поля решетки нарушена в результате наличия в ней разных дефектов. В силу этого механизм рассеяния носит сложный характер. Анализ зависимости представленной на рисунке 4.10 показывает [116,117], что во всей области температур подвижность дырок в теллуриде индия выше подвижности электронов, что совпадает с данными, представленными в работе [95]. Другой особенностью этих зависимостей является отсутствие на них участков, отвечающих за рассеяние на ионизированных примесях, так как при уменьшении температуры подвижность носителей заряда тоже должна уменьшаться. Тогда можно утверждать, что основной вклад в рассеяние носителей заряда в плёнках теллуридов индия вносят дефекты кристаллической решётки In_2Te_3 , а так же фононные колебания [28, 55].

Выводы:

1. Построение эквивалентной схемы гетероструктур $In_2Te_3/InAs$ и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3/InAs$ ($x \sim 0.65$) и расчет кинетических параметров ЦЛЗ методом адмиттанса подтверждает присутствие двух глубоких уровней в запрещенной зоне слоя исследуемых теллуридов;
2. Модель решения уравнения электронейтральности с учётом двух типов глубоких уровней в запрещённой зоне материала слоя позволяет вычислить положение уровня Ферми, определяющее, в конечном счете, концентрацию носителей тока и электропроводность гетероструктуры $Al/In_2Te_3/InAs$ (n – тип);
3. Результаты моделирования однозначно свидетельствуют об электронном типе проводимости при низких температурах (до $T \sim 250$ К) и смене типа проводимости с электронного на дырочный, за счет участия центра с энергией 0.36 эВ в процессах захвата и выброса электронов (при температуре $T > 250$ К);
4. Расчет подвижности свободных носителей заряда в исследуемом диапазоне температур для гетероструктуры $Al/In_2Te_3/InAs$ (n – тип) подтверждают общее, для слоистых систем без диэлектрического слоя, требование малости сквозного тока в сравнении с суммарным генерационным током ОПЗ в $InAs$.

Основные выводы и результаты

1. На основе изучения условий формирования гетероструктуры $In_2Te_3/InAs$ (n – типа) и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0.65$)/ $InAs$ (n – типа) по технологии гетеровалентного замещения и методом напыления установлено, что получение более совершенной границы раздела, возможно, в гетероструктуре $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3/InAs$ (n – типа), полученной методом напыления при значении коэффициента стехиометрии $x \sim 0.65$.

2. Определена энергия и тип глубоких уровней в тонких слоях соединений $A_2^{III}B_3^{VI}$ на $InAs$ (n – типа), один из которых с энергией 0.5 эВ ниже дна зоны проводимости является центром донорного типа, второй – с энергией 0.36 эВ отвечает характеру поведения нейтральной ловушки.

3. Доказано, что структуры $In_2Te_3/InAs$ и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3/InAs$ ($x \sim 0.65$) (n – типа) независимо от способа получения, содержат на границе раздела глубокие центры с энергией активации 0.5 эВ и 0.36 эВ ниже дна зоны проводимости, при этом концентрация нейтрального ЦЛЗ ($2 \cdot 10^{15} \div 8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) напрямую зависит от способа получения и технологических режимов.

4. Установлено, что совместное использование анализа эквивалентных схем и метод адмиттанса в тонких слоях In_2Te_3 и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ позволяет определить присутствие энергетических уровней с низкой концентрацией ($N_t \sim 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) и наблюдать различие в частотных факторах, обуславливающих их появление. Определен тип ЦЛЗ и рассчитаны их параметры.

5. Предложена модель процессов токопрохождения в слоях In_2Te_3 и $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ на арсениде индия, основанная на решении уравнения электронейтральности с учетом двух типов глубоких уровней в запрещенной зоне материала слоя In_2Te_3 .

6. Результаты моделирования свидетельствуют о наличии в запрещенной зоне теллурида индия двух центров локализации заряда с энергиями 0.5 эВ и 0.36 эВ и доказывают изменение типа проводимости в диэлектрическом слое при

температуре выше 250 К с электронного на дырочный, обусловленное участием центра с энергией 0.36 эВ.

7. Рассчитаны значения подвижности свободных носителей заряда в диапазоне температур (77 – 400) К, которые обеспечивают возможность использования слоев In_2Te_3 или $In_{2x}Ga_{2(1-x)}Te_3$ ($x \sim 0.65$) в качестве изолирующих в полевых гетероструктурах на основе $InAs$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алферов, Ж. И. История и будущее полупроводниковых гетероструктур / Ж.И. Алферов // ФТП. – 1998. – Т. 32. – № 1. – С. 3 – 18.
2. Ферри, Д. Электроника ультрабольших интегральных схем: Пер. с англ. / Д. Ферри, Л. Эйкерс, Э. Гринч. – М.: Мир, 1991. – 327 с.
3. Литовченко, В. Г. Основы физики микроэлектронных систем металл-диэлектрик-полупроводник / В. Г. Литовченко, А. П. Горбань. – Киев: Наукова думка, 1978. – 316 с.
4. Таруи, Я. Основы технологии СБИС: Пер. с япон. / Я. Таруи. – М.: Радио и связь, 1985. – 480 с.
5. Секен, К. Приборы с переносом заряда: Пер. с англ. / К. Секен, М. Томпсет. – М.: Мир, 1978. – 328 с.
6. Сугано, Т. Введение в микроэлектронику: Пер.с япон. / Т. Сугано, Т. Икома, Ё. Такэиси. – М.: Мир, 1988. – 320 с.
7. Брудот, Н. Физические основы микротехнологии: Пер с англ. / Н. Брудот, Дж. Мерей. – М.: Мир, 1985. – 496 с.
8. Проблемы физики поверхности полупроводников / под ред. О. В. Снитко. – Киев: Наукова думка, 1981. – 332 с.
9. Кобболд, Р. Теория и применение полевых транзисторов: Пер. с англ. В.В. Макарова / Р. Кобболд. – Л.: Энергия, 1975. – 304 с.
10. Литвинов, Р.О. Влияние поверхности на характеристики полупроводниковых приборов / Р.О. Литвинов. – Киев: Наукова думка, 1972. – 115 с.
11. Гуртов, В. А. Электронные процессы в структурах металл – диэлектрик – полупроводник: учебное пособие / В. А. Гуртов. – Петрозаводск, 1984. – 116 с.
12. Бормонтов, Е.Н. Физика и метрология МДП – структур: монография / Е. Н. Бормонтов. – Воронеж: ВГУ, 1997. – 184 с.

13. Кошкин, В.М. Физика алмазоподобных полупроводников со стехиометрическими вакансиями / В. М. Кошкин // в кн.: Некоторые вопросы химии и физики полупроводников сложного состава. – Ужгород, 1970. – С. 26 – 35.

14. Войцеховский, В. Н. Фотоэлектрические МДП – структуры из узкозонных полупроводников / В. Н. Войцеховский, В. Н. Давыдов. – Томск: Радио и связь, 1990. 327 с.

15. Симмонс, Д. Г. Прохождение тока сквозь тонкие диэлектрические пленки: Пер. с англ. Т.2. / под ред. Л. Майссела, Р. Глэнга // Технология тонких пленок (справочник). – М.: Сов. Радио, 1977. – С. 345 – 400.

16. О формировании прозрачных проводящих слоев в полупроводниковых структурах / В. С. Козякин, А. П. Ровинский, В. Ф. Сыноров, Б. И. Сысоев // Вопросы техники полупроводникового производства. – Воронеж: ВГУ. – 1976. – С. 59 – 62.

17. Сысоев, Б. И. К вопросу об управлении поверхностным зарядом в полупроводниках с помощью тонких слоев широкозонных полупроводников / Б. И. Сысоев, В. Ф. Сыноров // ФТП. – 1972. – Т. 6. – № 10. – С. 1856 – 1859.

18. Сысоев, Б. И. Модуляция областей пространственного заряда в изотипных полевых структурах с подзатворным слоем широкозонного полупроводника / Б.И. Сысоев, В.Ф. Антюшин, В.Д. Стрыгин // ФТП. – 1984. – Т. 18. – №10. – С. 1739 – 1743.

19. Об управлении зарядом в структурах типа металл-диэлектрик-полупроводник / Б. И. Сысоев, А. Н. Лихолет, В. Ф. Сыноров, А. П. Ровинский // Микроэлектроника. – 1977. – Т. 6. – № 5. – С. 454 – 457.

20. Сыноров, В. Ф. Вопросы использования широкозонных полупроводников с низкой концентрацией примесных центров в приборах диэлектрической электроники / В. Ф. Сыноров, Б. И. Сысоев // Проблемы диэлектрической электроники: сб. статей под ред. С. А. Азимова. – Ташкент: Изв – во ФАН, 1974. – С. 292 – 302.

21. Кошкин, В. М. Полупроводниковые фазы со стехиометрическими вакансиями / В. М. Кошкин, Л. С. Палатник // Изв. АН СССР. Неорганические материалы. – 1968. – Т.4. – №11. – С. 1835 – 1839.
22. Кинетика фотопроводимости дефектного полупроводника In_2Te_3 / Д. Б. Ананьина, В. Л. Бакуменко, А. К. Бонаков, Г. Г. Грушка, Л. Н. Курбатов // ФТП. – 1979. – Т. 13. – № 15. – С. 961 – 964.
23. Сысоев, Б. И. Электрофизические свойства структуры $Al-ZnP_2-Si$ / Б. И. Сысоев, В. Ф. Сыноров, Л. А. Битюцкая // Микроэлектроника. – 1973. – Т. 2. – № 3. – С. 244 – 247.
24. Полупроводниковые соединения группы $A^{II}B^V$ / В. Б. Лазарев, В. Я. Шевченко, Я. Х. Гринберг, В. В. Соболев. – М.: Наука, 1978. – 256 с.
25. Влияние отжига на структуру и оптические свойства пленок In_2S_3 / И. В. Боднарь, И. А. Викторов, В. Ф. Гременок, В. А. Полубок // «Аморфные и микрокристаллические полупроводники»: сб. тр. V Международной конференции. – Санкт – Петербург, 2006. – С. 374 – 375.
26. Боднарь, И. В. Выращивание, структура и свойства монокристаллов In_2S_3 / И. В. Боднарь, В. Ф. Гременок. // Неорган. Материалы. – 2008. – Т. 44. – № 4.
27. Барьеры Шоттки на основе пленок $n - In_2S_3$, полученных лазерным испарением / И. В. Боднарь, В. А. Полубок, В. Ф. Гременок, В. Ю. Рудь, Ю. В. Рудь // ФТП. – 2007. – Т.41. – С.48 – 53.
28. Горюнова, Н. А. Сложные алмазоподобные полупроводники / Н. А. Горюнова. – М.: Советское радио, 1968. – 268 с.
29. Абрикосов, Н. Г. Полупроводниковые халькогениды и сплавы на их основе / Н. Г. Абрикосов, В. Ф. Банкаина, Л. В. Порецкая и др. – М.: Наука, 1975. – 220 с.
30. Бормонтов, Е. Н. Исследование приграничных состояний в МДП – структурах одночастотным методом адмиттанса / Е. Н. Бормонтов, С. В. Лукин // Журнал технической физики. – 1997. – Т. 67. – № 10. – С. 55 – 59.

31. Чистов, Ю. С. Физика МДП – структур: учебное пособие / Ю. С. Чистов, В. Ф. Сыноров. – Воронеж: ВГУ, 1989. – 224 с.
32. Милнс, А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках: Перевод с англ. под ред. М. К.Шейнкмана. – М.: Мир, 1977. – 433 с.
33. Милнс, А. Гетеропереходы и переходы металл – полупроводник: Перевод с англ. под ред. В. С. Вавилова / А. Милнс, Д. Фойхт. – М.: Мир, 1977. – 432 с.
34. Грундман, М. Основы физики полупроводников. Нанопизика и технические приложения. – 2-е изд.: Пер. с англ. под ред. В. А. Гергеля. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2012. – 772 с.
35. Рембеза, С. И. Методы измерения основных параметров полупроводников: учебное пособие. – Воронеж: ВГУ, 1989. – 224 с.
36. Nicollian, E. H. The Si-SiO₂ Interface. Electric Properties as Determined by the Metal-Insulator-Silicon Conductance Technique / E. H. Nicollian, A. Goetzberger // «The Bell System Technical Journal»». – 1967. – V. 46. – № 6. – P. 1055 – 1133.
37. Тамм, И. Е. Основы теории электричества / И. Е. Тамм. – 9 – е изд., исправл. – М.: Наука, 1976. – 616 с.
38. Гуртов, В. А. Неравновесные процессы в структурах металл – диэлектрик – полупроводник: учебное пособие / В. А. Гуртов. – Петрозаводск, 1986. – 104 с.
39. Поклонский, Н. А. Отрицательная емкость (импеданс индуктивного типа) кремниевых p⁺ - n – переходов, облученных быстрыми электронами / Н. А. Поклонский, С. В. Шпаковский, Н. И. Горбачук, С. Б. Ластовский // Физика и Техника Полупроводников. – 2006. – Т. 40. – № 7. – С. 824 – 828.
40. Крымский, А. И. Исследование температурной зависимости пика «отрицательной емкости» освещенного полупроводника / А. И. Крымский: тез. докл. «XII Всесоюзной конференции по физике полупроводников». – Киев, 1990. – Ч. 1. – С. 120 – 121.
41. Птащенко, А. А. Отрицательное сопротивление p – n переходов с глубокими уровнями / А. А. Птащенко, Н. В. Мороз, В. И. Будулак: тез. докл. «XII

Всесоюзной конференции по физике полупроводников». – Киев, 1990. – Ч. 2. – С. 156 – 157.

42. Steiner, K. Inductive reactances and excess capacitances at $Wn_x/n-GaAs$ Sottky gate contacts / K. Steiner, N. Uchitemi, N. Toyoda // Journal of Vacuum Science & Technology B. – 1990. – V. 8, № 5. – P. 1113 – 1116.

43. Malachowski, M. J. Quasi-Fermi Levels in MSM structure / M. J. Malachowski, J. Stepniewski // Solid-State Electronics. – 1984. – V. 27, № 8/9. – P. 820 – 823.

44. Preier, H. Contributions of surface states to MOS impedance / H. Preier // Appl. Phys. Lett. – 1967. – V. 10, № 11. – P. 361 – 364.

45. Бормонтов, Е. Н. Исследования поверхностных состояний в МДП – структурах с учетом флуктуационных и туннельных эффектов / Е. Н. Бормонтов, С. В. Лукин: тез. докл. III Российской конференции по физике полупроводников "Полупроводники – 97". – Москва, 1997. – С. 318.

46. Туннельные явления в твердых телах / ред. Э. Бурштейна и С. Лундквист, пер. с англ. И. П. Ипатова и А. В. Субашиев. – Москва: Мир, 1973. – С. 9 – 19.

47. Иогансен, Л. В. О возможности резонансного прохождения электронов в кристаллах через системы барьеров / Л. В. Иогансен // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1963. – Вып. 2 (8). – С. 207 – 213.

48. Гасанов, Л. С. Поверхностные свойства полупроводников с собственной проводимостью при толщинах, меньших дебаевской длины экранирования / Л. С. Гасанов // Украинский физический журнал. – 1966. – Т. 11. – № 5. – С. 555 – 557.

49. Гасанов, Л. С. Эффект поля в тонких слоях полупроводников / Л. С. Гасанов // Физика и Техника Полупроводников. – 1967. – Т. 1. – № 6. – С. 809 – 814.

50. Зи, С. М. Физика полупроводниковых приборов / С. М. Зи; пер. с англ. В. А. Гергеля, ред. Р. А. Сурис. – 2-е изд., перераб. и доп. – Москва: Мир, 1984. – Т. 1. – С. 456.

51. Подгорный, Ю. В. Исследование механизмов переноса заряда в тонких сегнетоэлектрических пленках / Ю. В. Подгорный, Д. С. Серегин, К. А. Воротилов // Материалы VII Международной научно-технической конференции. – Москва: INTERMATIC / МИРЭА, 2010. – С.145 – 156.
52. Бонч-Бруевич, В. Л. Физика полупроводников / В. Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников. – Москва: Наука, 1977. – С. 672.
53. Alkoу, E. Electrical properties and leakage current behavior of un-doped and Ti-doped lead zirconate thin films synthesized dy sol-gel method / E. Alkoу, T. Shiosaki // Thin Solid Films. – 2008. – V. 516. – P. 4002 – 4010.
54. Sze, S. M. Current transport and maximum dielectric strength of silicon nitride films / S. M. Sze // Journal of Applied Phisics. – 1965. – V. 38. – P. 2951.
55. Шалимова, К. В. Физика полупроводников: учебное пособие / К. В. Шалимова. – Москва: Изд – во Энергия, 1976. – С. 416.
56. Компенсированный кремний: монография / Б. И. Болтакс, М. К. Бахадырханов, С. М. Городецкий, Г.С. Куликов. – Ленинград: Изд-во «Наука», 1972. – С. 1 – 124.
57. Вавилов, В. С. Дефекты в кремнии и на его поверхности / В. С. Вавилов, В. Ф. Киселев, Б. Н. Мукашев. – Москва: Наука. Гл. ред. физ. – мат. лит., 1990. – С. 216.
58. Losee, D. L. Admittance spectroscopy of impurity levels in Schottky barriers / D. L. Losee // J. Appl. Phys. – 1975. – May. – V. 46. – № 5. – P. 2204 – 2214.
59. Di Giulio, M. Admittance spectroscopy of traps in Au-InSe Schottky cells / M. Di Giulio, G. Micocci, A. Terore // Solid-State Electronics. – 1984. – V. 27. – №11. – P. 1015 – 1019.
60. Oldham, W. G. Admittance of p – n junctions containing traps / W. G. Oldham, S. S. Naik // Solid-State Electronics. – 1972. – V. 15. – P. 1085 – 1096.
61. Berz, F. Variation with frequency of the transverse impedance of semiconductor surface layers / F. Berz // J. Phys. Chem. Solids Pergamon Press. – 1962. – V. 23. – P. 1795 – 1815.

62. Schibli, E. G. Determination of impurity profiles in presence of deep levels by the second – harmonic method / E. G. Schibli // *Solid-State Electronics*. – 1972. – V. 15. – P. 137 – 139.
63. Jonscher, A. K. Dynamics of deep level trapping in space charge regions / A. K. Jonscher // *Solid-State Electronics*. – 1990. – V. 33. – P. 139 – 142.
64. Berz, F. On the derivatives of surface excesses / F. Berz // *J. Phys. Chem. Solids Pergamon Press*. – 1964. – V. 25. – P. 859 – 864.
65. Перель, В. И. Емкость p – n перехода с глубокими примесями / В. И. Перель, А. Л. Эфрос // *Физика и техника полупроводников*. – 1967. – Т. 1. – № 11. – С. 1693 – 1701.
66. Heterostructures on the basis of indium arsenide with semiinsulating $A^{III}_2B^{VI}_3$ compound layers / V. S. Postnicov, B. I. Sysoev, A. V. Budanov, N. N. Bezryadin, Yu. K. Shlyk, B. L. Agarov // *Phys. Stat. sol.* – 1988. – (a). – 109. – P. 467 – 483.
67. Атомная диффузия в полупроводниках / ред. Д. Шоу, пер. с англ. – Москва: Мир, 1975. – С. 688.
68. Кристаллохимические особенности получения и электронные процессы в твердотельных гетероструктурах на основе арсенида индия / Б. И. Сысоев, Н. Н. Безрядин, А. В. Буданов, Т. В. Прокопова, Ю. К. Шлык // *35 Intern. Wiss. Koll.* – Т. Н. Ilmenau, DDR. – 1990. – С. 15 – 16.
69. Особенности вольт – фарадных характеристик МДП – структур с полупроводниковыми подзатворными слоями / Б.И. Сысоев, А. П. Ровинский, В. Ф. Сыноров, Н. Н. Безрядин // *Микроэлектроника*. – 1978. – Т. 7. – № 2. – С. 163 – 167.
70. Влияние локализованных состояний в полупроводниковом слое критической толщины на электрофизические свойства тонкопленочных структур МП'ДП / В. Ф. Сыноров, Н. Н. Безрядин, Б. И. Сысоев, Н. А. Мартынова // *Изв. Вузов. Физика*. – 1981. – №1. – С. 82 – 87.

71. Влияние пограничных состояний на электростатические характеристики МП'ДП – структур / Б. И. Сысоев, Н. Н. Безрядин, В. Ф. Сыноров, Н. А. Мартынова // Микроэлектроника. – 1980. – Т. 9. – № 4. – С. 355 – 361.
72. Investigation of Gallium Selenide Films, Grown by the Hot Wall Metod, on Silicon Substrates / B. I. Sysoev, N. N. Bezryadin, Yu. V. Synorov, B. L. Agarov / Phys. Stat. Sol. (a). – 1986. – V. 94. – № 2. – P. K129 – K132.
73. Лашкарев, В. Е. Работа выхода и проводимость полупроводника при наличии поверхностного заряда / В. Е. Лашкарев // Изв. АН СССР, сер. Физическая. – 1952. – Т.16. – №2. – С. 203 – 210.
74. Рывкин, С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках / С. М. Рывкин. – Москва: Физматгиз, 1963. – С. 496.
75. Адирович, Э. И. Эмиссионные токи в твердых телах и диэлектрическая электроника / Э. И. Адирович // В кн.: Микроэлектроника: сб. статей под ред. Ф. В. Лукина. – Москва: Советское радио, 1969. – Вып. 4. – С. 393 – 417.
76. Кравченко, А. Ф. Явления переноса в полупроводниковых пленках / А. Ф. Кравченко, В. В. Митин, Э. М. Скок. – Новосибирск: Наука, 1979. – С. 256.
77. Вопросы пленочной электроники / ред. Д.В.Зернова, М. И. Елинсона, В. Б. Сандомирского // сб.статей. Москва: Советское радио, 1966. – С. 472.
78. Физико-химические свойства полупроводниковых веществ. Справочник./ Коллектив авторов. – Москва: Наука, 1979. – С. 60 – 70.
79. Химическая энциклопедия/ ред. Кнунянца И.Л. – Москва: Советская энциклопедия, 1990. – Т. 2. – С. 445.
80. Исмаилова, Н. П. Моделирование электрофизических свойств гетероструктур n-SiC/p-(SiC)_{1-X}(AlN)_X / Н. П. Исмаилова, Н. В. Офицерова, Г. К. Сафаралиев // Мониторинг. Наука и Технологии. Физико – математические науки (2009), №1. – С. 117 – 124.
81. Сыноров, В. Ф. Релаксационные методы исследования энергетического спектра локализованных состояний в полупроводниках / В. Ф.

Сыноров, Б. И. Сысоев, В. Д. Линник: Учеб. пособие. – Воронеж: изд. – во Воронежского университета, 1982. – С. 180.

82. Кукуев, В. И. Физические методы исследования тонких пленок и поверхностных слоев / В. И. Кукуев, И. Я. Миттова, Э. П. Домашевская: Учеб. пособие. – Воронеж: ВГУ, 2001. – С. 144.

83. Косцова, Н. Э. Влияние модели расчета вольт – фарадных характеристик на определение параметров МДП – структур / Н. Э. Косцова, А. Н. Коршунов, Е. Г. Сальман // Препринт/АН СССР. Сиб. отделение. Институт неорганической химии: Новосибирск, 1991. – С. 23.

84. Угай, Я. А. Введение в химию полупроводников / Угай Я.А. – Москва: Высш. Шк., 1975. – С. 302.

85. Кристаллохимические особенности получения и электронные процессы в твердотельных гетероструктурах на основе арсенида индия / Б. И. Сысоев, Н. Н. Безрядин, А. В. Буданов и др.// 35 Intern. Wiss. Koll. – Т.Н. Ilmenau, DDR, 1990. – С. 15 – 16.

86. Подготовка подложек InAs и получение гетероперехода $\text{In}_2\text{Te}_3 - \text{InAs}$ в квазизамкнутом объеме / Ю. К. Шлык, В. Н. Моргунов, Г. М. Щевелева и др.// Полупроводниковая электроника. Межвуз. сб. – Воронеж: изд - во ВГПИ, 1985. – С. 5 – 11.

87. Гетеровалентное замещение в процессе получения полупроводникового гетероперехода $\text{In}_2\text{Te}_3\text{-InAs}$ / Б. И. Сысоев, Б. Л. Агапов, Н. Н. Безрядин и др. // Изв. РАН. Неорган. материалы. - 1996. – Т. 32, – № 12. – С. 1449 – 1453.

88. Получение тонких пленок полупроводниковых соединений в квазизамкнутом объеме / Н. Н. Безрядин, А. В. Буданов, Е. А. Татохин, Ю. К. Шлык // ПТЭ. – 1998. – №5. – С. 150 – 152.

89. Получение пленок полупроводниковых соединений в квазизамкнутом объеме / Н. Н. Безрядин Ю. В. Сыноров, А. М. Самойлов и тд. // Вестник ВГТУ серия «Материаловедение» выпуск 1.11, Воронеж (2002). – С. 47 – 52.

90. Физико-химические методы обработки поверхности полупроводников / ред. Б. Д. Луфт. – Москва: Радио и связь, 1982. – С.136.
91. Исследование состава и электрических свойств тонких слоев теллурида индия на арсениде индия / Б. Л. Агапов, Н. Н. Безрядин, В. Н. Моргунов, Ю. К. Шлык // Свойства нитевидных кристаллов и тонких пленок. Межвуз. сб. – Воронеж: изд - во ВПИ. – 1986. – С. 86 – 93.
92. Исследование процесса испарения In_2Te_3 / В. И. Белоусов, Н. Ф. Вендрих, А. Ф. Новожилов, А. С. Пашинкин // Изв. АН СССР. Неорганические материалы. Т.17, – № 7, 1981. – С. 1190 – 1194.
93. Самодиффузия и диффузия кадмия в кристалле In_2Te_3 / В. М. Эккерман, Я. Е. Гегузин, Л. П. Гальчинецкий, В. М. Кошкин // Легированные полупроводники. Сборник. Москва: Наука, 1975. – С. 31.
94. Технология тонких пленок. Справочник / ред. Майссела Л., Глэнга Р.; пер. с англ. Т. 1. Москва: Сов.радио, 1977. – С. 664.
95. Горюнова, Н. А. Твердые растворы в системе $\text{InAs} - \text{In}_2\text{Te}_3$ / Горюнова Н. А. // ДАН СССР, 1958. –Т. 121, –№ 5. – С. 848 – 849.
96. Sysoev, B. I. Electrophysical Properties of $\text{In}_2\text{Te}_3 - \text{InAs}$ Heterojunction / B. I. Sysoev, N. N. Bezryadin, Yu. K. Shlyk // Phys. Stat. Sol. (a) V. 95, 1986. –P.169 – 173.
97. Получение монокристаллических слоев соединений $\text{A}^{\text{III}}_2\text{B}^{\text{VI}}_3$ на кремнии и арсениде индия / Б. И. Сысоев, Н. Н. Безрядин, Ю. В. Сыноров и др. // Конференция по электронным материалам. Тез. докл. Новосибирск, 1992. – С. 207 – 208.
98. Кристаллохимические особенности получения и электронные процессы в твердотельных гетероструктурах на основе арсенида индия / Б. И. Сысоев, Н. Н. Безрядин, А. В. Буданов и др. // 35 Intern. Wiss. Koll. – Т. Н. Ilmenau, DDR, 1990. – P. 15 – 16.
99. Полевые гетероструктуры на основе арсенида индия с полуизолирующими слоями соединений $\text{A}^{\text{III}}_2\text{B}^{\text{VI}}_3$ / В. С. Постников, Б. И. Сысоев, А. В. Буданов и др. // 32 Intern. Wiss. Koll. – Т. Н. Ilmenau, DDR, 1987. – P. 17.

100. Влияние термодинамической работы выхода металла на электронные состояния границы раздела ПП в МПДП системах / Т.А. Кузьменко, С.В. Сизов, Е.А. Михайлюк // Материалы ХLI отчетной конференции (2002) // Воронеж: ВГТА, 2003. – С. 148.

101. Устойчивость к облучению γ -квантами полевых гетероструктур типа МДП на основе кремния / Н. Н. Безрядин, Т. А. Кузьменко, С. В. Сизов и др. // Конденсированные среды и межфазные границы, – Т.6, – № 1, 2004. – С. 5 – 7.

102. Внутренняя фотоэмиссия в гетеропереходе Ga_2Se_3-Si / Н. Н. Безрядин, Т. А. Кузьменко, С. В. Сизов и др. // Конденсированные среды и межфазные границы, – Т.6, – №3, 2004. – С. 20 – 24.

103. Гетероструктуры $Me - Ga_2Se_3 - Si$ с эффектом поля / Н. Н. Безрядин, Т. А. Кузьменко, С. В. Сизов и др. // Материалы Международной научной конференции "Тонкие пленки и наноструктуры" (Пленки 2004). – С. 204 – 207.

104. Влияние металла контакта на поверхностные электронные состояния кремния в слоистой системе $M - Ga_2Se_3 - (SiO_x)Si$ / Н. Н. Безрядин, В. В. Ассессоров, С. В. Сизов и др. // Известия вузов.: Электроника, – № 2, 2006. – С. 18 – 24.

105. Безрядин, Н. Н. Туннельный механизм встраивания поверхностных электронных состояний в системах $M - Ga_2Se_3 - (SiO_2) Si$ / Н. Н. Безрядин, С. В. Сизов, Е. А. Михайлюк / Материалы ХLII отчетной конференции (2003) // Воронеж: ВГТА, 2004. – С. 6 – 8.

106. Безрядин, Н. Н. Моделирование электростатических характеристик слоистых систем / Н. Н. Безрядин, С. В. Сизов, Е. А. Михайлюк // Математическое моделирование информационных и технологических систем: сб. науч.тр. Воронеж.: ВГТА Вып.7, 2005. – С. 12 – 20.

107. Current – voltage characteristics of MIS structures with semiconducting gate layers / Sysoev B. I., Rovinskii A. P., Synorov V. F., Bezryadin N. N. // Microelectronics, 1978. – V. 7, – № 2. – P. 163.

108. Investigation of heterojunctions for MIS devices with oxygen – doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ on n – type GaAs / H. C. Casey, A. Y. Cho, D. V. Lang, E. H. Nicollian et. al. // J. Appl. Phys. – 1979. – v. 50 - № 5. – P. 3484 – 3491.

109. Проводимость пленок In_2Te_3 в гетероструктурах на основе арсенида индия / Н. Н. Безрядин, Е. А. Татохин, Т. В. Прокопова, Е.А. Михайлюк // Твердотельная электроника и микроэлектроника: Межвуз. сб.науч. тр. ВГТУ, 2005. – С. 4 – 9.

110. Безрядин, Н. Н. Температурные зависимости тока и дифференциальной проводимости пленок In_2Te_3 / Н. Н. Безрядин, Е. А. Татохин, Е.А. Михайлюк // Материалы XLIII отчетной конференции за 2004 год. – Ч. 2 Воронеж.: ВГТА, 2005. – С.165.

111. Электрофизические свойства In_2Te_3 и $\text{In}_{2x}\text{Ga}_{2(1-x)}\text{Te}_3$ в гетероструктурах на основе InAs/ Безрядин Н. Н., Михайлюк Е. А., Буданов А. В., Прокопова Т. В. // Вестник Воронежского государственного технического университета, 2014. – Т.10. –№ 4. – С. 69 – 73.

112. Михайлюк, Е. А. Построение эквивалентных схем для оценки параметров поверхностных состояний на границе раздела гетероструктур со слоями теллуридов индия/ Михайлюк Е. А., Прокопова Т. В., Татохин Е. А. // Евразийский Союз Ученых (ЕСУ) //– Ч. 5, – № 6, 2014. – С. 7 – 12.

113. Борисов, В.Л. Моделирование нейронных сетей на основе оптоэлектронного нейрона [Текст] / В.Л. Борисов, В.И. Клюкин, И.С. Суровцев // Микроэлектроника и информатика – 97: Межвуз. сб.науч. тр. МГИЭТ (ТУ), 1997. – С. 5.

114. Проводимость плёнок In_2Te_3 в гетероструктурах на основе арсенида индия / Михайлюк Е. А., Прокопова Т. В., Татохин Е. А., Безрядин Н. Н. // Вестник Воронежского государственного университета, 2014. – № 4. – С. 37 – 44.

115. Моделирование процессов токопрохождения плёнок $\text{A}^{\text{III}}_2\text{B}^{\text{VI}}_3$ в гетероструктурах на основе арсенида индия / Михайлюк Е.А., Безрядин Н.Н., Прокопова Т.В. // Конденсированные среды и межфазные границы, 2015. –Т.17. – № 2.– С. 181 – 191.

116. Глубокие центры на границе раздела в гетероструктуре $\text{In}_{2x}\text{Ga}_{2(1-x)}\text{Te}_3/\text{InAs}$ и $\text{In}_2\text{Te}_3/\text{InAs}$ / Домашевская Э.П., Михайлюк Е.А., Безрядин Н.Н., Прокопова Т.В. // ФТП, 2016. – № 3.– С. 111 – 121.

117. Михайлюк, Е.А. Электрофизические свойства полупроводниковых гетероструктур $\text{In}_2\text{Te}_3/\text{InAs}$ и $\text{In}_{2x}\text{Ga}_{2(1-x)}\text{Te}_3/\text{InAs}$ [Текст] / Е.А. Михайлюк, Т.В. Прокопова, Г. И. Котов // XII Всероссийская научно-практическая конференция «Современные проблемы горно-металлургического комплекса. Наука и производство» 18-20 ноября 2015 г. – С. __.