

**«ФИЗИКА-ҚУЁШ» ИЛМИЙ ИШЛАБ ЧИҚАРИШ БИРЛАШМАСИ
ФИЗИКА-ТЕХНИКА ИНСТИТУТИ, ИОН-ПЛАЗМА ВА ЛАЗЕР
ТЕХНОЛОГИЯЛАРИ ИНСТИТУТИ ВА САМАРҚАНД ДАВЛАТ
УНИВЕРСИТЕТИ ҲУЗУРИДАГИ ФАН ДОКТОРИ ИЛМИЙ
ДАРАЖАСИНИ БЕРУВЧИ 16.07.2013.ФМ/Т.12.01 РАҚАМЛИ
ИЛМИЙ КЕНГАШ**

**«ФИЗИКА-ҚУЁШ» ИЛМИЙ ИШЛАБ ЧИҚАРИШ БИРЛАШМАСИ
ФИЗИКА-ТЕХНИКА ИНСТИТУТИ**

ДАДАМИРЗАЕВ МУХАММАДЖОН ГУЛОМКОДИРОВИЧ

**ЯРИМЎТКАЗГИЧЛАРДАГИ ДЕФОРМАЦИОН ЭФФЕКТЛАР
ДИНАМИКАСИ ВА *p-n* ЎТИШДАГИ ИССИҚ ЗАРЯД
ТАШУВЧИЛАРНИНГ ЭЛЕКТР ЮРИТУВЧИ КУЧИ**

01.04.10 – Яримўтказгичлар физикаси (физика-математика фанлари)

ДОКТОРЛИК ДИССЕРТАЦИЯСИ АВТОРЕФЕРАТИ

Докторлик диссертацияси автореферати мундарижаси
Оглавление автореферата докторской диссертации
Content of the abstract of doctoral dissertation

Дадамирзаев Муҳаммаджон Гуломқодирович Яримўтказгичлардаги деформацион эффектлар динамикаси ва <i>p-n</i> ўтишдаги иссиқ заряд ташувчиларнинг электр юритувчи кучи	5
Дадамирзаев Муҳаммаджон Гуломқодирович Электродвижушие силы горячих носителей заряда в <i>p-n</i> -переходе и динамика деформационных эффектов в полупроводниках.....	27
Dadamirzayev Mukhammadjon Gulomkodiroyich Electromotive forces of heat charge carrier on <i>p-n</i> -junction and dynamics of deformational effects in semiconductors.....	51
Эълон қилинган ишлар рўйхати Список опубликованных работ List of published works.....	74

**«ФИЗИКА-ҚУЁШ» ИЛМИЙ ИШЛАБ ЧИҚАРИШ БИРЛАШМАСИ
ФИЗИКА-ТЕХНИКА ИНСТИТУТИ, ИОН-ПЛАЗМА ВА ЛАЗЕР
ТЕХНОЛОГИЯЛАРИ ИНСТИТУТИ ВА САМАРҚАНД ДАВЛАТ
УНИВЕРСИТЕТИ ҲУЗУРИДАГИ ФАН ДОКТОРИ ИЛМИЙ
ДАРАЖАСИНИ БЕРУВЧИ 16.07.2013.ФМ/Т.12.01 РАҚАМЛИ
ИЛМИЙ КЕНГАШ**

**«ФИЗИКА-ҚУЁШ» ИЛМИЙ ИШЛАБ ЧИҚАРИШ БИРЛАШМАСИ
ФИЗИКА-ТЕХНИКА ИНСТИТУТИ**

ДАДАМИРЗАЕВ МУХАММАДЖОН ГУЛОМКОДИРОВИЧ

**ЯРИМЎТКАЗГИЧЛАРДАГИ ДЕФОРМАЦИОН ЭФФЕКТЛАР
ДИНАМИКАСИ ВА p - n ЎТИШДАГИ ИССИҚ ЗАРЯД
ТАШУВЧИЛАРНИНГ ЭЛЕКТР ЮРИТУВЧИ КУЧИ**

01.04.10 – Ярим ўтказгичлар физикаси (физика-математика фанлари)

ДОКТОРЛИК ДИССЕРТАЦИЯСИ АВТОРЕФЕРАТИ

Докторлик диссертацияси мавзуси Ўзбекистон Республикаси Вазирлар Маҳкамаси хузуридаги Олий аттестация комиссиясида 30.09.2014/В2014.5.FM163 рақами билан рўйхатга олинган.

Докторлик диссертацияси ЎЗР ФА Физика-техника институти ва Наманган муҳандислик-педагогика институтида бажарилган.

Докторлик диссертациясининг тўла матни ЎЗР ФА Физика-техника институти, Ион-плазма ва лазер технологиялари институти ва Самарқанд давлат университети хузуридаги 16.07.2013.FM/Т.12.01 рақамли фан доктори илмий даражасини берувчи Илмий кенгаш веб-саҳифасига (fti-kengash.uz) жойлаштирилган.

Диссертация автореферати уч тилда (ўзбек, рус, инглиз) Илмий кенгаш веб-саҳифаси (fti-kengash.uz) ва “ZiyoNet” ахборот таълим тармоғида (www.ziynet.uz) жойлаштирилган.

Илмий маслаҳатчи

Шамирзаев Сезгир Хабибуллаевич

физика-математика фанлари доктори, профессор

Расмий оппонентлар:

Имамов Эркин Зуннунович

физика-математика фанлари доктори, профессор

Расулов Рустам Явқачович

физика-математика фанлари доктори, профессор

Аюханов Рашид Аҳметович

физика-математика фанлари доктори

Етакчи ташкилот:

Ўзбекистон Республикаси Миллий университети

Диссертация ҳимояси ЎЗР ФА Физика-техника институти, Ион-плазма ва лазер технологиялари институти ва Самарқанд давлат университети хузуридаги 16.07.2013.FM/12.01 рақамли Илмий кенгашнинг 2015 й «__» _____ соат ____ даги мажлисида бўлиб ўтади. (Манзил: 100084, Тошкент, Бодомзор йўли кўчаси, 26 уй. Тел./факс (99871) 235-42-91. e-mail: lutp@uzsci.net).

Докторлик диссертацияси билан ЎЗР ФА Физика-техника институти Ахборот-ресурс марказида танишиш мумкин (__ рақами билан рўйхатга олинган). (Манзил: 100084, Тошкент, Бодомзор йўли кўчаси 26 уй. Тел. /факс (99871) 235-30-41).

Диссертация автореферати 2015 йил «__» _____ куни тарқатилди.

(2015 йил «__» _____ даги _____ рақамли реестр баённомаси).

С.Л. Лутпуллаев

Фан доктори илмий даражасини берувчи
илмий кенгаш раиси ф.-м.ф.д., профессор

А.В. Каримов

Фан доктори илмий даражасини берувчи
илмий кенгаш илмий котиби ф.-м.ф.д., профессор

И.Г. Атабаев

Фан доктори илмий даражасини берувчи
илмий кенгаш қошидаги илмий семинар раиси
ф.-м.ф.д., профессор

Кириш (Докторлик диссертациясининг аннотацияси)

Диссертация мавзусининг долзарблиги ва зарурати. Жаҳонда ўта юқори частотали асбоблар соҳасида фундаментал тадқиқотларни ривожлантириш яримўтказгичлар физикасида муҳим илмий муаммолардан бири ҳисобланади. P-n-ўтишда электр юритувчи кучнинг ҳосил бўлишига ва яримўтказгичларда деформацион ҳодисалар жараёнига ўта юқори частотали (ЎЮЧ) майдон таъсирини ўрганиш сигналларни генерациялаш, модуляциялаш ва кучайтириш учун мўлжалланган диод структураларининг ток характеристикаларини ўзгариш динамикаси билан боғлиқ тадқиқотлар устувор ҳисобланади.

Ўта юқори частотали диодларни тадқиқ қилиш ва ишлаб чиқишда асосий эътибор GaAs ва InP структурага қаратилиб ЎЮЧ монолит интеграл схемаларни ва улар асосида модуллар ишлаб чиқилмоқда. Уларнинг элемент базаси бўлган дискрет яримўтказгичли асбобларнинг электрон компоненталарини тайёрлаш ва етказиб бериш устида тадқиқотлар олиб борилмоқда. Уларнинг функционал характеристикаларини кенгайтириш мақсадида ЎЮЧ электромагнит майдонини, деформацияни ва ёруғликни бир вақтдаги таъсирини ўрганишга доир тадқиқотлар долзарб ҳисобланади.

Концентрация бўйича носимметрик p-n-ўтишли диод структураларни тадқиқ қилишда ток ташувчиларга илиқлик ва иссиқлик шартларини амалга ошириш орқали унинг ток характеристикаларига деформация, ёруғлик нурланиши каби ташқи таъсирлар шароитида тадқиқ ўтказиш, қимматли маълумотларни олишга имкон берувчи омиллардан бири бўлиб, диссертация мавзуси билан боғлиқ тадқиқотларнинг заруратини ифодалайди.

Шу сабабдан ЎЮЧ майдонда бир вақтда деформация ва ёруғликнинг таъсирида яримўтказгичли структураларда содир бўлувчи эффектларни диод вольт-ампер характеристикаларининг ўзгариши билан боғлиқ равишда тадқиқ қилиш диссертацияда қўйилган муаммоларни ечишга асос бўлади.

Тадқиқотнинг республика фан ва технологиялари ривожланишининг устувор йўналишларига боғлиқлиги. Тадқиқот иши республика фан ва технологиялари ривожланишининг Ф2 «Физика, астрономия, энергетика ва машинасозлик» устувор йўналишига мувофиқ бажарилган.

Диссертация мавзуси бўйича хорижий илмий-тадқиқотлар шарҳи. Яримўтказгичли юпқа қатламларда фотовольтаик эффектнинг тадқиқотлари етакчи мамлакатларнинг илмий марказлари, институт ва университетларида, жумладан, The American Institute of Physics (АҚШ), National Astronomical Observatory of Japan (Япония), University of New Hampshire (АҚШ), А.Ф.Иоффе номидаги физика-техника институтларида (Санк-Петербург, Россия) олиб борилмоқда.

Жаҳон миқёсида бир қатор долзарб муаммолар ечилган бўлиб, жумладан, теллурид кадмий қатламининг вакуумдаги фотовольтаик эффекти (Япониянинг Миллий астрономия обсерваториясида), германий p-n-ўтишининг қаршилигига босим ва температуранинг таъсири (University of New Hampshire (АҚШ) университети), кучли ЎЮЧ майдонларда кремнийли

p-n-ўтишнинг фотоэлектрик хусусиятларини ва унда ҳосил бўладиган иссиқ ток ташувчилар термоэлектр юритувчи кучи кинетикасига таъсири (А.Ф.Иоффе номидаги физика-техника институти Санк-Петербурги, Россия) ўрганилган ҳамда босим остида бўлган диодлар электр хусусиятларининг ҳароратга боғланиши (University of New Hampshire, Япония) билан боғлиқ тадқиқотлар олиб борилмоқда.

ЎЮЧ майдондаги p-n-ўтишда ҳосил бўладиган электр юритувчи кучнинг деформацияга ва оптик нурланишга боғланишини ўрганиш бўйича олиб борилаётган тадқиқотлар бугунги кундаги фаннинг долзарб масалаларидан ҳисобланади.

Муаммонинг ўрганилганлик даражаси. Н. Kallmann ходимлари билан қия ўстирилган германий юпка қатламларида фотокучланиш тақиқланган зона кенглигидан анча катта бўлишини кўрсатган. Бунда мусбат ва манфий фотокучланишлар битта намунада бир вақтда мавжуд бўлиб, улардан устун келгани вақт ўтиши билан ўзгаради. Қоронғулик қаршилиги ва электр юритувчи кучи (ЭЮК) бир хил активация энергияси билан ҳароратга экспоненциал боғлиқлиги қоронғулик қаршилиги ҳамда ЭЮК бир хил элементар жараёнларда содир бўлишини кўрсатади.

Германийли p-n-ўтиш қаршилигига босим ва температуранинг таъсири University of New Hampshire (АҚШ) университети профессори Н.Н. Hall томонидан ўрганилган ва босимининг ўзгариши билан қаршилиқнинг ортиши кузатилган, у 12,5 фоизни ташкил қилиб, қўйилган 10000 фунт/дюйм² босим учун тақиқланган зона кенглиги ортишининг ўзгариши $3,1 \cdot 10^{-3}$ эВ га мос келади. 16,5 °C ва 20,5 ° C ҳарорат ўртасида ўлчашлар таҳлили тақиқланган зонанинг кенглиги ўртача 0,72 эВ атрофидаги қийматга эришган.

Профессор А.И.Вейнгер раҳбарлигидаги Россия олимлари гуруҳи томонидан кучли ЎЮЧ ли майдондаги p-n-ўтишларнинг электр хусусиятлари $p_p \gg n_n$ (n_n ва p_p лар n- ва p- соҳадаги асосий ток ташувчилар концентрацияси) бўлган ҳол учун тажриба ўтказилган. Вольт-ампер характеристика (ВАХ) га қиздирувчи майдоннинг таъсири ва иссиқ ток ташувчилар термо электр юритувчи кучининг ҳосил бўлиши нафақат ҳарорат ортишида, балки ташқи электр майдони таъсирида ўтиш ҳажмий заряд соҳасидаги рекомбинацион жараёнларнинг ўзгариши ҳисобига ҳам юзага келади. Бунда коваклар ҳароратининг ўзгариши ҳисобга олинмаган.

Бундан ташқари, ЎЮЧ ли майдонда ноидеаллик коэффиенти, қисқа туташув токи, салт юриш кучланиши ўртасидаги боғланиш ўрганилиб. электронлар ҳарорати (T_e)нинг ортиши билан ноидеаллик коэффиенти ўсиши кузатилган. Лекин ЎЮЧ ли майдонлардаги p-n-ўтиш ВАХ нинг ноидеаллик коэффиентига коваклар ҳароратининг таъсири ҳисобга олинмаган.

Бугунги кунда Ўзбекистон олимларидан С.Х.Шамирзаев ва Ғ.Ғуломовлар томонидан ЎЮЧ ли майдонларда электрон ва фононларнинг қизиши ички электростатик майдони бўлган p-n-ўтишда ўлчамли иссиқлик эффектларини кучайтириши ўрганилган.

Юқорида баён қилинганлардан кўринадики, ЎЮЧ ли майдондаги р-п-ўтиш ток характеристикаларини ҳисоблашда коваклар ҳароратининг ўзгариши ва унинг р-п-ўтиш ВАХ си ноидеаллик коэффициентига таъсири ҳисобга олинмаган. Шунингдек, носимметрик р-п-ўтишни бир жинсли бўлмаган киздиришда коваклар ҳароратини ҳисобга олгандаги уюрмавий тоқларнинг хусусиятлари, кучли ЎЮЧ ли майдонда р-п-ўтиш ВАХ га деформация ва ёруғлик нурланишининг бир вақтдаги таъсири ўрганилмаган.

Диссертация мавзусининг диссертация бажарилаётган илмий-тадқиқот муассасасининг илмий-тадқиқот ишлари билан боғлиқлиги. Тадқиқот иши Физика-техника институти ва Наманган муҳандислик-педагогика институтида Ф.2-1.55 «Яримўтказгичларда электрйоритувчи кучлар ҳосил бўлишининг янги механизмлари» (2003-2007 йй.); ОТ-Ф2-077 «Яримўтказгич пардаларда деформацион эффектлар динамикаси ва уларда юзага келувчи тоқларга электромагнит тўлқинларнинг таъсири» (2007-2011 йй.); Ф2-21 «Яримўтказгич-диэлектрик чегарасидаги сирт ҳолатлар зичлигини аниқлашни математик моделлаштириш» (2012-2016 йй.) илмий-тадқиқот ишлари Давлат дастури доирасида бажарилган.

Тадқиқотнинг мақсади ўта юқори частотали электромагнит майдон, деформация ва ёруғликнинг концентрация бўйича носимметрик яримўтказгичли р-п-ўтишнинг ток характеристикаларига таъсирини ўрганишдан иборат.

Мақсадга эришиш учун қуйидаги **тадқиқот вазифалари** қўйилган:

ЎЮЧ ли майдондаги носимметрик р-п-ўтиш ВАХ га электрон ва коваклар қизишининг ҳамда потенциал тўсиқ баландлиги ғалаёнининг таъсири жараёнларини ўрганиш;

ВАХ нинг ЎЮЧ ли майдонга боғланишини уч ўлчовли фазода тадқиқ этиш;

ВАХ нинг ЎЮЧ ли майдон, деформация ва ёруғлик билан боғланиш динамикасига р-п-ўтиш ноидеаллик коэффициентининг таъсирини ўрганиш;

ЎЮЧ ли майдонда нотекис қиздирилган носимметрик р-п-ўтишда уюрмавий тоқлар ҳосил бўлиш жараёнини ва уларнинг ВАХ га таъсирини ўрганиш;

юпқа яримўтказгичли қатламларда сиртий, реактив фотоэюклар намоён бўлишининг ҳажмий фотоэюк билан ўзаро боғланиш жараёнларини ўрганиш;

ўзгарувчан деформация амплитудаси ва частотасининг турли вариантларида концентрация(n) нинг деформация(ϵ) га боғланишини тадқиқ қилиш;

ЎЮЧ ли майдондаги р-п-ўтиш ВАХ га деформациянинг ва ёруғликнинг таъсирини тадқиқ қилиш.

Тадқиқотнинг объекти сифатида концентрацияси бўйича носимметрик яримўтказгичли р-п-ўтишлар ва юпқа қатламлар олинган.

Тадқиқотнинг предмети концентрация бўйича носиметрик яримўтказгичли р-п-ўтишда ток характеристикаларини ва юпқа қатламларнинг сиртий, реактив ва ҳажмий фотоЭЮКларнинг ҳосил бўлиш жараёнларини шакллантириш ҳисобланади.

Тадқиқотнинг усуллари. Тадқиқот жараёнида ЎЮЧ электромагнит майдон, деформация ва ёруғлик таъсиридаги концентрация бўйича носимметрик p-n-ўтишлар ва юпқа яримўтказгичли қатламлардаги электрон жараёнларда қўйилган масалаларни ечиш учун назарий ҳисоблар ва компьютерли моделлаштириш усуллари қўлланилган.

Тадқиқотнинг илмий янгилиги қуйидагилардан иборат:

илк бор ЎЮЧ майдонида жойлашган концентрацияси бўйича носимметрик p-n-ўтишда салт юриш кучланиши ва қисқа туташув токи нафақат юқори ҳароратли заряд ташувчилар ҳисобига, шунингдек юқори концентрацияли паст ҳароратда ҳам қизиган заряд ташувчилар ҳисобига ҳосил бўлиши асосланган;

ЎЮЧ майдондаги концентрация бўйича носимметрик p-n-ўтиш вольтампер характеристикаси, қисқа туташув токи ва салт юриш кучланишининг уч ўлчовли фазодаги боғланиши кўрилиб, унинг учинчи параметрга нисбатан ҳаракат динамикасининг ўзгариши исботланган;

ЎЮЧ майдонидаги p-n-ўтиш ВАХ ноидеаллик коэффициенти электрон ва коваклар ҳарорати (T_e ва T_h), берилган кучланиш тушуви (U) билан аниқланиши ва электрон ва коваклар концентрациясини, шунингдек уларнинг ҳароратини, диффузия коэффициенти ва диффузия узунлигини, фонлар ҳароратини, қўйилган кучланиш ва потенциал тўсиқ баландлигининг ғалаёнланишини ҳисобга олувчи ифода билан тавсифланиши асослаб берилган;

заряд ташувчилар кучсиз қиздирилганда ЭЮК ва токнинг ҳосил бўлиши концентрация бўйича носимметрик p-n-ўтиш ичида ЎЮЧ тўлқин электр майдон кучланганлиги векторининг оғиши ва Френкел эффектига, уларнинг заряд ташувчиларнинг кучли қизишида ортиши эса ЎЮЧ тўлқин электр майдон кучланганлиги векторининг оғиши, Френкел эффект ва шулар билан бир вақтда потенциал тўсиқ баландлигининг ғалаёнланиши билан боғлиқлиги аниқланган;

ЎЮЧ майдондаги носимметрик p-n-ўтишни нотекис қиздирилганда уюрмавий тоқлар ҳосил бўлиши электрон ва коваклар қизиши, шулар билан бирга потенциал тўсиқ баландлиги ғалаёнланиши билан боғланган тўлиқ токни камайишига олиб келишини кўрсатувчи ВАХ ҳисоби амалга оширилган;

юқори қувватли ЎЮЧ майдондаги концентрация бўйича носимметрик p-n-ўтиш тоқининг потенциал тўсиқ баландлигининг ғалаёни ва рекомбинацион тоқнинг ортиши туфайли ўсиши ёритиш натижасида генерацияланган фототок ташувчилар томонидан енгиб турилади, бу p-n-ўтиш ВАХ сини тоқнинг кичик қийматлари томон силжишига олиб келиши тасдиқланган;

юқори қувватли ЎЮЧ майдондаги концентрация бўйича носимметрик p-n-ўтиш деформацияси генерацияланган p-n-ўтиш тоқининг ортишига олиб келиши, унга бир вақтнинг ўзида ёруғликнинг таъсири эса унинг камайишига олиб келиши аниқланган.

Тадқиқотнинг амалий натижаси. ЎЮЧ майдон таъсиридаги яримўтказгичли диодларда электр юритувчи кучининг вужудга келиши аниқланган бўлиб, ковакнинг қизиши ҳисобига эса текширилаётган соҳа диапазони етарли даражада кенгайишидан ЎЮЧ майдон индикатори сифатида фойдаланишга имкон беради.

Тадқиқот натижаларининг ишончлилиги олинган ҳисоб натижаларининг бошқа тажриба натижаларга мос тушиши, математик статистика усулларидан фойдаланилгани билан асосланади.

Тадқиқот натижаларининг илмий ва амалий аҳамияти. Тадқиқотда олинган натижаларнинг илмий аҳамияти деформация ва ёруғлик таъсиридаги р-п-ўтиш ток характеристикаларини ЎЮЧ майдон қувватига боғлиқлиги билан белгиланади.

Диссертация тадқиқотининг амалий аҳамияти шундан иборатки, юзага келувчи ЭЮК нинг ЎЮЧ майдон қувватига боғлиқлиги яримўтказгичли диодларни ЎЮЧ сигнал қуввати индикатори сифатида фойдаланишга имкон беради.

Тадқиқот натижаларининг жорий қилиниши. Диссертацияда бажарилган ковак қизиши ҳисобга олинган ҳолда деформация ва ёруғлик таъсиридаги ток характеристикаларини ҳисоблаш натижаларининг назарий ҳисоблари Россия Фанлар академияси Физика-техника институтининг «Изолятор - металл фазовий ўтиш яқинидаги номагнит яримўтказгичларда аралашма спинларининг антиферромагнит ва ферромагнит тартибланиши» илмий гранти тадқиқоти натижаларини таҳлил қилишда қўлланилган (Россия ФА Физика-техника институтининг 11.16.2015 йилдаги маълумотномаси).

Тадқиқот натижаларининг апробацияси. Диссертациянинг асосий мазмуни қуйидаги халқаро ва республика миқёсида ўтказилган илмий анжуманларда муҳокама қилинган: 6th International Scientific Conference «Applied Sciences and technologies in the United States and Europe: common challenges and scientific findings» (New York, USA, 2014), «Микро ва нанотизимли яримўтказгичларда оптик ва фотоэлектрик ҳодисалар» (Фарғона, 2014), «Физиканинг фундаментал ва амалий муаммолари» (Тошкент, 2013), «Қаттиқ жисмлар физикасининг долзарб муаммолари» (Андижон, 2009), «Яримўтказгичли структураларда фотоэлектрик ва оптик ҳодисалар» (Фарғона, 2006), «Яримўтказгичлар физикасининг фундаментал ва амалий муаммолари» (Андижон, 2005), «Физиканинг фундаментал ва амалий муаммолари» (Тошкент, 2003).

Диссертация ишининг асосий натижалари Наманган муҳандислик-педагогика институти бирлашган семинарида Фарғона ва Андижон вилоятлари мутахассислари иштирокида (30.04.2015й) ва ЎзР ФА «Физика-Қуёш» ИИЧБ Физика-техника институти яримўтказгичлар йўналиши бўйича семинарида (30.09.2015й.) ҳамда Физика-техника институти, Ион плазма ва лазер технологиялари институти ва Самарқанд давлат университети ҳузуридаги 16.07.2013.ФМ/Т.12.01 рақамли Илмий кенгаш асосида 01.04.10 ихтисослиги бўйича илмий кенгаш қошидаги илмий семинарда (20.11.2015й.) муҳокама қилинган.

Тадқиқот натижаларининг эълон қилиниши. Диссертация мавзуси бўйича жами 24 та илмий иш, шу жумладан 13 та илмий мақола, улардан 6 таси хорижий илмий журналларда ва 11 та илмий анжуманларда чоп этилган.

Диссертациянинг ҳажми ва тузилиши. Диссертация кириш, бешта боб, хулоса ва фойдаланилган адабиётлар рўйхати, 200 саҳифадан иборат матн, 46 та расм, 6 та жадвал ва 9 та иловадан иборат.

ДИССЕРТАЦИЯНИНГ АСОСИЙ МАЗМУНИ

Кириш қисмида диссертация мавзусининг долзарблиги ва зарурати асосланган, тадқиқотнинг республика фан ва технологиялари ривожланишининг устувор йўналишларига мослиги кўрсатилган, мавзу бўйича хорижий илмий-тадқиқотлар шарҳи, муаммонинг ўрганилганлик даражаси келтирилган, тадқиқот мақсади, вазибалари, объекти ва предмети тавсифланган, тадқиқотнинг илмий янгилиги ва амалий натижалари баён қилинган, олинган натижаларнинг назарий ва амалий аҳамияти очиб берилган, тадқиқот натижаларининг жорий қилиниши, нашр этилган ишлар ва диссертация тузилиши бўйича маълумотлар берилган.

Биринчи боб «**ЎЮЧ нурланишнинг яримўтказгичли диод билан таъсирлашуви ва юпқа қатламларларда фотоэффект ҳодисаси тадқиқотларининг замонавий ҳолати таҳлили**»да электронларини электрмайдон билан қиздирилган яримўтказгичли асбобларни ва улардаги физикавий эффектларни ўрганиш ва тадқиқ қилишга, шунингдек ЎЮЧ ли майдон тасиридаги р-п-ўтишли структура ток характеристикаларининг ноидеаллик коэффициентига боғланишига, юпқақатламларда сирт, реактив фото ЭЮКлар номоён бўлиш жараёнларига бағишланган муаммолар бўйича адабиётлар шарҳи келтирилган.

Иккинчи боб «**ЎЮЧли майдондаги р-п-ўтишда потенциал тўсиқ ғалаёнининг хусусиятлари, ЭЮКлар номоён бўлиши ва ток характеристикаларининг хусусиятлари**»да ЎЮЧли майдонда жойлаштирилган симметрик ва носимметрик р-п-ўтиш ВАХга электрон ва коваклар қизишининг таъсири, потенциал тўсиқ баландлигининг ғалаёни, ЎЮЧли майдондаги р-п-ўтишда ноидеаллик коэффициентининг қиздирилган ток ташувчилар температурасига боғлиқлиги ва ЎЮЧли майдоннинг р-п-ўтиш электр характеристикаларига таъсирини уч ўлчовли фазода тасвирлаш бўйича амалга оширилган тадқиқотларнинг натижалари келтирилган.

ЎЮЧли майдонда илиқ электронлар ҳаракатчанлигининг ва потенциал тўсиқ баландлигининг майдоний боғланишини аниқлайдиган, симметрик р-п-ўтиш вольтампер характеристикасини тасвирлайдиган, электронлар қизишини ҳисобга оладиган аналитик ифода келтириб чиқарилган:

$$\bar{I} = \frac{kTn_i^2 \mu_{0e} (1 - \beta_e E^2)}{L_e p_p} \left[\left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_e} \right) I(U_B, T_e) - 1 \right]. \quad (1)$$

Бунда диоддаги детектрланган кучланиш қуйидаги формула орқали аниқланади:

$$U = \frac{kT_e}{e} \left\{ \ln \left(\frac{\bar{I}}{I_S} + 1 \right) + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{T}{T_e} \right) - \frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_e} \right) - \ln I(U_B, T_e) \right\} \quad (2)$$

$$\text{Бу ерда } I_S = \frac{kTn_i^2 \mu_{0e} (1 - \beta_e E^2)}{L_e p_p} \quad (3)$$

Маълумки, ЎЮЧли майдонда ток жойлашувининг қизиши ЭЮК нинг ҳосил бўлишига олиб келади, унинг салт юриш юқори частотали (ЮЧ) кучланиши $j=0$ да қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$U_{oc} = -\frac{kT_e}{e} \left\{ \frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_e} \right) + \ln I(U_B, T_e) - \frac{1}{2} \ln \left(\frac{T}{T_e} \right) \right\} \quad (4)$$

ва қисқа тўқнашув токи мос ҳолда ($U=0$):

$$I_{sc} = I_s \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_e) \exp \left[\frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_e} \right) \right] - 1 \right\} \quad (5)$$

Юқори қувватли ЎЮЧ майдонда электронлар ҳаракатчанлигининг температурасига боғлиқлигини ҳисобга олинганда, кремнийли р-п-ўтишларда электронларнинг тўйиниш токи қуйидаги ифодага эга бўлади:

$$I_{se} = \sqrt{\frac{kT_e}{e\tau_e} \frac{4 \cdot 10^9 T^{-2,6}}{p_p^2}}, \quad (6)$$

1(a) расмда келтирилган ток характеристикаларини қуйидаги формула билан тасвирлаш мумкин:

$$I = \sqrt{\frac{kT_e}{e\tau_e} \frac{4 \cdot 10^9 T^{-2,6}}{p_p^2}} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_e) \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U_{oc})}{kT_e} \right) - 1 \right\} \quad (7)$$

Иссиқ электронлар ҳолатида электронлар температурасининг ортиши билан тўла ток кучли ортади (1-(а)расм), ЮЧ қисқа туташув токи эса

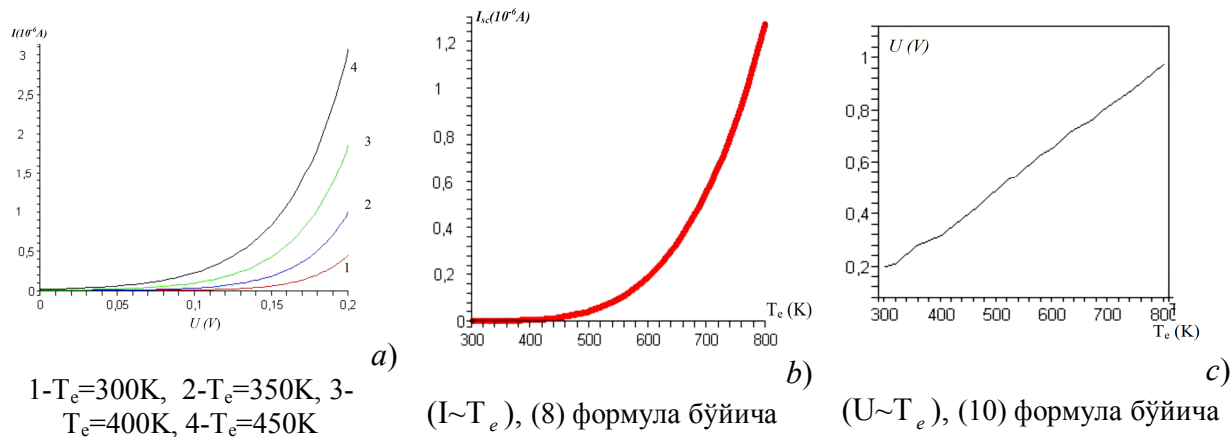
$$I_{кз} = \sqrt{\frac{kT_e}{e\tau_e} \frac{4 \cdot 10^9 T^{-2,6}}{p_p^2}} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_e) \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e\varphi_0}{kT_e} \right) - 1 \right\}. \quad (8)$$

қуйидаги кўпайтувчи қийматига ўзгаради(1-(в)расм):

$$I(U_B, T_e) = \int_0^{2\pi} \exp \left(-\frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_e} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi}. \quad (9)$$

Электронлар температурасининг ортиши билан ((7) да $j=0$) мос ҳолда ЮЧ салт юриш кучланиши (1-(с) расм) ҳам ортади:

$$U_{oc} = \frac{kT_e}{e} \left\{ \ln \left[\frac{1}{\left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_e)} \right] + \frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T_e} + \frac{1}{T} \right) \right\} \quad (10)$$



1. расм. Кремнийли p-n-ўтишлар ток характеристикаларининг электрон температурасига боғлиқлиги

ЎЮЧли майдонда кремнийли намуналар учун ЮЧ салт юриш кучланишининг тажрибавий қийматлари катта қийматларга эга бўлади, масалан, А.И.Вейгер иши 10 эВ гача, бу кутилган миқдордан бир неча марта каттадир. Биз томонимиздан ноидеаллик коэффиценти учун қуйидаги формула келтириб чиқарилди:

$$T_e^* = mT_e \quad (11)$$

бу ерда
$$m = \left[1 + \frac{kT}{e\varphi_0} \ln \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{eU_{B\perp} \cos(\omega t)}{kT_e}\right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} \right], \quad (12)$$

Бундан кейинчалик ЎЮЧ ли майдондаги диод ВАХсини изохлаш учун фойдаланилди.

Шундай қилиб, диод назариясига кўра тўлқин даври электронларнинг тўсиқдан ўтиш вақтидан катта бўлганда тўсиқ орқали ўтувчи тўлиқ ток диоднинг электрон ва ковак ташкил этувчиларидан иборат бўлади:

$$j = j_e + j_h = \frac{eD_e n_p}{L_e} \left[\left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B \cos(\omega t)}{kT_e} \right) - 1 \right] + \frac{eD_h p_n}{L_h} \left[\left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B \cos(\omega t)}{kT_h} \right) - 1 \right] \quad (13)$$

ёки тўла токнинг ўртача қиймати қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$\bar{j} = \int_0^{2\pi} (j_e + j_h) \frac{d(\omega t)}{2\pi}. \quad (14)$$

ЎЮЧ тўлқиннинг паст қувватларида диод орқали ток тегишлича илиқ заряд ташувчилар ва потенциал тўсиқ баландлигининг ғалаёни ҳисобидан ҳосил бўлади. Лекин ЎЮЧли тўлқиннинг юқори қувватларида электрон ва

коваклар температураси вақтга боғлиқ бўлмайди, чунки улар тўлқин даври ичида совишга улгурмайди, унда $T_e \neq T_h \neq T$ учун диод ВАХ қуйидаги формула ёрдамида аниқланади:

$$\bar{I} = \frac{eD_e n_p}{L_e} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_e} \right) \int_0^{2\pi} \exp \left(- \frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_e} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\} + \frac{eD_h p_n}{L_h} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_h} \right) \int_0^{2\pi} \exp \left(- \frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_h} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\}. \quad (15)$$

Бундан кўринадики, ЎЮЧли майдонда диод токи потенциал тўсиқ баландлигининг ғалаёни ва ток ташувчиларнинг қизиши (T_e ва T) ҳисобига ортади. Бунда токнинг ортиши қуйидаги интеграл ёрдамида аниқланади:

$$I(U_B, T_h) = \int_0^{2\pi} \exp \left(- \frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_h} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi}. \quad (16)$$

Ўз навбатида ЮЧ қисқа туташув токи ($U=0$) қуйидаги кўринишини олади:

$$\bar{j} = \frac{eD_e n_p}{L_e} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_e) \exp \left[\frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_e} \right) \right] - 1 \right\} + \frac{eD_h p_n}{L_h} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_h) \exp \left[\frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_h} \right) \right] - 1 \right\}. \quad (17)$$

Бу ердан кўринадики, ЮЧ қисқа туташув токи ҳам ток ташувчилар температураси кўтарилиши билан ортади. Потенциал тўсиқ баландлигининг ғалаёни ва заряд ташувчиларнинг қизиши р-п-ўтиш ЮЧ қисқа туташув токини ҳар доим орттиради. Ўртача қиймат тўғрисидаги теоремани қўллаб ўртача токни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\bar{j} = \frac{eD_e n_p}{L_e} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left[\frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_e} \right) - \frac{eU_B |\cos(\omega t)|}{kT_e} \right] - 1 \right\} + \frac{eD_h p_n}{L_h} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left[\frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_h} \right) - \frac{eU_B |\cos(\omega t)|}{kT_h} \right] - 1 \right\}. \quad (18)$$

Юқори частотали салт юриш кучланишнинг ($j=0$) ифодаси $p_n = n_i^2 / n_n$ ни ҳисобга олганда қуйидаги кўринишни олади:

$$\frac{D_e}{L_e p_p} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_e) \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U_{oc})}{kT_e} \right) - 1 \right\} = - \frac{D_h}{L_h n_n} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_e) \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U_{oc})}{kT_h} \right) - 1 \right\}. \quad (19)$$

Коваклар ҳаракатчанлигининг панжара температурасига қуйидаги:

$$D_h = \frac{kT_h}{e} \mu_h, \quad \mu_h = 2,5 \cdot 10^8 \cdot T^{-2,3}, \quad \sim 150 < T < 400K.$$

боғланишини ҳисобга олиб, (19) формулани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\begin{aligned} & \sqrt{\frac{kT_e}{e\tau_e} \frac{4 \cdot 10^9 T^{-2,6}}{p_p^2}} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_e) \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U_{oc})}{kT_e} \right) - 1 \right\} = \\ & = - \sqrt{\frac{kT_h}{e\tau_h} \frac{2,5 \cdot 10^8 T^{-2,3}}{n_n^2}} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_e) \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U_{oc})}{kT_h} \right) - 1 \right\}. \end{aligned} \quad (20)$$

(20)- ифодадан кўринадикки, конвекция токи асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг концентрацияси, температураси, диффузия коэффициентлари ва яшаш вақти билан аниқланади. Бундан келиб чиқадикки, диодга кучли электромагнит майдон таъсир қилганда р-п-ўтиш токининг ўзгаришига масъул бўлган барча факторларни ҳисобга олиш керак.

ЎЮЧли майдоннинг паст қувватларида электрон ва ковакларнинг қизишини ҳисобга олмаслик мумкин, чунки диод орқали ток фақат тўғриланишга олиб келувчи потенциал тўсиқ баландлигининг ғалаёни ҳисобига ҳосил бўлади. ЎЮЧли тўлқиннинг катта қувватларида $p_n = n_i^2 / n_n$ ни ҳисобга олганда хусусий заряд ташувчилар концентрациясининг панжара температурасига ва тақиқланган зона кенглигига боғлиқлиги кремний учун:

$$n_i^2 = 1,5 \cdot 10^{33} \cdot T^3 \cdot e^{-\frac{\Delta\varepsilon}{kT}}; \quad \Delta\varepsilon = 1,27\text{эВ}; \quad (21)$$

электрон ва ковак тўйиниш токи учун қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$j_{se} = \sqrt{\frac{ekT_e}{\tau_e} \cdot T^{3,4} \cdot 10^9} \cdot \frac{3 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\Delta\varepsilon}{kT}}}{p_p} \quad (22)$$

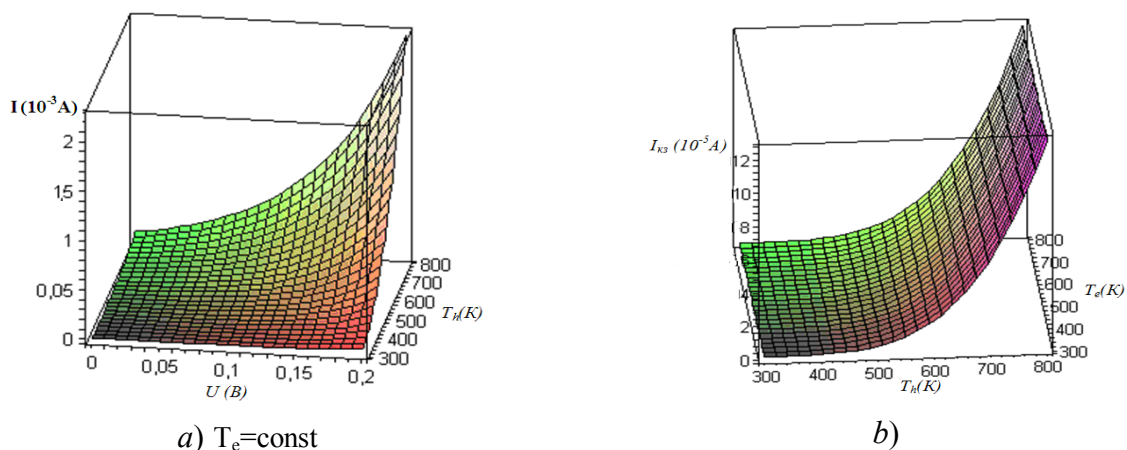
$$j_{sh} = \sqrt{\frac{ekT_h}{\tau_h} \cdot T^{3,7} \cdot 2,5 \cdot 10^8} \cdot \frac{1,5 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\Delta\varepsilon}{kT}}}{n_n} \quad (23)$$

(22) ва (23) ифодаларни ҳисобга олиб (15) формулани р-п-ўтишга ЎЮЧли майдон таъсир қилганда бир вақтда ҳам электронлар ва ҳам ковакларнинг қизишини ҳисобга олган ҳолдаги ҳосил бўладиган ток ва ЭЮК ни аниқлайдиган кўринишда қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\bar{j} = \sqrt{\frac{ekT_e \cdot T^{3,4} \cdot 10^9}{\tau_e}} \cdot \frac{3 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\Delta\varepsilon}{kT}}}{p_p} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_e} \right) \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_e} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\} +$$

$$+ \sqrt{\frac{ekT_h \cdot T^{3,7} \cdot 2,5 \cdot 10^8}{\tau_h}} \cdot \frac{1,5 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\Delta\varepsilon}{kT}}}{n_n} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_h} \right) \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_h} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\} \quad (24)$$

Ишончли ва кўргазмали маълумотларни олиш мақсадида р-п-ўтиш электр характеристикаларининг ЎЮЧли майдонда қиздирилган ток ташувчилар температурасига боғланиш графиги Maple дастури ёрдамида уч ўлчовли фазода тасвирланди. ВАХ ни тасвирлаш учун ЎЮЧли майдон билан қиздирилган ток ташувчиларнинг берилган турли температураларида токнинг кучланишга боғланишини ифодаловчи (24) формуладан фойдаланилди. Аввало, коваклар температурасини ўзгармас ҳисоблаб, электронлар температурасининг ўзгаришида ВАХ тузилди. Бунда электронлар температурасининг 300-800 К оралиғида ток ҳаммаси бўлиб 50% ўзгарди. Яъни носимметрик р-п-ўтишда ($p_p \gg n_n$) иссиқ заряд ташувчилар токнинг ортиши электронлар температурасига деярли боғлиқ эмас. 2(a)-расмда р-п-ўтиш ВАХси электронлар температураси ўзгармас ($T_e = \text{const}$) бўлган ҳол учун уч ўлчовли фазода (j, U, T_h) келтирилган. Бунда 2(a)-расмдан



2. Расм. Кремнийли р-п-ўтишнинг электрон ва коваклар температураси бўйича ўзгаришининг уч ўлчовли фазода ток характеристикаси

кўринадики, коваклар температурасини 300 К дан 800 К гача ўзгартирилганда ток кучи бир тартибдан кўпроққа ортади, бу тўла токни шакллантиришда асосий ролни коваклар токи белгилашини асослайди. ЮЧ қиска туташув токининг электрон ва коваклар температурасига боғланиши уч ўлчовли графиги қуйидаги формула билан аниқланади:

$$\bar{I}_{kz} = \sqrt{\frac{ekT_e \cdot T^{3,4} \cdot 10^9}{\tau_e}} \cdot \frac{3 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\Delta\varepsilon}{kT}}}{p_p} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left[\frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_e} \right) \right] \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_e} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\} +$$

$$+ \sqrt{\frac{ekT_h \cdot T^{3,7} \cdot 2,5 \cdot 10^8}{\tau_h}} \cdot \frac{1,5 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\Delta\varepsilon}{kT}}}{n_n} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left[\frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_h} \right) \right] \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_h} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\}, \quad (25)$$

(25) формула асосида олинган фазовий боғланиш 2(b) расмда келтирилган. Кўриниб турибдики, қисқа туташув токи коваклар температурасига кучли боғланган ва электронлар температурасига деярли боғлиқ эмас ва у келтирилган сиртда $f(j_{кз}, T_e, T_h)$ ётади.

Маълум тажриба ишларини ўрганилганда ЎЮЧ майдонидаги кремнийли диодларда ноидеаллик коэффиценти қийматлари қизиган электронлар, шунингдек коваклар температурасини ҳисобга олгандаги ҳисоб натижалари билан мос тушмайди, биз томонимиздан ноидеаллик коэффицентининг электронлар ва коваклар температураси (T_e ва T_h) га боғлиқлиги уч ўлчовли координатада кўрилди.

Биз томонимиздан олинган (15) формула $T_e=T_h=T$; $U_B=0$ шартларда m учун ноидеаллик коэффицентининг анъанавий формуласига айланади:

$$m = \frac{eU}{kT \ln\left(\frac{I}{I_s} + 1\right)} \quad (26)$$

(15)- ифода ва ўртача қийматлар тўғрисидаги теорема:

$$f(U_B) = \left| \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_e}\right) d(\omega t) \right| \approx \left| \exp\left(-\frac{eU_B |\cos(\omega t)|}{kT_e}\right) \right| \gg 1 \quad (27)$$

дан фойдаланиб р-п-ўтиш ВАХ си учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$\begin{aligned} \bar{I} = & \frac{eD_e n_p}{L_e} \left\{ \left(\frac{T_e}{T}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B |\cos(\omega t)|}{kT_e}\right) - 1 \right\} + \\ & + \frac{eD_h p_n}{L_h} \left\{ \left(\frac{T_h}{T}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B |\cos(\omega t)|}{kT_h}\right) - 1 \right\} \end{aligned} \quad (28)$$

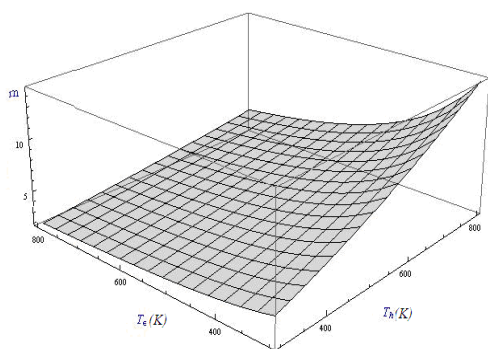
Юқори қувватли ЎЮЧ майдонида $T_e \neq T_h > T$; $U_B \neq 0$ бўлганда тажрибавий тадқиқотлар носимметрик (P_p/n_n) $\gg 1$ диодлар учун олиб борилган. Бундай ҳолларда р-п-ўтиш орқали ўтаётган тўлиқ токка асосий ҳиссани қизиган зарядлар қўшади. Бундай ҳол учун ноидеаллик коэффиценти формуласини (28)-формуланинг 2-ҳадидан оламиз:

$$m(T_h, T, U_B) = \frac{\frac{e}{k} \left(\frac{\varphi_0}{T} - \frac{(\varphi_0 - U) + U_B |\cos(\omega t)|}{T_h} \right)}{\ln \left[\left(\frac{I_h}{I_{sh}} + 1 \right) \left(\frac{T}{T_h} \right)^{\frac{1}{2}} \right]} \quad (29)$$

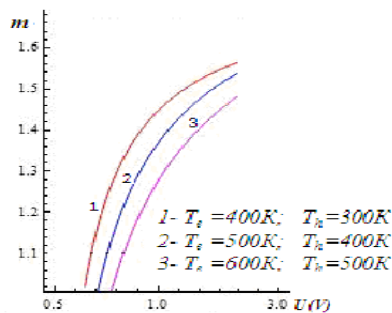
Агар $(P_p / n_n) \ll 1$ бўлса, р-п-ўтиш орқали ўтаётган тўлиқ токка асосий ҳиссани қизиган электронлар қўшади. У ҳолда ноидеаллик коэффициенти учун (28)-формуланнинг 1-қисмидан қуйидаги формулани оламиз:

$$m(T_e, T, U_B) = \frac{e \left(\frac{\varphi_0}{T} - \frac{(\varphi_0 - U) + U_B |\cos(\omega t)|}{T_e} \right)}{\ln \left(\left(\frac{I_e}{I_{se}} + 1 \right) \left(\frac{T}{T_e} \right)^{\frac{1}{2}} \right)} \quad (30)$$

Олинган формулалар асосида ноидеаллик коэффицентини бир вақтнинг ўзида электронлар ва коваклар қизишига боғлиқлиги кўрсатилди, m нинг T_e ва T_h га боғлиқлигининг уч ўлчовли координатаси олинди (расм 3 (а)), m нинг U кучланишга боғлиқлиги аниқланди (расм 3(б)).



а) уч ўлчовли фазода



б) оддий координатада

Рис.3. Ноидеаллик коэффицентининг электрон T_e ва ковак T_h температураси ва кучланиш U га боғлиқлиги

Расмлардан кўринадики, турли хил n_n ва p_p концентрацияли намуналар учун m нинг температура билан монотон ортиши ўринлидир. Бу натижалар m ҳақиқатдан T_e и T_h ларга, шунингдек кучланиш тушувига боғлиқлигини кўрсатади.

Шундай қилиб, ЎЮЧ майдонида р-п-ўтишнинг токли характеристикалари учун, заряд ташувчилар концентрациясини, уларнинг температурасини, электрон ва коваклар учун диффузия коэффицентини ва диффузия узунлигини, панжара температурасини, қўйилган кучланиш ва потенциал тўсиқ баландлиги ғалаёнлашини ҳисобга олгандаги ноидеаллик коэффицентини баҳоловчи ифода олинди.

Учинчи боб «ЎЮЧ майдонининг ток характеристикаларига таъсири ва р-п-ўтишнинг нотекис қиздирилиши»да кучли ЎЮЧ майдонида р-п-ўтишнинг актив ва сиғим ўтказувчанлиги, Френкель эффекти ва носимметрик р-п-ўтиш ичида ЎЮЧ тўлқин электр майдон кучланганлиги оғиши, шунингдек заряд ташувчилар қизишининг диод ВАХ сига таъсири бўйича олиб борилган тадқиқот натижалари келтирилган.

ЎЮЧ майдонида р-п-ўтиш токларининг актив - I_a ва реактив - I_r ташкил этувчиларини тадқиқ этиш асосида электр майдон кучланганлиги T даврли вақт бўйича даврий функция ҳисобланганлиги туфайли сиғимли

токнинг ўртача қиймати нолга тенглигини, актив ташкил этувчининг ўртача қиймати эса нолдан фаркли ва ЎЮЧ майдонда диодда генерацияланган ўртача ток билан ифодаланиши аниқланган $\left(\bar{I}_a = \int_{t_1}^{t_1+T} \frac{ep_n\mu_p}{L_p} \exp\left(\frac{eU_0}{kT}\right) dt \right)$.

Типик қиймат ($v=10^{10}$ Гц; $\tau_p=10^{-5}$ с.) ли диодлар учун қуйидаги:

$$\frac{I_r}{I_a} = \frac{\frac{ep_n\mu_p}{L_p} \frac{\omega\tau_p}{2} \exp\left(\frac{eU_0}{kT}\right)}{\frac{ep_n\mu_p}{L_p} \exp\left(\frac{eU_0}{kT}\right)} = \frac{\omega\tau_p}{2} = \frac{2\pi\nu\tau_p}{2}. \quad (31)$$

формула оркали реактив ток актив токдан бир неча тартиб ($\sim 3 \cdot 10^5$) га катталиги кўрсатилган.

ЎЮЧ тўлқин электр майдон кучланганлиги векторининг р-п-ўтиш ичида оғиши ва тутиш коэффицентини ионизация коэффицентига боғлиқлиги бўйича Френкел эффекти

$$\beta_1\beta_2 = \gamma_1\gamma_2 n_0 p_0 = \gamma_1\gamma_2 n_i^2 \quad (32)$$

ҳатто заряд ташувчиларнинг кучсиз қизишида ҳам ток ва ЭЮК ларни юзага келишига олиб келиши аниқланган.

Шунинг учун тўлиқ ток электрон ва коваклар қизиши, потенциал тўсиқ баландлигининг ғалаёнланиши, шунингдек Френкель эффекти ҳисобига пайдо бўлади ва булар р-п-ўтишдаги генерацияланган катта кучланишлар сабабчиси ҳисобланади.

Носимметрик р-п-ўтиш учун электрон ва ковакларни бир пайтнинг ўзида қизишини, шунингдек бир жинсли бўлмаган қиздиришда уярмавий тоқларнинг пайдо бўлишини ҳисобга олгандаги аналитик ифодага эга бўлинди.

Тўртинчи боб «**ЎЮЧ майдондаги яримўтказгичли қатламлар ва р-п-ўтишда фотоэлектрик ҳодисаларни ўрганиш**»да сиртдан қайтган фотоэлектронларнинг ҳажмий ва сиртий фотоэюк пайдо қилиш жараёнларини, юпқа яримўтказгич қатламларда генерацияланган фотокучланишга реактив фотоэюк таъсирини, ЎЮЧ майдонида ёруғлик таъсир этган р-п-ўтишда термофотоэюк пайдо бўлиш эффектларини, кучли ЎЮЧ майдонида ёритилган р-п-ўтиш ВАХ ноидеаллик коэффицентини ўрганиш натижалари келтирилган.

Юпқа яримўтказгичли қатламларда баллистик фотоэюкнинг пайдо бўлиши тўғридан-тўғри ёруғлик интенсивлигига пропорционаллиги ва у фотоэлектронларнинг тезлиги, ғалаёнлашган заряд ташувчиларнинг эркин югуриш йўли билан аниқланиши, сиртдан қайтган заряд ташувчилар фотоэюкси эса кучли ёруғлик ютилишида фақат катта эркин югуриш йўлига эга бўлган намуналарда ҳажмий электрюритувчи кучдан устунлик қилиши мумкинлиги ва шунингдек худди ҳажмий электр юритувчи кучдек тасвирланиб қолиши мумкинлиги кўрсатилган

Қия чанглатилган юқори омли қатламларда аррасимон тишли микрорельеф сиртдан қайтган фотоэлектронлар ҳисобига пайдо бўлган реактив фотоэюк ҳажмий электр юритувчи кучдан катталиги $U_r/U_{Vзуб}$:

$$\frac{U_r}{U_{Vзуб}} = \frac{\alpha S a \ell_e^2}{\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dx} dL_p^2} = \chi \frac{a}{d} \frac{\ell_e^2}{L_p^2} = \chi \eta \frac{\ell_e^2}{L_p^2}. \quad (33)$$

ва $\chi \eta \ell_e^2 > L_p^2$ бўлганда эркин югуриш йўли узунлигига, шунингдек, ёруғлик интенсивлиги, диффузия узунлиги, намунанинг ўлчами ва солиштирма қаршилигига кучли боғлиқлиги аниқланган, фотоэлектронларнинг реактив фотоЭЮК си

$$U \cong g(I) \ell_e^2 \rho_0 (a/d) \quad (34)$$

айнан эркин югуриш масофасининг квадратиға кучли боғлиқ.

Паст қувватли ЎЮЧ тўлкинида ($I_c \neq 0$; $T_e = T_h = T$; $U_B \neq 0$ бўлганда) р-п-ўтиш ёритилганда ток характеристикалари потенциал тўсиқ баландлиги ғалаёнланиши ва ёруғлик ташкил этувчиси билан аниқланиши топилган:

$$\bar{I}(U_B, I_c) = I_s \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) \int_0^{2\pi} \left(\exp\left(-\frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT}\right) \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right] - I_c, \quad (35)$$

юқори қувватли ЎЮЧ тўлкинида ($I_c = 0$; $T_e \neq T_h > T$; $U_B \neq 0$ бўлганда) эса диоднинг ёруғликли ВАХ си сиртий ва ҳажмий рекомбинацияни йўқолишини ҳисобга олгандаги қуйидаги формула билан аниқланади:

$$\begin{aligned} \bar{I} = & \frac{eD_e n_p}{L_e} \left\{ \left(\frac{T_e}{T}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_e}\right) \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_e}\right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\} + \\ & + \frac{eD_h p_n}{L_h} \left\{ \left(\frac{T_h}{T}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_h}\right) \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_h}\right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\} - I_\phi \end{aligned} \quad (36)$$

$$I_c = eI_0(1 - \beta_0), \quad \beta_0 = \beta_s + \beta_v = \left[\left(\frac{d}{L_s} + \frac{1}{2} \left(\frac{d}{L_n}\right)^2 \right) / \left(1 + \frac{d}{L_s}\right) \right] - \text{ҳажмий ва сиртий}$$

рекомбинацияда умумий йўқотиш, $\beta_c = \frac{d}{L_s} / \left(1 + \frac{d}{L_s}\right)$ - сиртий рекомбинацияда

нисбий йўқотиш, $\beta_v = \frac{1}{2} \left(\frac{d}{L_n} / \left(1 + \frac{d}{L_s}\right)\right)$ - ҳажмий рекомбинацияда нисбий йўқотиш,

$L_s = D_n / S$, d – ёритилган соҳанинг қалинлиги.

Ҳисоб натижалари асосида паст қувватли ЎЮЧ майдонида ва потенциал тўсиқ баландлиги ғалаёнланиши мавжуд бўлмаганда ($I_c \neq 0$; $T_e = T_h = T$; $U_B = 0$) ёритилган фотодиодда ноидеаллик коэффициенти қуйидаги ифода билан аниқланиши кўрсатилган :

$$m = \frac{eU}{kT \ln\left(\frac{I + I_c}{I_s} + 1\right)}, \quad (37)$$

потенциал тўсиқ баландлигининг ғалаёнланишида эса ($T_e = T_h = T$; $I_c \neq 0$; $U_B \neq 0$ бўлганда) m учун қуйидаги ифода ўринли:

$$m = \frac{e(U - U_B |\cos(\omega t)|)}{kT \ln\left(\frac{I + I_c}{I_s} + 1\right)} \quad (38)$$

Бундан ташқари, ноидеаллик коэффициентининг p - n -ўтишда ($P_p/n_n \gg 1$ ва $(P_p/n_n) \ll 1$ ҳолатлари учун аналитик ифодалар таклиф қилинган. $(P_p/n_n) \gg 1$ ҳолатда токка асосий улушни ковакларнинг қизиши T_h , $(P_p/n_n) \ll 1$ ҳолатда эса электронларнинг қизиши T_e беради.

Юқори қувватли ЎЮЧ тўлкинида ($T_e \neq T_h > T$; $I_c \neq 0$; $U_B \neq 0$) фотодиод ВАХ си учун қуйидаги ифода олинди:

$$\begin{aligned} \bar{I} = & \frac{eD_e n_p}{L_e} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B |\cos(\omega t)|}{kT_e} \right) - 1 \right\} + \\ & + \frac{eD_h p_n}{L_h} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B |\cos(\omega t)|}{kT_h} \right) - 1 \right\} - I_c \end{aligned} \quad (39),$$

$\frac{P_p}{n_n} \gg 1$ бўлганда токка асосий хиссани T_h қўшади, у ҳолда ноидеаллик коэффициенти m ушбу формуланинг 2- ва 3-ҳадлари билан аниқланади:

$$m(T_h, T, U_B, I_c) = \frac{\frac{e}{k} \left(\frac{\varphi_0}{T} - \frac{(\varphi_0 - U) + U_B |\cos(\omega t)|}{T_h} \right)}{\ln\left(\frac{I + I_c}{I_{sh}} + 1\right) \left(\frac{T}{T_h}\right)^{\frac{1}{2}}} \quad (40)$$

бу ерда $I_{sh} = \sqrt{\frac{ekT_h}{\tau_h} \cdot T^{3,7} \cdot 2,5 \cdot 10^8 \cdot \frac{1,5 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\Delta\varepsilon}{kT}}}{n_n}}$,

$\frac{P_p}{n_n} \ll 1$ бўлганда эса токка асосий хиссани T_e қўшади, у ҳолда m (39) ифоданинг 1- ва 2- ҳадлари орқали ифодаланади:

$$m(T_e, T, U_B, I_c) = \frac{\frac{e}{k} \left(\frac{\varphi_0}{T} - \frac{(\varphi_0 - U) + U_B |\cos(\omega t)|}{T_e} \right)}{\ln \left(\frac{I + I_c}{I_{se}} + 1 \right) \left(\frac{T}{T_e} \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (41),$$

бу ерда $I_{se} = \sqrt{\frac{ekT_e}{\tau_e} \cdot T^{3,4} \cdot 10^9} \cdot \frac{3 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\Delta \varepsilon}{kT}}}{p_p}$

(37), (38), (40), (41) аналитик ифодалардан ташқари фототокни ҳисобга олиб ва (15)–ифодадан фойдаланиб m учун қуйидаги трансцендент тенгламани олиш мумкин:

$$\begin{aligned} \bar{I} = & \frac{eD_e n_p}{L_e} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{mkT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{mkT_e} \right) \int_0^{2\pi} \exp \left(- \frac{eU_B \cos(\omega t)}{mkT_e} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\} + \\ & + \frac{eD_h p_n}{L_h} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{mkT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{mkT_h} \right) \int_0^{2\pi} \exp \left(- \frac{eU_B \cos(\omega t)}{mkT_h} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\} - I_c \end{aligned} \quad (42)$$

Бу тенглама р-п-ўтиш ВАХ сини m нинг турли хил қийматларида тасвирлаб бериш имконини беради.

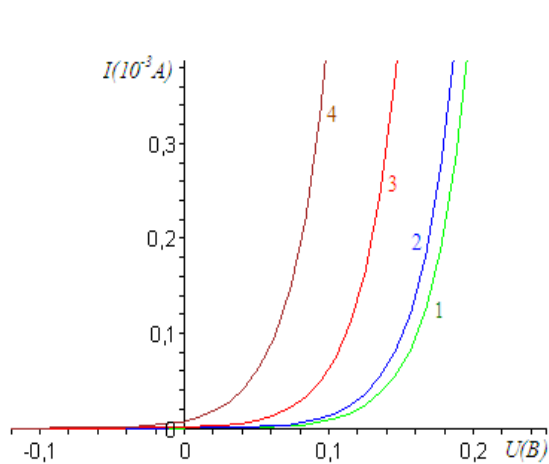
Бешинчи боб «Деформацияни яримўтказгич ва р-п-ўтишга ЎЮЧ майдон ва ёруғлик билан ўзаро боғлиқликда таъсирини ўрганиш»да электронлар концентрациясининг ўзгарувчан деформацияга боғлиқлигини, ЎЮЧ майдонида деформацияланган р-п-ўтиш ВАХ сига ёруғликнинг таъсирини, ЎЮЧ майдонида деформацияланган р-п-ўтиш ёритилганда ВАХ га потенциал тўсиқ баландлигининг ғалаёнланиши, электрон ва ковакларнинг қизишини таъсири тадқиқотлари натижалари келтирилган.

Яримўтказгичларда электронлар концентрациясини ўзгарувчан деформациясига боғлиқлиги асосида олиб борилган тадқиқотлар асосида электронлар ортиқча концентрациясининг деформацияга боғлиқлиги « Δn -ε-сиртмоғи» намунага қўйилган деформациянинг амплитуда ва частотасига кучли боғлиқлиги кўрсатилган.

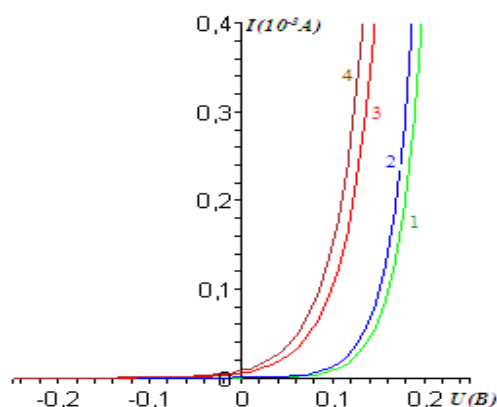
Бир томонли деформация таъсирида заряд ташувчилар қизишини ва хусусий концентрациянинг температуравий боғлиқлигини, таъқиқланган зонани кенглигини турли шароитларда ҳисобга олган ҳолда р-п-ўтиш ВАХ сининг ифодаси олинди:

$$\begin{aligned} \bar{j} = & \sqrt{\frac{ekT_e}{\tau_e} \cdot T^{3,4} \cdot 10^9} \cdot \frac{3 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\varepsilon_g(0)+\Delta \varepsilon}{kT}}}{p_p} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_e} \right) \int_0^{2\pi} \exp \left(- \frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_e} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\} + \\ & + \sqrt{\frac{ekT_h}{\tau_h} \cdot T^{3,7} \cdot 2,5 \cdot 10^8} \cdot \frac{1,5 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\varepsilon_g(0)+\Delta \varepsilon}{kT}}}{n_n} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_h} \right) \int_0^{2\pi} \exp \left(- \frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_h} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\} \end{aligned} \quad (43)$$

Бундан кўринадики, деформация р-п-ўтишдан ўтаётган токни ЎЮЧ майдон бўлмаганда ҳам(4-(а)-расм), электрон ва коваклар ЎЮЧ майдон таъсирида кучли қизиганда ҳам(4(b)-расм, 3-,4-эгри чизиқлар) ортиради.



а) деформацияда
1- $\varepsilon=0$; 2- $\varepsilon=0,001$; 3- $\varepsilon=0,005$; 4- $\varepsilon=0,01$



б) ҳар хил шароитда:
1- бошланғич; 2-деформацияда; 3-ЎЮЧ тўлқин таъсирида; 4-ЎЮЧ майдонида деформация таъсирида

4. Расм. Ташқи таъсирларда р-п-ўтишнинг ВАХ и

ЎЮЧ майдонида деформацияланган р-п-ўтишнинг ёруғлик таъсиридаги потенциал тўсиқ баландлигининг ғалаёнланишини, электрон ва коваклар қизишини ҳисобга олгандаги ВАХ нинг аналитик ифодаси олинди:

$$\bar{I} = I_{se}(\varepsilon) \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B |\cos(\omega t)|}{kT_e} \right) - 1 \right\} + \quad (44)$$

$$+ I_{sh}(\varepsilon) \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B |\cos(\omega t)|}{kT_h} \right) - 1 \right\} - I_c$$

ёки
$$I = (I_{se}(\varepsilon) + I_{sh}(\varepsilon)) \exp \left(\frac{eU}{mkT} - 1 \right), \quad (45)$$

бу ерда кремнийли р-п-ўтишлар учун:

$$I_{se}(\varepsilon) = \sqrt{\frac{ek}{\tau_e} \cdot T^{4,4} \cdot 10^9} \cdot \frac{3 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\varepsilon_g(0) + \Delta\varepsilon}{kT}}}{p_p}, \quad (46)$$

$$I_{sh}(\varepsilon) = \sqrt{\frac{ek}{\tau_h} \cdot T^{4,7} \cdot 2,5 \cdot 10^8} \cdot \frac{1,5 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\varepsilon_g(0) + \Delta\varepsilon}{kT}}}{n_n} \quad (47)$$

Паст қувватли ЎЮЧ тўлқин таъсиридаги деформацияланган р-п-ўтишда қачонки потенциал тўсиқ баландлиги ғалаёнланиши содир бўлганда

($I_c=0$, $\varepsilon \neq 0$; $T_e=T_h=T$; $U_B \neq 0$) (44)- формуладан ВАХ учун куйидаги ифода олинди:

$$\bar{I} = (I_{se}(\varepsilon) + I_{sh}(\varepsilon)) \left[\exp \left(\frac{e(U - U_B |\cos(\omega t)|)}{mkT} \right) - 1 \right] \quad (48)$$

Деформацияланган р-п-ўтишга ёруғлик таъсир қилганда ($I_c=0$, $\varepsilon \neq 0$; $T_e=T_h=T$; $U_B \neq 0$) (48)-формуладан ВАХ учун куйидаги ифодани оламиз:

$$\bar{I} = (I_{se}(\varepsilon) + I_{sh}(\varepsilon)) \left[\exp \left(\frac{e(U - U_B |\cos(\omega t)|)}{mkT} \right) - 1 \right] - I_c \quad (49)$$

Катта қувватли ЎЮЧ тўлқинда, қачонки электрон ва коваклар қизиган, шунингдек потенциал тўсиқ баландлиги ғалаёнланиши содир бўлганда ёритилмаган ($I_c=0$, $\varepsilon \neq 0$; $T_e \neq T_h > T$; $U_B \neq 0$) деформацияланган р-п-ўтиш ВАХ учун куйидаги ифодага эга бўласиз:

$$\begin{aligned} \bar{I} = I_{se}(\varepsilon) & \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B |\cos(\omega t)|}{kT_e} \right) - 1 \right\} + \\ & + I_{sh}(\varepsilon) \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B |\cos(\omega t)|}{kT_h} \right) - 1 \right\} \end{aligned} \quad (50)$$

Ушбу шартларда р-п-ўтиш ёритилганда ($\varepsilon \neq 0$; $T_e \neq T_h > T$; $I_c \neq 0$, $U_B \neq 0$) ВАХ учун куйидаги ифода олинди:

$$\begin{aligned} \bar{I} = I_{se}(\varepsilon) & \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B |\cos(\omega t)|}{kT_e} \right) - 1 \right\} + \\ & + I_{sh}(\varepsilon) \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B |\cos(\omega t)|}{kT_h} \right) - 1 \right\} - I_c \end{aligned} \quad (51)$$

ВАХ бўйича олиб борилган тадқиқотлар асосида куйидагича хулоса қилинди. Р-п-ўтишга деформация ва ЎЮЧ майдон таъсир қилганда р-п-ўтиш орқали ўтаётган ток ортади, бу рекомбинацион токнинг пайдо бўлишини таъминлайди, ёруғлик эса уни камайтиради, бу эса генерацион токни юзага келтириб, улар қарама-қарши йўналишга эга бўлади.

ХУЛОСА

1. Назарий тадқиқотлардан келиб чиқадики, паст қувватли ЎЮЧ тўлқинида на фақат қизиган, балки илиқ электронлар ҳаракатчанлигининг майдонли боғлиқлиги ва потенциал тўсиқ баландлигининг ғалаёнланиши

ЭЮК ва токнинг пайдо бўлишига олиб келади. Катта қувватли ЎЮЧ тўлиқда электронлар қизиши ва потенциал тўсиқ баландлиги ғалаёнланиши қисқа туташув токи ва салт юриш кучланишини ортиши билан изоҳланади

2. ЎЮЧ майдонида концентрация бўйича носимметрик р-п-ўтиш учун қисқа туташув токи ва салт юриш кучланишларининг уч ўлчовли ВАХ назарияси ўрнатилди. Уч ўлчовли ВАХ - электрон ва коваклар ЎЮЧ майдон билан қиздирилганда юзага келадиган жараёнларни янада кўргазмали тасаввур қилиш имконига келтирилганлигини таъкидлаш лозим.

3. Илк бор ЎЮЧ майдонида р-п-ўтиш ВАХ сини на фақат п- соҳадаги (электронлар), балки р-соҳадаги (коваклар) асосий заряд ташувчилар қизишини ҳисобга олгандаги ҳарорат билан ҳисобланишини кўрсатиш мумкин.

4. Заряд ташувчиларнинг кучсиз қизишида - ЭЮК ва тоқларнинг пайдо бўлиши концентрация бўйича носимметрик р-п-ўтиш ичида ЎЮЧ тўлиқ электрон майдон кучланганлиги векторининг оғиши ва Френкел эффекти ҳисобига юзага келиши, шунингдек кучли қизишда эса потенциал тўсиқ параметрларини сезиларли даражада ўзгариши - ЭЮК ва тоқларнинг юзага келтирибгина қолмай, балки уларни ортиришини таъкидлаш лозим..

5. ЎЮЧ майдондаги носимметрик р-п-ўтишни нотекис қиздирилганда қизиган электрон ва коваклар шу билан бир вақтда потенциал тўсиқ баландлигининг ғалаёнланишини ҳисобга олгандаги назария ўрнатилди. Ушбу ҳолатга мос ВАХ ҳисоби кўрсатадики, бу ерда уярмавий тоқлар пайдо бўлиб, р-п-ўтиш орқали ўтаётган тўлиқ ток қийматини камайтириши мумкинлиги аниқланган.

6. Ёритиш натижасида генерацияланган фотозаряд ташувчилар р-п-ўтиш ВАХ ини токнинг манфий қиймати томон силжишига олиб келиши кўрсатилган, бу ўз ўрнида кучли ЎЮЧ ли майдон носимметрик р-п-ўтиш параметрларидаги баъзи эффектларни ўзгартириб юборишини (рекомбинацион тоқлар енгилла боради) таъкидлаш мумкин.

7. Носимметрик р-п-ўтишда деформация, ЎЮЧ ли майдон ва ёруғликнинг бир вақтдаги таъсирининг механизми аниқланган. Агар деформация ва ЎЮЧ ли майдон р-п-ўтишдаги генерацияланган токни орттирса, ёруғлик таъсири аксинча унинг камайишига олиб келишини кузатиш мумкин.

8. Деформация амплитудасининг камайиши ва частотасининг ортиши ортиқча электронлар концентрациясининг ўзгаришига олиб келиши аниқланган. Яримўтказгичларда деформация эффектнинг ўзига хос хусусиятларини ҳисобга олиш намунадаги рекомбинация марказлари концентрациясининг ўзгаришини аниқлашга имкон беради.

9. Концентрацияни, температурани, икки хил ишорали ток ташувчилар диффузия коэффициенти ва узунлигини, фонлар температурасини, берилаётган кучланишни ва потенциал тўсиқ баландлигининг ғалаёнланишини ҳисобга олган ҳолда ноидеаллик коэффициенти учун универсал ифода топилган.

10. Номувозанатли ток ташувчилар иштироки билан боғлиқ ҳодисаларни, хусусан юпқа қатламларда ҳосил бўладиган баллистик ЭЮК ларни ҳисоблашда яримўтказгичли структурада ЎЮЧ ли майдон таъсирини тадбиқ қилинадиган математик аппаратдан фойдаланиш мумкин. Ҳисоблашлардан кўринадикки, бу баллистик фотоЭЮК ёруғлик интенсивлигига тўғри пропорционал ва ғалаёнланган ток ташувчилар фотоэлектронларнинг тезлиги, эркин югуриш йўли узунлиги ва вақти билан аниқланади, унинг қиймати (фотоЭЮК) катта эркин югуриш йўли масофасига эга бўлган намуналарда ёруғликнинг кучли ютулиши содир бўлганда ҳажмий электроритувчи кучдан ортиқ бўлиши мумкинлиги кўрсатилган.

**НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО ПРИСУЖДЕНИЮ УЧЕНОЙ СТЕПЕНИ
ДОКТОРА НАУК 16.07.2013.ФМ/Т.12.01 при ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКОМ
ИНСТИТУТЕ НАУЧНО-ПРОИЗВОДСТВЕННОГО ОБЪЕДИНЕНИЯ
«ФИЗИКА-СОЛНЦЕ», ИНСТИТУТЕ ИОННО-ПЛАЗМЕННЫХ И
ЛАЗЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ И САМАРКАНДСКОМ
ГОСУДАРСТВЕННОМ УНИВЕРСИТЕТЕ**

**НАУЧНО-ПРОИЗВОДСТВЕННОЕ ОБЪЕДИНЕНИЕ «ФИЗИКА-СОЛНЦЕ»
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ**

ДАДАМИРЗАЕВ МУХАММАДЖОН ГУЛОМКОДИРОВИЧ

**ЭЛЕКТРОДВИЖУЩИЕ СИЛЫ ГОРЯЧИХ НОСИТЕЛЕЙ
ЗАРЯДА В p - n -ПЕРЕХОДЕ И ДИНАМИКА ДЕФОРМАЦИОННЫХ
ЭФФЕКТОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ**

01.04.10 – Физика полупроводников (физико-математические науки)

АВТОРЕФЕРАТ ДОКТОРСКОЙ ДИССЕРТАЦИИ

Ташкент – 2015 год

Тема докторской диссертации зарегистрирована в Высшей аттестационной комиссии при Кабинете Министров Республики Узбекистан, за номером 30.09.2014/B2014.5.FM163

Докторская диссертация выполнена в Физико-техническом институте АН РУз и Наманганском Инженерно-Педагогическом институте.

Полный текст докторской диссертации размещен на веб-сайте Научного совета 16.07.2013.FM/Т.12.01 при Физико-техническом институте, Институте Ионно-плазменных и лазерных технологий и Самаркандском государственном университете по адресу fti-kengash.uz.

Автореферат диссертации на трех языках (узбекский, русский, английский) размещен на веб-странице по адресу fti-kengash.uz и Информационно-образовательном портале "ZiyoNet" по адресу www.ziyo.net.

Научный консультант:

Шамирзаев Сезгир Хабибуллаевич

доктор физико-математических наук, профессор

Официальные оппоненты:

Имамов Эркин Зуннунович

доктор физико-математических наук

Расулов Рустам Явкачович

доктор физико-математических наук, профессор

Аюханов Рашид Ахметович

доктор физико-математических наук, профессор

Ведущая организация:

Национальный университет Республики Узбекистан

Защита диссертации состоится «__» _____ 2015 г. в ____ часов на заседании научного совета 16.07.2013.FM/Т.12.01 при Физико-техническом институте, Институте ионно-плазменных и лазерных технологий и Самаркандском государственном университете по адресу: 100084, г.Ташкент, ул. Бодомзор йули – 2 б Тел./Факс (+99871) 235-42-91. e-mail: lutp@uzsci.net.

Докторская диссертация зарегистрирована в Информационно-ресурсном центре Физико-технического института, за № ____, с которой можно ознакомиться в ИРЦ по адресу: 100084, г.Ташкент, ул. Бодомзор йули - 2б. Тел./Факс: (+99871) 235-30-41.

Автореферат диссертации разослан «__» _____ 2015 г.
(протокол рассылки № ____ от _____ 2015 г.).

С. Л. Лутпуллаев

Председатель научного совета по присуждению
ученой степени доктора наук д.ф.-м.н., профессор

А.В.Каримов

Ученый секретарь научного совета по присуждению
ученой степени доктора наук д.ф.-м.н., профессор

И.Г.Атабаев

Председатель научного семинара при Научном совете
по присуждению ученой степени доктора наук, д.ф.-м.н., профессор

Введение (Аннотация докторской диссертации)

Актуальность и востребованность темы диссертации. В мире развитие фундаментальных исследований в области сверхвысокочастотных приборов является одним из важных научных проблем физики полупроводников. Исследования, направленные на изучение влияния СВЧ поля на возникновение электродвижущей силы в *p-n*-переходе и процессов деформационных эффектов в полупроводниках, модуляции и приема СВЧ сигналов являются перспективными.

В области разработки и исследовании СВЧ диодов основное внимание уделяет выпуску СВЧ монолитных интегральных схем структур на основе GaAs и InP и модулей на их основе. Ведутся исследования по изготовлению и поставке электронных компонентов, дискретных полупроводниковых приборов. С целью расширения их функциональных характеристик исследования влияния одновременного воздействия СВЧ электромагнитного поля, деформации и света на токовые характеристики диодных структур являются актуальными.

Исследования диодной структуры с несимметричным по концентрации *p-n*-переходом путем придания носителям условия теплого и горячего электрона позволяют получить ценные сведения о динамике зависимости его токовых характеристик от внешних воздействий, таких как деформация, световое излучение, которые на сегодня являются востребованными.

Поэтому изучение влияния эффектов возникающих в полупроводниковых структурах при одновременной деформации и света в СВЧ поле во взаимосвязи с изменениями вольтамперных характеристик диодов служит основанием для решения проблем поставленных в диссертации.

Связь исследований с приоритетными направлениями развития науки и технологий в республике. Исследовательская работа выполнена в соответствии с приоритетными направлениями развития науки и технологий Республики Узбекистан с приоритетными направлениями развития науки и технологий Республики Узбекистан: Ф2 «Физика, астрономия, энергетика и машиностроение»

Обзор зарубежных научных исследований по теме диссертации. Исследования фотовольтаического эффекта в тонких пленках проводятся в научных центрах ведущих стран, в институтах и университетах, в частности, The American Institute of Physics (США), National Astronomical Observatory of Japan (Япония), University of New Hampshire (США), в Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе, (Санкт-Петербург, Россия).

В мировом масштабе решены ряд актуальных проблем, в том числе исследования фотовольтаического эффекта в пленках теллурида кадмия при вакууме проводятся (National Astronomical Observatory of Japan) и в тонких пленках германия (The American Institute of Physics (США), работы по исследованию фотоэлектрических свойств кремниевых *p-n*-переходов в сильных СВЧ полях ведутся в Физико-техническом институте им. А.Ф.

Июффе (Санкт-Петербург, Россия), а изучением эффектов давления и температуры на сопротивление германиевого р-п-перехода занимаются в университете University of New Hampshire (США).

Работы, проводимые по изучению зависимости ЭДС возникающих в р-п-переходе от давления и оптического излучения в СВЧ поле являются одними из перспективных направлений исследований.

Степень изученности проблемы.

Американскими учеными Н. Kallманном с сотрудниками показано, что в наклонно осажденных тонких пленках германия фотонапряжения намного больше, чем ширина запрещенной зоны. В них положительные и отрицательные фотонапряжения существуют одновременно в одном образце; а преобладающее из них изменяется со временем. Темновое сопротивление и ЭДС экспоненциально зависят от температуры с одинаковыми энергиями активации, указывая на то, что как темновое сопротивление, так и ЭДС возникают при одних и тех же элементарных процессах.

Влияние давления и температуры на сопротивление германиевого р-п-перехода изучено Н.Н. Hallом с сотрудниками университета University of New Hampshire (США). В соответствии с теорией Шокли, при низких напряжениях сопротивление р-п-перехода меняется по экспоненциальному закону. С изменением давления на р-п-переход в монокристалле германия наблюдается изменение отношения приращения сопротивления к исходному сопротивлению на 12,5 процентов, что соответствует изменению приращения ширины запрещенной зоны около $3,1 \cdot 10^{-3}$ эВ, для приложенного давления 10000 фунт/дюйм². Анализ измерений при температурах между 16,5 °С и 20,5 °С дают значения ширины запрещенной зоны в среднем около 0,72 эВ. Эти значения находятся в согласии с результатами, полученными за счет изменения внутреннего сопротивления с температурой и давлением.

Группой Российских ученых руководимых профессором А.И. Вейнгером экспериментально исследованы электрические свойства кремниевых р-п-переходов в сильных СВЧ полях, когда $p_p \gg n_n$ (n_n и p_p – концентрации основных носителей заряда в п- и р- областях). Показано, что влияние разогревающих полей на ВАХ и возникновение термоэдс горячих носителей проявляется не только при увеличении температуры, но и при изменении рекомбинационных процессов в области пространственного заряда перехода под действием внешнего электрического поля. При этом ими не учтены изменения температуры дырок.

Кроме того, проведены исследования зависимости коэффициента неидеальности, тока короткого замыкания, напряжения холостого хода в СВЧ поле. Сделано заключение, что с повышением температуры электронов (T_e) коэффициент неидеальности растет. Однако и в данном случае при расчетах не учтено влияние температуры дырок на коэффициент неидеальности ВАХ р-п-перехода в СВЧ поле.

На сегодня учеными Узбекистана С.Х. Шамирзаевым и Г. Гулямовым изучено усиление размерных тепловых эффектов в р-п-переходах с

внутренним электростатическим полем при разогреве фононов и электронов в СВЧ поле.

Из вышеизложенного следует, что при расчетах токовых характеристик p - n -переходов в СВЧ поле не учтены изменения температуры дырок и их влияние на коэффициент неидеальности ВАХ p - n -перехода. Также остаются неизученными возмущения потенциального барьера, поведение вихревых токов с учетом температуры дырок при неоднородном разогреве несимметричного p - n -перехода, влияние одновременной деформации и светового излучения на ВАХ p - n -перехода в сильном СВЧ поле.

Связь темы диссертации с научными исследованиями научно-исследовательской организации, где выполнена диссертационная работа. Работа выполнена в Физико-техническом институте и Наманганском Инженерно-Педагогическом институте в рамках Государственной программы научно исследовательских работ РУз № Ф.2-1.55 на тему: «Новые механизмы возникновения электродвижущих сил в полупроводниках» (2003-2007 гг.); и проекта ОТ-Ф2-077* «Динамика деформационных эффектов полупроводниковых плёнок и воздействие электромагнитных волн на токи, возникающие в полупроводниковых плёнках» (2007-2011 гг.); а также проекта Ф2-21 «Математическое моделирование определение плотности поверхностных состояний на границе раздела полупроводник-диэлектрик» (2012-2016 гг.).

Целью исследования является изучение влияния воздействия СВЧ электромагнитного поля, деформации и света на токовые характеристики несимметричного по концентрации p - n -перехода.

Для достижения цели сформулированы следующие **задачи исследования:**

изучение влияния процессов возмущения высоты потенциального барьера, а также разогрева электронов и дырок в СВЧ поле на ВАХ несимметричного p - n -перехода;

рассмотрение зависимости ВАХ от СВЧ поля в трехмерном пространстве;

влияние коэффициента неидеальности p - n -перехода на динамику зависимости ВАХ от СВЧ поля, деформации и света.

изучение процессов возникновения вихревых токов и их влияния на ВАХ несимметричного p - n -перехода при неоднородном разогреве в СВЧ поле.

изучение процессов проявления поверхностной, реактивной фотоэдс во взаимосвязи с объемной фотоэдс в тонких пленках

исследование зависимости концентрации(n) от деформации(ϵ) при варьировании частоты и амплитуды переменной деформации;

исследование влияния деформации и последующей подсветки на ВАХ p - n -перехода в СВЧ поле.

Объектом исследования являются несимметричные по концентрации p - n -переходы и тонкие полупроводниковые пленки.

Предметом исследования являются процессы формирования токовых характеристик в несимметричном по концентрации p - n -переходе и возникновение поверхностной, реактивной и объемной фотодс в тонких пленках.

Методы исследований. Для решения поставленных задач применены методы теоретических расчетов и компьютерного моделирования электронных процессов в несимметричных по концентрации p - n -переходах и тонких полупроводниковых пленках под воздействием СВЧ электромагнитного поля, деформации и света.

Научная новизна диссертационной работы заключается в следующем: впервые обосновано, что напряжение холостого хода и ток короткого замыкания в несимметричном по концентрации p - n -переходе, расположенном в СВЧ поле возникает не только за счет высокотемпературных носителей зарядов, но и менее горячих носителей с высокой концентрацией;

рассмотрены зависимости ВАХ, тока короткого замыкания и напряжения холостого хода несимметричного по концентрации p - n -перехода в СВЧ поле в трехмерном пространстве, проведен анализ динамики его изменения от третьего параметра;

показано, что коэффициент неидеальности ВАХ p - n -перехода в СВЧ поле определяется температурами электронов T_e и дырок T_h , при заданном напряжении смещения U и описывается выражением, учитывающим значения концентрации электронов и дырок, а также их температуры, коэффициента и длины диффузии, температуры фононов, приложенного напряжения и возмущения высоты потенциального барьера;

выявлено, что возникновение ЭДС и тока при слабом разогреве носителей заряда обусловлено отклонением вектора напряженности электрического поля СВЧ волны внутри несимметричного по концентрации p - n -перехода и эффекта Френкеля, а их увеличение при сильном разогреве носителей заряда связано с одновременным возмущением высоты потенциального барьера;

проведен расчет ВАХ при неоднородном разогреве несимметричного p - n -перехода в СВЧ поле, показывающий возникновение вихревых токов приводящих к уменьшению полного тока связанного с разогревом электронов и дырок и высокочастотным возмущением потенциального барьера;

показано, что приращение тока несимметричного по концентрации p - n -перехода, вызываемое возмущением высоты потенциального барьера и увеличением рекомбинационного тока в сильном СВЧ поле, подавляется при освещении генерированными фотоносителями, приводя к перемещению ВАХ p - n -перехода в сторону меньших значений тока;

установлено, что деформация несимметричного по концентрации p - n -перехода в сильном СВЧ поле приводит к увеличению генерируемого тока, а одновременное воздействие света на него приводит к его уменьшению.

Практические результаты исследования заключаются в том, что возникновение ЭДС в исследуемом диоде под воздействием СВЧ поля позволяет использовать его в качестве индикатора СВЧ поля, а с учетом нагрева дырок диапазон измеряемой области существенно расширяется.

Достоверность полученных результатов обосновывается совпадением результатов расчета с экспериментальными данными полученными ведущими специалистами для СВЧ диодов, правильным выбором объектов исследования, строгостью математических выкладок, использованием обоснованных методов решения и оценки точности решений, сопоставлением с экспериментальными результатами и проведением численных экспериментов.

Теоретическая и практическая значимость результатов исследования. Научная значимость результатов работы заключается в получении новых данных о зависимости токовых характеристик p-n-перехода от мощности при воздействии деформации и света в СВЧ поле.

Практическая значимость работы заключается в том, что зависимости возникающей ЭДС от мощности СВЧ поля позволяют использовать исследуемые диоды в качестве индикаторов мощности СВЧ сигнала.

Внедрение результатов исследования.

Полученные результаты расчета токовых характеристик с учетом разогрева дырок при воздействии деформации и светового излучения используются для обработки экспериментальных данных полученных при выполнении гранта Физико-технического института Российской академии наук на тему: «Антиферромагнитное и ферромагнитное упорядочение примесных спинов в немагнитных полупроводниках вблизи фазового перехода изолятор-металл». (Справка Физико-технического института РАН от 16.11.2015г.).

Апробация работы. Результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на международных и республиканских конференциях: 6th International Scientific Conference 2014, “Applied Sciences and technologies in the United States and Europe: common challenges and scientific findings” (New York, USA, 2014); «Оптическим и фотоэлектрическим явлениям в полупроводниковых микро и наноструктурах» (Фергана, 2014); «Фундаментальные и прикладные вопросы физики» (Ташкент, 2013); «Актуальные проблемы физика твердого тела» (Андижон, 2009); «Фотоэлектрические и оптические явления в полупроводниковых структурах» (Фергана, 2006); «Фундаментальные и прикладные проблемы физики полупроводников» (Андижан, 2005); «Фундаментальные и прикладные вопросы физики» (Ташкент, 2003);

Основные результаты диссертационной работы доложены и обсуждены объединенном семинаре (30.04.2015г.) Наманганского инженерно-педагогического института с участием специалистов Ферганы и Андижана и на семинаре (30.09.2015г.) по направлению физики полупроводников при Физико-техническом институте НПО «Физика-Солнце» АН РУз, а также Научном семинаре (20.11.2015г.) при Научном совете 16.07.2013.FM/Т.12.01

при Физико-техническом институте АН РУз, Институте ионно-плазменных и лазерных технологий АН РУз и Самаркандском государственном университете по присуждению ученой степени доктора наук по специальности 01.04.10-Физика полупроводников.

Опубликованность результатов. По теме диссертации опубликованы 24 научных трудов, из них 13 статей в научных журналах, в том числе 6 статей в зарубежных международных реферируемых журналах и 11 работ в трудах научных конференций.

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка литературы, 9 приложений и содержит 200 страниц текста, включает 46 рисунков и 6 таблиц.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении обоснована актуальность проблемы и темы диссертационной работы, сформулированы цели и задачи, научная новизна и практическая значимость работы, приведены сведения о внедрении результатов исследования.

В первой главе «Анализ современного состояния исследований взаимодействия СВЧ излучения с полупроводниковым диодом и фотоэффектов в тонких пленках» диссертационной работы приведен обзор литературных данных по состоянию проблемы по изучению и разработке полупроводниковых приборов с разогревом электронов электрическими полями и физических эффектов в них, а также исследованию зависимости токовых характеристик и коэффициента неидеальности структур с р-п-переходом под воздействием СВЧ поля и процессов проявления в тонких пленках поверхностной, реактивной фотоэдс.

Во второй главе «Особенности возмущения потенциального барьера, проявления ЭДС и поведения токовых характеристик р-п-перехода в СВЧ поле» исследовано влияние разогрева электронов и дырок на ВАХ симметричного и несимметричного р-п-перехода в СВЧ поле, возмущения высоты потенциального барьера, зависимости коэффициента неидеальности от разогреваемой температуры носителей р-п-перехода в СВЧ поле и его влияния на электрические характеристики р-п-перехода в трехмерном пространстве.

Получено аналитическое выражение с учетом разогрева электронов, описывающее вольтамперные характеристики симметричного р-п-перехода, определяемые полевой зависимостью подвижности теплых электронов и возмущения высоты потенциального барьера в СВЧ поле:

$$\bar{I} = \frac{kTn_i^2 \mu_{0e} (1 - \beta_e E^2)}{L_e p_p} \left[\left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_e} \right) I(U_B, T_e) - 1 \right]. \quad (1)$$

При этом детектированное напряжение в диоде определяется формулой:

$$U = \frac{kT_e}{e} \left\{ \ln \left(\frac{\bar{I}}{I_S} + 1 \right) + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{T}{T_e} \right) - \frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_e} \right) - \ln I(U_B, T_e) \right\} \quad (2)$$

$$\text{Здесь } I_S = \frac{kTn_i^2 \mu_{0e} (1 - \beta_e E^2)}{L_e p_p} \quad (3)$$

Как известно разогрев носителей в СВЧ поле приводит к возникновению ЭДС, напряжение ВЧ холостого хода которого при $j=0$ представляет собой:

$$U_{OC} = -\frac{kT_e}{e} \left\{ \frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_e} \right) + \ln I(U_B, T_e) - \frac{1}{2} \ln \left(\frac{T}{T_e} \right) \right\} \quad (4)$$

и соответственно ток короткого замыкания ($U=0$):

$$I_{SC} = I_s \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_e) \exp \left[\frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_e} \right) \right] - 1 \right\} \quad (5)$$

При больших мощностях СВЧ волны с учетом температурной зависимости подвижности носителей электронов ток насыщения электронов в кремниевых р-п-переходе определяется выражением

$$I_{se} = \sqrt{\frac{kT_e}{e\tau_e} \frac{4 \cdot 10^9 T^{-2,6}}{p_p^2}}, \quad (6)$$

а токовые характеристики, как приведено на рис. 2.1, можно аппроксимировать формулой:

$$I = \sqrt{\frac{kT_e}{e\tau_e} \frac{4 \cdot 10^9 T^{-2,6}}{p_p^2}} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_e) \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U_{oc})}{kT_e} \right) - 1 \right\} \quad (7)$$

В случае горячих электронов с повышением температуры электронов будут сильно возрастать полные токи (рис. 1(a)), а ВЧ ток короткого замыкания

$$I_{кз} = \sqrt{\frac{kT_e}{e\tau_e} \frac{4 \cdot 10^9 T^{-2,6}}{p_p^2}} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_e) \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e\varphi_0}{kT_e} \right) - 1 \right\}. \quad (8)$$

изменяется на величину множителя (рис. 1(b))

$$I(U_B, T_e) = \int_0^{2\pi} \exp \left(- \frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_e} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi}. \quad (9)$$

Соответственно с повышением температуры электронов ((7) при $j=0$) ВЧ напряжение холостого хода (рис. 1(c)) тоже увеличивается:

$$U_{oc} = \frac{kT_e}{e} \left\{ \ln \left[\frac{1}{\left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_e)} \right] + \frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T_e} + \frac{1}{T} \right) \right\} \quad (10)$$

Экспериментальные значения ВЧ напряжения холостого хода в СВЧ поле для кремниевых образцов имеют большие значения, например, по работам А.И. Вейнгера до 10 эВ, что в несколько раз больше ожидаемой величины. Нами

было выведено выражение для коэффициента неидеальности- m в следующем виде:

$$T_e^* = mT_e \quad (11)$$

$$\text{где } m = \left[1 + \frac{kT}{e\varphi_0} \ln \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{eU_{B\perp} \cos(\omega t)}{kT_e}\right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} \right], \quad (12)$$

который в дальнейшем использовался для интерпретации ВАХ диодов в СВЧ поле.

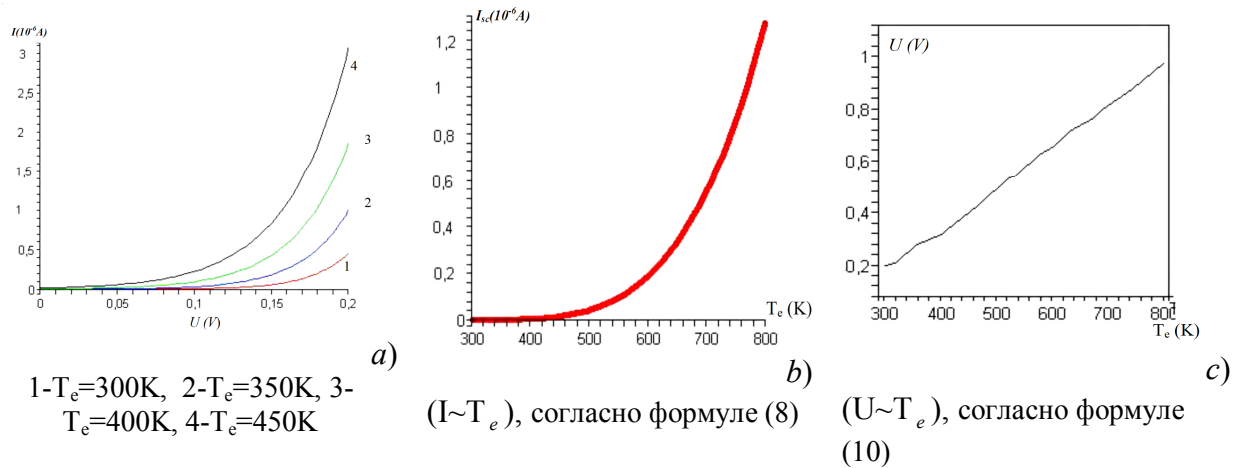


Рис.1. Токвые характеристики кремниевых р-п-переходов в зависимости от температуры электронов

Так, согласно диодной теории ток электронов, проходящих через барьер, когда период волны больше чем время пролета электронов через барьер полный ток через диод состоит из электронных и дырочных токов:

$$j = j_e + j_h = \frac{eD_e n_p}{L_e} \left[\left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_{B\perp} \cos(\omega t)}{kT_e} \right) - 1 \right] + \frac{eD_h p_n}{L_h} \left[\left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_{B\perp} \cos(\omega t)}{kT_h} \right) - 1 \right] \quad (13)$$

или среднее значение полного тока определяется выражением:

$$\bar{j} = \int_0^{2\pi} (j_e + j_h) \frac{d(\omega t)}{2\pi}. \quad (14)$$

Соответственно, при низких мощностях СВЧ волны ток через диод возникает за счет теплых носителей зарядов и возмущения высоты потенциального барьера. Однако при высоких мощностях СВЧ волны температура электронов и дырок не зависит от времени, так как они не успевают остыть в течение периода волны, тогда для $T_e \neq T_h \neq T$ ВАХ диода определяется с помощью формулы:

$$\bar{I} = \frac{eD_e n_p}{L_e} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_e} \right) \int_0^{2\pi} \exp \left(- \frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_e} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\} + \quad (15)$$

$$+ \frac{eD_h p_n}{L_h} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_h} \right) \int_0^{2\pi} \exp \left(- \frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_h} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\}.$$

Откуда видно, что ток диода увеличивается за счет возмущения высоты потенциального барьера и разогрева носителей (T_e и T_h) в СВЧ поле. При этом увеличение тока определяется с помощью интеграла:

$$I(U_B, T_h) = \int_0^{2\pi} \exp \left(- \frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_h} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi}. \quad (16)$$

В свою очередь ВЧ ток короткого замыкания ($U=0$), имеет следующий вид:

$$\bar{j} = \frac{eD_e n_p}{L_e} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_e) \exp \left[\frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_e} \right) \right] - 1 \right\} + \quad (17)$$

$$+ \frac{eD_h p_n}{L_h} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_h) \exp \left[\frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_h} \right) \right] - 1 \right\}.$$

Откуда видно, что ВЧ ток короткого замыкания так же увеличивается с повышением температуры носителей. Возмущение высоты потенциального барьера и разогрев носителей всегда увеличивает ВЧ ток короткого замыкания p - n -перехода. Используя теоремы о средних значениях можно записать:

$$\bar{j} = \frac{eD_e n_p}{L_e} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left[\frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_e} \right) - \frac{eU_B |\overline{\cos(\omega t)}|}{kT_e} \right] - 1 \right\} + \quad (18)$$

$$+ \frac{eD_h p_n}{L_h} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left[\frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_h} \right) - \frac{eU_B |\overline{\cos(\omega t)}|}{kT_h} \right] - 1 \right\}.$$

Выражение ВЧ напряжения холостого хода ($j=0$) с учетом $p_n = n_i^2 / n_n$, имеет следующий вид:

$$\frac{D_e}{L_e p_p} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_e) \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U_{oc})}{kT_e} \right) - 1 \right\} = - \frac{D_h}{L_h n_n} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_h) \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U_{oc})}{kT_h} \right) - 1 \right\}. \quad (19)$$

С учетом зависимости подвижности дырок от температуры решетки при

$$D_h = \frac{kT_h}{e} \mu_h, \quad \mu_h = 2,5 \cdot 10^8 \cdot T^{-2,3}, \quad \sim 150 < T < 400K.$$

формулу (19) можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} & \sqrt{\frac{kT_e \cdot 4 \cdot 10^9 T^{-2,6}}{e\tau_e p_p^2}} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_e) \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U_{oc})}{kT_e} \right) - 1 \right\} = \\ & = - \sqrt{\frac{kT_h \cdot 2,5 \cdot 10^8 T^{-2,3}}{e\tau_h n_n^2}} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_h) \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U_{oc})}{kT_h} \right) - 1 \right\}. \end{aligned} \quad (20)$$

Как видно из выражения (20) конвекционный ток определяется концентрацией, температурой, коэффициентами диффузии и временами жизни неосновных носителей зарядов. Отсюда следует, что при воздействии сильной электромагнитной волны на диод необходимо учитывать все факторы ответственные за изменения токов через *p-n*-переход.

При низких мощностях СВЧ волны разогрев электронов и дырок можно не учитывать, так как ток через диод возникает только за счет возмущения высоты потенциального барьера, приводящего к выпрямлению. При больших мощностях СВЧ волны с учетом $p_n = n_i^2 / n_n$ и зависимости собственной концентрации носителей заряда от температуры решетки и запрещенной зоны для кремния:

$$n_i^2 = 1,5 \cdot 10^{33} \cdot T^3 \cdot e^{-\frac{\Delta\varepsilon}{kT}}; \quad \Delta\varepsilon = 1,27 \text{ эВ}; \quad (21)$$

для электронного и дырочного токов насыщения имеем следующие выражения:

$$j_{se} = \sqrt{\frac{ekT_e \cdot T^{3,4} \cdot 10^9}{\tau_e}} \cdot \frac{3 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\Delta\varepsilon}{kT}}}{p_p} \quad (22)$$

$$j_{sh} = \sqrt{\frac{ekT_h \cdot T^{3,7} \cdot 2,5 \cdot 10^8}{\tau_h}} \cdot \frac{1,5 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\Delta\varepsilon}{kT}}}{n_n} \quad (23)$$

С учетом (22), (23) можно записать формулу (15), которая определяет токи и ЭДС, возникающие в *p-n*-переходе при воздействии сильного СВЧ поля с учетом одновременного разогрева, как электронов, так и дырок:

$$\begin{aligned} \bar{j} = & \sqrt{\frac{ekT_e \cdot T^{3,4} \cdot 10^9}{\tau_e}} \cdot \frac{3 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\Delta\varepsilon}{kT}}}{p_p} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_e} \right) \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_e} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\} + \\ & + \sqrt{\frac{ekT_h \cdot T^{3,7} \cdot 2,5 \cdot 10^8}{\tau_h}} \cdot \frac{1,5 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\Delta\varepsilon}{kT}}}{n_n} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_h} \right) \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_h} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\} \end{aligned} \quad (24)$$

С целью получения надежных и наглядных данных рассмотрены зависимости электрических характеристик *p-n*-перехода от температуры

разогреваемых носителей в СВЧ поле в трехмерном пространстве с помощью программы Maple. Для построения ВАХ использованы формулы (24) описывающие зависимости тока от напряжения при различных задаваемых температурах разогреваемых носителей в СВЧ поле. Сначала считая, температуру дырок постоянной, построены ВАХ при изменении температуры электронов. При этом в интервале температуры электронов 300- 800К ток изменяется всего на 50%. То есть, увеличение тока горячих носителей в несимметричном $p-n$ -переходе ($p_p \gg n_n$) почти не зависит от температуры электронов. На рис. 2(a) приведена ВАХ $p-n$ -перехода в трехмерном пространстве (j, U, T_h) при постоянной температуре электронов ($T_e = \text{const}$). При этом как видно из рис. 2(a) при увеличении температуры дырок от 300К до 800К сила тока увеличивается более чем на порядок, подтверждая определяющую роль дырочного тока в формировании полного тока. Трехмерный график зависимости ВЧ тока короткого замыкания от температуры электронов и дырок определяется формулой:

$$\bar{I}_{кз} = \sqrt{\frac{ekT_e}{\tau_e} \cdot T^{3,4} \cdot 10^9} \cdot \frac{3 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\Delta\varepsilon}{kT}}}{p_p} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left[\frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_e} \right) \right] \int_0^{2\pi} \exp \left(- \frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_e} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\} + \quad (25)$$

$$+ \sqrt{\frac{ekT_h}{\tau_h} \cdot T^{3,7} \cdot 2,5 \cdot 10^8} \cdot \frac{1,5 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\Delta\varepsilon}{kT}}}{n_n} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left[\frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_h} \right) \right] \int_0^{2\pi} \exp \left(- \frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_h} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\},$$

Пространственная зависимость на основании формулы (25) приведены на рис. 2(b). Видно, что ток короткого замыкания сильно зависит от температуры дырок и почти не зависит от температуры электронов, и он лежит на приведенной поверхности $f(j_{кз}, T_e, T_h)$.

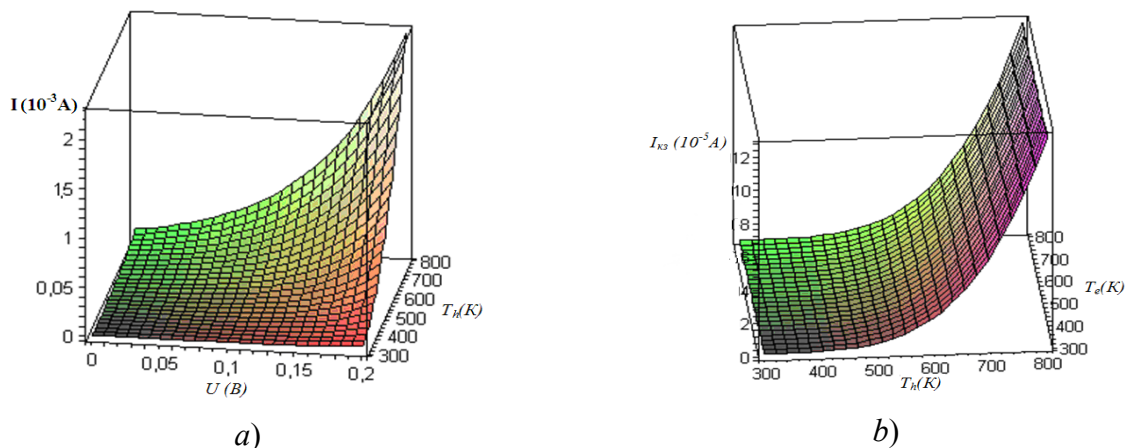


Рис. 2. Токковые характеристики кремниевого $p-n$ -переходов в зависимости от температуры электронов и дырок в трехмерном пространстве

Учитывая, что в известных работах экспериментальные значения коэффициента неидеальности кремниевого диода в СВЧ поле не согласуются с расчетными данными определенными с учетом температуры разогреваемых электронов, либо дырок, нами рассмотрены зависимости коэффициента

неидеальности от температуры электронов T_e и температуры дырок T_h в трехмерной координате.

При условии $T_e=T_h=T$; $U_B=0$ полученная нами формула (15) для m преобразуется на традиционную формулу коэффициента неидеальности:

$$m = eU / kT \ln\left(\frac{I}{I_s} + 1\right) \quad (26)$$

Используя выражения (15) и теоремы о среднем значении:

$$f(U_B) = \left| \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_e}\right) d(\omega t) \right| \approx \left| \exp\left(-\frac{eU_B |\overline{\cos(\omega t)}|}{kT_e}\right) \right| \gg 1 \quad (27)$$

получим формулу для ВАХ p-n-перехода:

$$\begin{aligned} \bar{I} = & \frac{eD_e n_p}{L_e} \left\{ \left(\frac{T_e}{T}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B |\overline{\cos(\omega t)}|}{kT_e}\right) - 1 \right\} + \\ & + \frac{eD_h p_n}{L_h} \left\{ \left(\frac{T_h}{T}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B |\overline{\cos(\omega t)}|}{kT_h}\right) - 1 \right\} \end{aligned} \quad (28)$$

При высоких мощностях СВЧ волны, когда $T_e \neq T_h > T$; $U_B \neq 0$ экспериментальные исследования проводились на диодах несимметричных ($P_p / n_n \gg 1$). В этом случае основную долю на полный ток, протекающий через p-n-переход, вносят горячие дырки. Для этого случая формулу коэффициента неидеальности получим из 2-части формулы (28):

$$m(T_h, T, U_B) = \frac{\frac{e}{k} \left(\frac{\varphi_0}{T} - \frac{(\varphi_0 - U) + U_B |\overline{\cos(\omega t)}|}{T_h} \right)}{\ln \left(\left(\frac{I_h}{I_{sh}} + 1 \right) \left(\frac{T}{T_h} \right)^{\frac{1}{2}} \right)} \quad (29)$$

Если ($P_p / n_n \ll 1$), основную долю полного тока, протекающего через p-n-переход, вносят горячие электроны. Тогда выражение для коэффициента неидеальности получим из 1-части формулы (28):

$$m(T_e, T, U_B) = \frac{\frac{e}{k} \left(\frac{\varphi_0}{T} - \frac{(\varphi_0 - U) + U_B |\overline{\cos(\omega t)}|}{T_e} \right)}{\ln \left(\left(\frac{I_e}{I_{se}} + 1 \right) \left(\frac{T}{T_e} \right)^{\frac{1}{2}} \right)} \quad (30)$$

На основании полученных формул построены зависимости коэффициента неидеальности от одновременного разогрева электронов и

дырок, получены зависимости m от T_e и T_h в трехмерной координате (рис. 3(a)), определены зависимости m от напряжения U (рис. 3(b)).

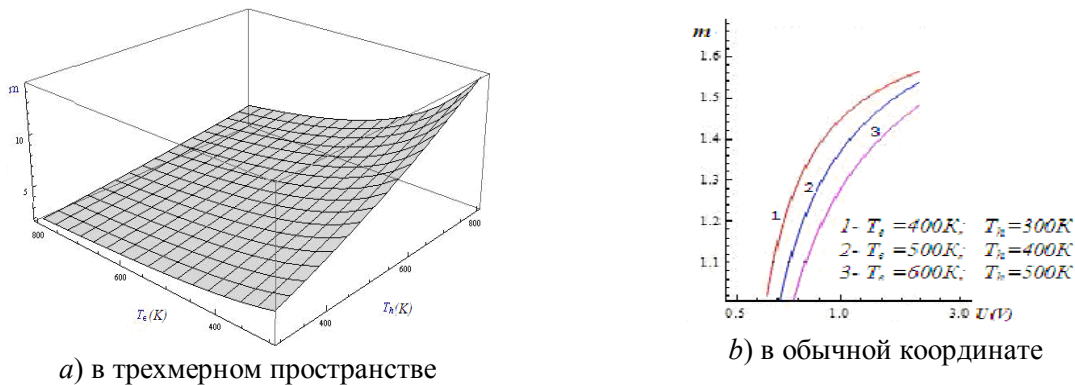


Рис.3. Зависимости коэффициента неидеальности m от напряжения U и от температуры электронов T_e и дырок T_h

Из рисунков видно, что монотонное повышение m с температурой справедливо для образцов с разными концентрациями n_n и p_p . Эти результаты показывают, что коэффициент неидеальности m действительно зависит как от T_e и T_h , так и от напряжения смещения U .

Таким образом, получены выражения для токовых характеристик р-п-перехода в СВЧ поле, оценки коэффициента неидеальности, учитывающие концентрации носителей, их температуру, коэффициент диффузии, длины диффузии для электронов и дырок, температуру решетки, приложенного напряжения и возмущения высоты потенциального барьера.

В третьей главе «Влияние на токовые характеристики СВЧ поля и неоднородного разогрева р-п-перехода» приведены результаты исследования активной и емкостной проводимости р-п-перехода в сильном СВЧ поле, влияния эффекта Френкеля и отклонения электрического поля СВЧ волны внутри несимметричного р-п-перехода, а также неоднородного разогрева носителей на ВАХ диода в СВЧ поле.

На основе исследования активной - I_a и реактивной - I_r составляющих токов р-п-перехода в СВЧ поле установлено, что среднее значение емкостного тока равно нулю, так как напряженность электрического поля является периодической функцией по времени с периодом T , а среднее значение активной составляющей тока отлично от нуля и представляет собой

генерируемый диодом в СВЧ поле средний ток
$$\left(\bar{I}_a = \int_{t_1}^{t_1+T} \frac{ep_n\mu_p}{L_p} \exp\left(\frac{eU_0}{kT}\right) dt \right),$$

который определяется рекомбинацией электронов и дырок.

Показано, что для диодов с типичными данными ($\nu=10^{10}$ Гц; $\tau_p=10^{-5}$ с.) реактивный ток на несколько порядков больше активного тока ($\sim 3 \cdot 10^5$),

поскольку
$$\frac{I_r}{I_a} = \frac{\frac{ep_n\mu_p}{L_p} \frac{\omega\tau_p}{2} \exp\left(\frac{eU_0}{kT}\right)}{\frac{ep_n\mu_p}{L_p} \exp\left(\frac{eU_0}{kT}\right)} = \frac{\omega\tau_p}{2} = \frac{2\pi\nu\tau_p}{2}. \quad (31)$$

Выявлено, что отклонение вектора напряженности электрического поля СВЧ волны внутри *p-n*-перехода и эффекта Френкеля за счет зависимости коэффициента захвата от коэффициента ионизации

$$\beta_1\beta_2 = \gamma_1\gamma_2 n_0 p_0 = \gamma_1\gamma_2 n_i^2 \quad (32)$$

приводит к возникновению ЭДС и токов, даже при слабом разогреве носителей зарядов. При этом полный ток появляется за счет разогрева электронов и дырок, возмущения высоты потенциального барьера, а также эффекта Френкеля и это является причиной больших напряжений генерируемой *p-n*-переходом:

Найдено аналитическое выражение, описывающее ВАХ несимметричного *p-n*-перехода с учетом одновременного разогрева электронов и дырок, а также возникновения вихревых токов при неоднородном разогреве. При этом вихревые токи, возникающие за счет неоднородного разогрева образца приводят к уменьшению генерируемых в *p-n*-переходе ЭДС и токов.

В четвертой главе «Изучение фотоэлектрических явлений в полупроводниковых пленках и *p-n*-переходе в СВЧ поле» приведены результаты изучения процессов проявления объемной и поверхностной фотоэдс при отражении фотоэлектронов от поверхности, влияния реактивной фотоэдс на фотонапряжения, генерируемые в тонких полупроводниковых пленках, эффектов проявления термофотоэдс на *p-n*-переходе при воздействии света в СВЧ поле, изучения коэффициента неидеальности ВАХ *p-n*-перехода в сильном СВЧ поле при освещении.

Показано, что баллистическая фотоэдс возникающая в тонких пленках прямо пропорциональна интенсивности света и определяется скоростью фотоэлектронов, временем и длиной свободного пробега возбуждаемых носителей, а фотоэдс отраженных носителей может преобладать над объемной электродвижущей силой лишь в образцах с большой длиной свободного пробега при сильном поглощении света и проявляться как объемная электродвижущая сила.

Выявлено, что реактивная фотоэдс в косонапыленных высокоомных пленках возникающая за счет отраженных фотоэлектронов от поверхности с косым зубчатым микрорельефом больше объемной электродвижущей силы $U_r/U_{Vзуб}$.

$$\frac{U_r}{U_{Vзуб}} = \frac{\alpha S a \ell_e^2}{\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dx} dL_p^2} = \chi \frac{a}{d} \frac{\ell_e^2}{L_p^2} = \chi \eta \frac{\ell_e^2}{L_p^2} \quad (33)$$

и при $\chi \eta \ell_e^2 > L_p^2$ сильно зависит от длины свободного пробега, а также от интенсивности света, длины диффузии, размера и удельного сопротивления образцов, а реактивная фотоЭДС фотоэлектронов

$$U \cong g(I) \ell_e^2 \rho_0 (a/d) \quad (34)$$

зависит как квадрат длины свободного пробега.

Найдено, что при низких мощностях СВЧ волны (когда $I_c \neq 0$; $T_e = T_h = T$; $U_B \neq 0$) токовые характеристики при освещении определяются возмущением высоты потенциального барьера и световой составляющей:

$$\bar{I}(U_B, I_c) = I_s \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) \int_0^{2\pi} \left(\exp\left(-\frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT}\right) \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right] - I_c, \quad (35)$$

а при высоких мощностях СВЧ волны (когда $I_c = 0$; $T_e \neq T_h > T$; $U_B \neq 0$) световая ВАХ диода определяется следующей формулой включающей потери на поверхностную и объемную рекомбинацию:

$$\begin{aligned} \bar{I} = & \frac{eD_e n_p}{L_e} \left\{ \left(\frac{T_e}{T}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_e}\right) \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_e}\right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\} + \\ & + \frac{eD_h p_n}{L_h} \left\{ \left(\frac{T_h}{T}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_h}\right) \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_h}\right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\} - I_\phi \end{aligned} \quad (36)$$

$$I_c = eI_0(1 - \beta_0), \quad \beta_0 = \beta_s + \beta_v = \left[\left(\frac{d}{L_s} + \frac{1}{2} \left(\frac{d}{L_n}\right)^2 / \left(1 + \frac{d}{L_s}\right)\right) \right] - \text{общие потери на объемную}$$

и поверхностную рекомбинацию, $\beta_c = \frac{d}{L_s} / \left(1 + \frac{d}{L_s}\right)$ - относительные потери на

поверхностную рекомбинацию, $\beta_v = \frac{1}{2} \left(\frac{d}{L_n} / \left(1 + \frac{d}{L_s}\right)\right)$ - относительные потери на

объемную рекомбинацию, $L_s = D_n / S$, d - толщина освещаемой области.

На основе расчетных данных показано, что при низких мощностях СВЧ волны и отсутствии возмущения высоты потенциального барьера ($I_c \neq 0$; $T_e = T_h = T$; $U_B = 0$) в освещенном фотодиоде коэффициент неидеальности определяется выражением:

$$m = \frac{eU}{kT \ln\left(\frac{I + I_c}{I_s} + 1\right)}, \quad (37)$$

а при возмущении высоты потенциального барьера (когда $T_e = T_h = T$; $I_c \neq 0$; $U_B \neq 0$) справедливо следующее выражение для m :

$$m = \frac{e(U - U_B |\cos(\omega t)|)}{kT \ln\left(\frac{I + I_c}{I_s} + 1\right)} \quad (38)$$

Предложены также аналитические выражения коэффициента неидеальности для случая, когда в р-п-переходе $(P_p / n_n) \gg 1$ и $(P_p / n_n) \ll 1$.

В случае, когда $(P_p / n_n) \gg 1$, основной вклад на ток дает разогрев дырок T_h ,

а при $(P_p / n_n) \ll 1$ - разогрев электрона T_e .

При высоких мощностях СВЧ волны ($T_e \neq T_h > T$; $I_c \neq 0$; $U_B \neq 0$) для ВАХ фотодиода получено следующее выражение:

$$\bar{I} = \frac{eD_e n_p}{L_e} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B |\cos(\omega t)|}{kT_e} \right) - 1 \right\} + \quad (39)$$

$$+ \frac{eD_h p_n}{L_h} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B |\cos(\omega t)|}{kT_h} \right) - 1 \right\} - I_c$$

когда $p_p / n_n \gg 1$ основную долю на ток вкладывает T_h , тогда m определяется из 2-го и 3-го члена этой формулы

$$m(T_h, T, U_B, I_c) = \frac{\frac{e}{k} \left(\frac{\varphi_0}{T} - \frac{(\varphi_0 - U) + U_B |\cos(\omega t)|}{T_h} \right)}{\ln \left(\frac{I + I_c}{I_{sh}} + 1 \right) \left(\frac{T}{T_h} \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (40)$$

где $I_{sh} = \sqrt{\frac{ekT_h}{\tau_h} \cdot T^{3,7} \cdot 2,5 \cdot 10^8 \cdot \frac{1,5 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\Delta\varepsilon}{kT}}}{n_n}}$,

а при $p_p / n_n \ll 1$ основной вклад на ток дает T_e , тогда m определяется из 1-го и 3-го члена формулы (39)

$$m(T_e, T, U_B, I_c) = \frac{\frac{e}{k} \left(\frac{\varphi_0}{T} - \frac{(\varphi_0 - U) + U_B |\cos(\omega t)|}{T_e} \right)}{\ln \left(\frac{I + I_c}{I_{se}} + 1 \right) \left(\frac{T}{T_e} \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (41)$$

где $I_{se} = \sqrt{\frac{ekT_e}{\tau_e} \cdot T^{3,4} \cdot 10^9 \cdot \frac{3 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\Delta\varepsilon}{kT}}}{p_p}}$

Кроме аналитических выражений (37), (38), (40), (41) и с учетом фототоков и пользуясь формулой (15) для определения m можно получить следующее трансцендентное уравнение:

$$\bar{I} = \frac{eD_e n_p}{L_e} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{mkT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{mkT_e} \right) \int_0^{2\pi} \exp \left(- \frac{eU_B \cos(\omega t)}{mkT_e} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\} + \quad (42)$$

$$+ \frac{eD_h p_n}{L_h} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{mkT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{mkT_h} \right) \int_0^{2\pi} \exp \left(- \frac{eU_B \cos(\omega t)}{mkT_h} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\} - I_c$$

Это уравнение дает возможность представить ВАХ р-п-перехода при разных значениях m .

В пятой главе «Изучение влияния деформации на полупроводник и р-п-переход во взаимосвязи с СВЧ полем и светом» приведены результаты исследования зависимости концентрации электронов от переменной

деформации, влияния света на ВАХ деформированного p - n -перехода в СВЧ поле, влияния возмущения высоты потенциального барьера и разогрева электронов и дырок в СВЧ поле на ВАХ деформированного p - n -перехода при воздействии света.

На основе исследования зависимости концентрации электронов в полупроводниках при его переменной деформации установлено, что размеры зависимости избыточной концентрации электронов от деформации-«петли Δn - ϵ » сильно зависят от амплитуды и частоты деформации приложенного к образцу. В частности, при уменьшении амплитуды деформации уменьшаются размеры-«петли Δn - ϵ » как по высоте, так и по ширине приводя к изменению избыточной концентрации электронов, а при увеличении частоты деформации также уменьшаются размеры «петли Δn - ϵ » и степень изменения концентрации электронов.

Получено выражение ВАХ p - n -перехода при воздействии односторонней деформации с учетом разогрева носителей и температурной зависимости собственной концентрации, ширины запрещенной зоны при различных условиях:

$$\bar{j} = \sqrt{\frac{ekT_e \cdot T^{3,4} \cdot 10^9 \cdot 3 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\epsilon_g(0)+\Delta\epsilon}{kT}}}{\tau_e \cdot p_p}} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_e} \right) \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_e} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\} + \quad (43)$$

$$+ \sqrt{\frac{ekT_h \cdot T^{3,7} \cdot 2,5 \cdot 10^8 \cdot 1,5 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\epsilon_g(0)+\Delta\epsilon}{kT}}}{\tau_h \cdot n_n}} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_h} \right) \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_h} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\}$$

Откуда следует, что деформация увеличивает ток через p - n -переход как при отсутствии СВЧ поля (рис.4(a)) так и при сильном разогреве электронов и дырок (рис.4(b), кривые 3,4). При этом СВЧ волна воздействует на электронно-дырочный газ, а деформация меняет энергетический спектр полупроводника.

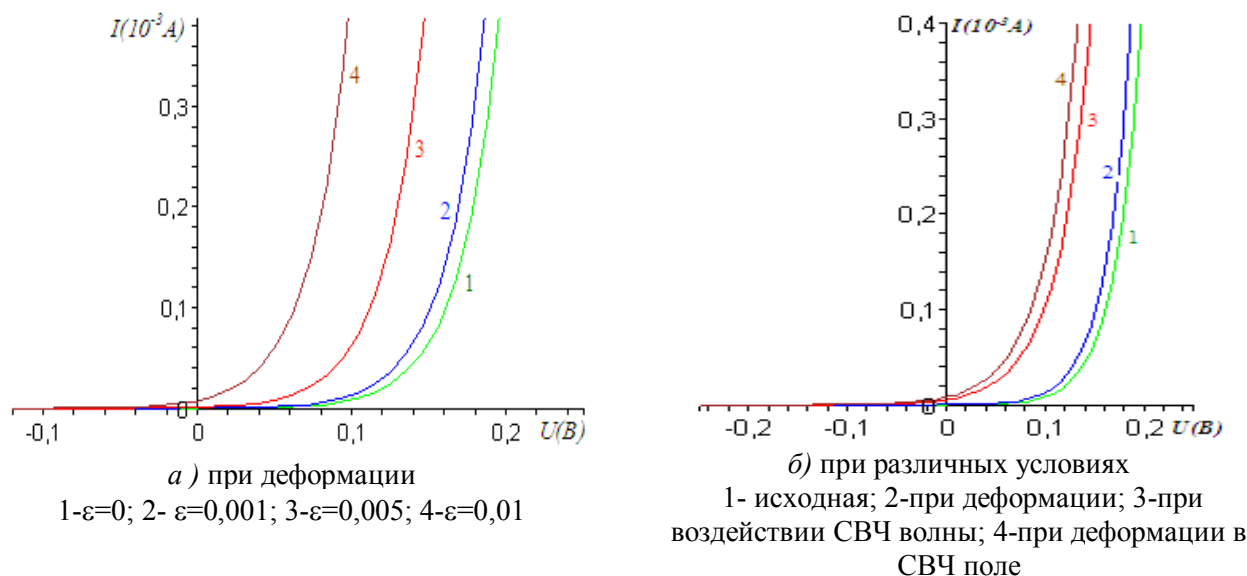


Рис. 4. ВАХ p - n -перехода при внешних воздействиях

С учетом возмущения высоты потенциального барьера и разогрева электронов и дырок в СВЧ поле получено аналитическое выражение ВАХ деформированного р-п-перехода при воздействии света:

$$\bar{I} = I_{se}(\varepsilon) \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B |\cos(\omega t)|}{kT_e} \right) - 1 \right\} + \quad (44)$$

$$+ I_{sh}(\varepsilon) \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B |\cos(\omega t)|}{kT_h} \right) - 1 \right\} - I_c$$

или $I = (I_{se}(\varepsilon) + I_{sh}(\varepsilon)) \exp \left(\frac{eU}{mkT} - 1 \right)$, (45)

где для кремниевых р-п-переходов

$$I_{se}(\varepsilon) = \sqrt{\frac{ek}{\tau_e} \cdot T^{4,4} \cdot 10^9} \cdot \frac{3 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\varepsilon_g(0) + \Delta\varepsilon}{kT}}}{p_p}, \quad (46)$$

$$I_{sh}(\varepsilon) = \sqrt{\frac{ek}{\tau_h} \cdot T^{4,7} \cdot 2,5 \cdot 10^8} \cdot \frac{1,5 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\varepsilon_g(0) + \Delta\varepsilon}{kT}}}{n_n} \quad (47)$$

Для случая деформированного р-п-перехода при низких мощностях СВЧ волны, когда происходит возмущение высоты потенциального барьера ($I_c=0$, $\varepsilon \neq 0$; $T_e=T_h=T$; $U_B \neq 0$) из формулы (44) получено выражение для ВАХ:

$$\bar{I} = (I_{se}(\varepsilon) + I_{sh}(\varepsilon)) \left[\exp \left(\frac{e(U - U_B |\cos(\omega t)|)}{mkT} \right) - 1 \right] \quad (48)$$

При воздействии на деформированный р-п-переход света ($I_c=0$, $\varepsilon \neq 0$; $T_e=T_h=T$; $U_B \neq 0$) из формулы (5.11) для ВАХ получим:

$$\bar{I} = (I_{se}(\varepsilon) + I_{sh}(\varepsilon)) \left[\exp \left(\frac{e(U - U_B |\cos(\omega t)|)}{mkT} \right) - 1 \right] - I_c \quad (49)$$

При больших мощностях СВЧ волны, когда электроны и дырки разогреваются, а также происходит возмущение высоты потенциального барьера без освещения ($I_c=0$, $\varepsilon \neq 0$; $T_e \neq T_h > T$; $U_B \neq 0$) для ВАХ деформированного р-п-перехода имеем следующее выражение:

$$\begin{aligned} \bar{I} = I_{se}(\varepsilon) & \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B |\cos(\omega t)|}{kT_e} \right) - 1 \right\} + \\ & + I_{sh}(\varepsilon) \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B |\cos(\omega t)|}{kT_h} \right) - 1 \right\} \end{aligned} \quad (50)$$

В этих условиях при освещении р-п-перехода ($\varepsilon \neq 0$; $T_e \neq T_h > T$; $I_c \neq 0$, $U_B \neq 0$) получено следующее выражение ВАХ:

$$\begin{aligned} \bar{I} = I_{se}(\varepsilon) & \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B |\cos(\omega t)|}{kT_e} \right) - 1 \right\} + \\ & + I_{sh}(\varepsilon) \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B |\cos(\omega t)|}{kT_h} \right) - 1 \right\} - I_c \end{aligned} \quad (51)$$

На основе проведенных исследований ВАХ сделано следующее заключение. Воздействие на р-п-переход деформации и СВЧ поля увеличивает ток через р-п-переход, а свет уменьшает его, что обусловлено возникновением рекомбинационного тока, а под действием света генерационного тока, которые направлены противоположно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Из теоретических исследований следует, что при низких мощностях СВЧ волны полевая зависимость подвижности не только горячих, но и теплых электронов и возмущение высоты потенциального барьера приводит к возникновению ЭДС и тока. При больших мощностях СВЧ волны разогрев электронов и возмущение высоты потенциального барьера приводит к увеличению тока короткого замыкания и напряжения холостого хода.

2. Построена теория трехмерной ВАХ, из которой получены в СВЧ поле для несимметричного р-п-перехода, токи короткого замыкания и напряжения холостого хода. Трехмерная ВАХ позволила получить более наглядные представления о процессах разогрева электронов и дырок СВЧ полем.

3. Впервые проведен расчет ВАХ р-п-переходов в СВЧ поле с учетом разогрева основных носителей не только п-области (электронов), но и р-области (дырок). Установлено, что ВАХ диода определяется температурой тех носителей заряда, которыми переносится основной ток через р-п-переход.

4. Выявлено, что возникновение ЭДС и токов при слабом разогреве носителей заряда, обусловлено отклонением вектора напряженности электрического поля СВЧ волны внутри несимметричного по концентрации р-п-перехода и эффектом Френкеля, а при сильном разогреве - существенное

изменение параметров потенциального барьера приводит как к возникновению ЭДС и токов, так и их росту.

5. Построена теория неоднородного разогрева несимметричного *p-n*-перехода в СВЧ поле, с учетом горячих электронов и дырок, а также одновременным высокочастотным возмущением потенциального барьера. Соответствующий расчет ВАХ показывает, что при этом возникают вихревые токи, которые в состоянии уменьшить величину полного тока через *p-n*-переход.

6. Установлено, что генерированные при освещении фотоносители, приводят к смещению ВАХ *p-n* перехода в сторону отрицательных значений тока, что, в свою очередь, изменяет некоторые эффекты сильного СВЧ поля на параметры несимметричного *p-n*-перехода (подавляются рекомбинационные токи).

7. Определен механизм одновременного влияния на несимметричный *p-n* переход трех воздействий: деформации, сильного СВЧ поля и света. Если деформация и СВЧ поле увеличивает генерируемый через *p-n* переход ток, то воздействие света – наоборот, приводит к его уменьшению.

8. Установлено, что уменьшение амплитуды и увеличение частоты деформации приводит к изменению избыточной концентрации электронов. Учет специфических особенностей деформационного эффекта в полупроводниках позволили определить изменение концентрации рекомбинационных центров в образце.

9. С учетом концентрации, температуры, коэффициента и длины диффузии носителей тока обоих знаков, температуры фононов, приложенного напряжения и возмущения высоты потенциального барьера получено универсальное выражение для коэффициента неидеальности.

10. При исследовании явлений, связанных с участием неравновесных носителей тока, в частности, при вычислении баллистической фотоэдс, возникающей в тонких пленках, можно использовать математический аппарат, примененный при расчете воздействия СВЧ поля на полупроводниковую структуру. Из расчетов следует, что эта баллистическая фотоэдс прямо пропорциональна интенсивности света и определяется скоростью фотоэлектронов, временем и длиной свободного пробега возбуждаемых носителей, а её величина (фотоэдс) может преобладать над объемной электродвижущей силой лишь в образцах с большой длиной свободного пробега при сильном поглощении света.

**SCIENTIFIC COUNCIL ON AWARD OF SCIENTIFIC DEGREE OF
DOCTOR OF SCIENCES 16.07.2013.FM/T.12.01 at PHYSICAL-
TECHNICAL INSTITUTE OF SCIENTIFIC-PRODUCTION
ASSOCIATION «PHYSICS-SUN», INSTITUTE OF ION-PLASMA AND
LASER TECHNOLOGIES AND SAMARKAND STATE UNIVERSITY**

**SCIENTIFIC-PRODUCTION ASSOCIATION «PHYSICS-SUN»
PHYSICAL-TECHNICAL INSTITUTE**

DADAMIRZAEV MUKHAMMADJON GULOMKODIROVICH

**ELECTROMOTIVE FORCES OF HOT CHARGE CARRIER ON *p-n*
JUNCTION AND DYNAMICS OF DEFORMATIONAL EFFECTS IN
SEMICONDUCTORS**

01.04.10 – Physics of semiconductors (physical and mathematical sciences)

ABSTRACT OF DOCTORAL DISSERTATION

Tashkent – 2015 year

The subject of doctoral dissertation is registered at Supreme Attestation Commission at the Cabinet of Ministers of Republic of Uzbekistan under number 30.09.2014/B2014.5.FM163

Doctoral dissertation is carried out at the Physical - Technical Institute.

Abstract of dissertation in three languages (Uzbek, Russian, English) is placed on web page to address fti-kengash.uz and on Information-educational portal "ZiyoNet" to address www.ziynet.uz.

Scientific Consultant:

Shamirzaev Sezgir Khabibullaevich

doctor of sciences in physics and mathematics, professor

Official opponents:

Imamov Erkin Zunnunovich

doctor of sciences in physics and mathematics, professor

Rasulov Rustam Yavkachovich

doctor of sciences in physics and mathematics, professor

Ayukhanov Rashid Ahmedovich

doctor of sciences in physics and mathematics

Leading organization:

National University of Uzbekistan

Defense will take place on «__» _____ 2015 at ____ at the meeting of Scientific council 16.07.2013.FM/T.12.01 at Physical Technical Institute, Institute of Ion-Plasma and Laser Technologies and Samarkand State University at the following address: 100084, Uzbekistan, Tashkent, 2B Bodomzor yuli street. Phone/fax: (+99871) 235-42-91, e-mail: lutp@uzsci.net.

Doctoral dissertation is registered in Information-resource center of Physical Technical Institute by № 03, it is possible to review it in IRC at the following address: 100084, Uzbekistan, Tashkent, 2B Bodomzor yuli street. Phone/fax: (+99871) 235-30-41.

Abstract of dissertation sent out on «__» _____ 2015 year.
(mailing report _____ on «__» _____ 2015 year).

S.L. Lutpullayev

Chairman of Scientific council
on award of scientific degree of doctor of sciences
doctor of sciences in physics and mathematics, professor

A.V. Karimov

Scientific secretary of Scientific council
on award of scientific degree of doctor of sciences
doctor of sciences in technics

I.G. Atabayev

Chairman of Scientific seminar at Scientific council
on award of scientific degree of doctor of sciences
doctor of sciences in physics and mathematics, professor

Introduction (Annotation of doctoral dissertation)

Topicality and demand of the subject of dissertation. Nowadays, in world the development of fundamental research in the field of microwave devices is one of the important scientific problems in the physics of semiconductors. The research aimed at studying the influence of the microwave field in the forming of an electromotive force in the p-n-junction and the processes of deformation effects in semiconductors, modulation and receiving of microwave signals are prospective.

In the field of development and investigation of microwave diodes main attention is focused on the manufacturing of microwave monolithic integrated circuit structures based on GaAs and InP, and modules based on them. Studies are carried out on manufacturing technology and supply of electronic components, discrete semiconductor devices. In order to expand their functional characteristics research of the effect of simultaneous exposure of RF electromagnetic field, deformation and light on the current characteristics of diode structures are relevant.

Research of the diode structure with an asymmetric concentration p-n-transition by giving to the charge carriers conditions of warm and hot electron allows to receive significant information about the dynamics of its current characteristics depending on external influences such as deformation, thermal radiation, which are demanded in this time.

Therefore the study of the influence of the effects arising in semiconductor structures with simultaneous deformation and light in the microwave field in conjunction with changes in the current-voltage characteristics of the diodes serves as the basis for solving the problems raised in the dissertation.

Conformity of research to priority directions of development of science and technologies of the republic. This work has been done in accordance with the priority areas of Science and Technology of the Republic of Uzbekistan: F2 “Physics, astronomy, energy and engineering”

Review of international scientific researches on the subject of dissertation. The investigation of photovoltaic effect in thin films has been carried out in the leading scientific centers of the country, at institutes and universities, in particular, The American Institute of Physics (USA), National Astronomical Observatory of Japan (Japan), University of New Hampshire (USA) in Physical-technical Institute named by A.F. Ioffe (Saint-Petersburg, Russia).

Globally, a number of actual problems has been solved, including research of the photovoltaic effect in films of cadmium telluride in a vacuum are conducted (National Astronomical Observatory of Japan) and in thin films of germanium (The American Institute of Physics (USA), work on the study of photovoltaic properties of silicon p-n-transitions in strong microwave fields are maintained in the Physical-Technical Institute named by A.F. Ioffe (Saint-Petersburg, Russia), and studying the effects of pressure and temperature on resistance of a germanium p-n-junction engaged in University of New Hampshire (USA).

The work which has been carried out to study the dependence of electromotive force arising in the p-n-junction of the pressure and optical radiation in the microwave field is one of the most perspective fields of the research

Degree of study of problem. American scientists H. Kallmannom with his staff indicated that obliquely depositing a thin film of germanium photovoltage is much larger than the band gap. In these positive and negative photovoltage exist simultaneously in the same sample; and the prevailing of them change over time. Dark resistance and EMF are exponentially dependent on temperature with the same activation energies, indicating that both the dark resistance and electromotive force arise at the same elementary processes.

The influence of pressure and temperature resistance of germanium pn-transition has been studied by H.H.Hallom with the staff of the University of New Hampshire (USA). In accordance with Shockley's theory at low voltages resistivity p-n-transition is changing exponentially. As the pressure on the p-n-junction in the single crystal germanium, a change ratio of the increment of resistance to the initial resistance of 12.5 percent, which corresponds to a change increment bandgap of about $3,1 \cdot 10^{-3}$ eV, for the applied pressure of 10,000 lb/in². Analysis of measurements at temperatures between 16,5 ° C and 20,5 ° C gives the band gap value averaging about 0.72 eV. These values are in agreement with the results obtained by varying the internal resistance with temperature and pressure.

A group of Russian scientists led by Professor A.I. Wenger experimentally investigated the electrical properties of silicon pn-junctions in strong microwave fields when $p_p \gg n_n$ (n_n и p_p – the concentration of majority carriers in the n- and p-regions). It is shown that the influence of warm-up fields in the CVC and the occurrence of hot carriers of the thermoelectric power is manifested not only by increasing the temperature, but also a change of recombination processes in space charge region of transition under the influence of an external electric field. Thus, they haven't taken into account the changes in temperature holes.

In addition, the dependence of the studied imperfection, short-circuit current, open circuit voltage in a microwave field. It was concluded that with the increase of the electron temperature (T_e) ratio of non-ideal growing. However, in this case, the calculation hasn't taken into account the effect of temperature on the rate of holes imperfection CVC pn-junction in a microwave field.

Nowadays, scientists of Uzbekistan S.H.Samirzaev and G.Gulyamov have studied the strengthening dimensional thermal effects in the pn-junction with an internal electrostatic field on heating of electrons and phonons in a microwave field.

From the above, it follows that the calculation of the current characteristics of p-n junctions in a microwave field hasn't taken into account the changes in temperature of the holes and their influence on the coefficient of non-ideal current-voltage characteristics of pn-junction. As well as, they are remaining unexplored perturbations of the potential barrier, the behavior of the eddy currents in the non-uniform heating of asymmetric pn-junction, the impact of a simultaneous deformation and light on the CVC pn-junction in the strong microwave field.

Connection of dissertational research with the plans of scientific-research works. The work has been done in the Physics-Technical Institute and Namangan Engineering Pedagogical Institute in the framework of the State program of scientific research of Uzbekistan F.2-1.55 number on the topic: "New mechanisms of electromotive forces in semiconductors" (2003-2007 years); and projects from-F2-077 * "The dynamics of deformation effects semiconductors, postglacial films and the impact of electromagnetic waves on the currents arising in semiconductor films" (2007-2011.); as well as the project F2-21 "Mathematical modeling of the determination of the density of surface states at the semiconductor-insulator" (2012-2016 years).

Purpose of research is to study the influence of microwave electromagnetic field, deformation and light on the current characteristics of asymmetrical concentration pn-junction.

To achieve this goal the following **tasks of research** are formulated:

study the influence of process perturbation potential barrier height, as well as the heating of electrons and holes in the microwave field in the CVC asymmetric pn-junction;

considering the depending of CVC on the microwave field in three-dimensional space;

the impact factor of imperfection pn-junction, depending on the dynamics of the current-voltage characteristics of the microwave field, the deformation and the light.

study the processes of occurrence of eddy currents and their influence on the current-voltage characteristics of an asymmetric pn-junction with the non-uniform heating in a microwave field.

study the surface manifestation of processes, reactive the photovoltage in conjunction with bulk the photovoltage in thin films

study the concentration (n) of the deformation (ε) by varying the frequency and amplitude of the variable deformation;

study the effect of deformation and subsequent illumination of the CVC p-n go in the microwave field.

The object of the research are unbalanced concentration p-n-transitions and thin semiconductor films.

The subject of research is the process of formation of the current characteristics in asymmetric concentration p-n-junction and the appearance of the surface, reactive and bulk the photovoltage in thin films.

The methods of the research. To solve the problems applied methods of theoretical calculations and computer modeling of electronic processes in asymmetrical concentration p-n-junction, thin semiconductor films under the action of microwave electromagnetic field, the deformation and the light.

Scientific novelty of dissertational research consists in the following:

for the first time it is proved that the open circuit voltage and short circuit current in asymmetric concentration p-n-junction placed into a microwave field occurs not only due to high temperature charge carrier, but also due to less hot carriers with a high concentration;

the dependences of CVC, short circuit current and open circuit voltage are considered for asymmetrical concentration p-n-junction in a microwave field in three-dimensional space, the dynamics of change by the third parameter are analysed;

it is shown that the non-ideality ratio of current-voltage characteristics of p-n-junction in a microwave field is determined by the electron temperature T_e , and holes T_h , at a predetermined bias voltage U and described by the expression, taking into account the concentrations of electrons and holes, as well as their temperature coefficient and diffusion length, temperature of phonons, applied voltage and perturbations of potential barrier height;

it is revealed that the forming of EMF and current in low heating of charge carriers due to deviation of the electric field vector of the microwave inside the asymmetric concentration p-n-junction and Frenkel's effect and their increase at a strong heating of charge carriers due to the simultaneous perturbation of the potential barrier height;

the CVC is calculated at nonuniform heating asymmetric p-n-junction in a microwave field, showing the occurrence of curl currents lead to a reduction in the total current associated with the heating of the electrons and holes, and high-frequency disturbance potential barrier;

it is shown that the increase in the concentration of current asymmetric p-n-junction, caused outrage potential barrier height and an increase in recombination current in a strong microwave field, is inhibited by light to generate photocarriers, leading to the displacement of current-voltage characteristics of p-n-junction in the direction of smaller current values;

it is established that the deformation of asymmetric concentration of p-n-junction in a strong microwave field increases the generated current, and simultaneous exposure to light it causes its decrease.

Practical results of the research concluded that the occurrence of voltage in the diode under the influence of the microwave field allows you to use it as an indicator of the microwave field, and with the heating holes range area to be measured is greatly extended.

The reliability of the results substantiated the coincidence of the calculation results with the experimental data obtained by the leading specialists for microwave diodes, the right choice of the object of the research, rigorous mathematical calculations, using reasonable methods of solution and assess the accuracy of decisions, by comparison with experimental results and numerical experiments.

Theoretical and practical value of the results of the research. The scientific value of the results of the work is to obtain new data on the dependence of the current characteristics of p-n-junction on the power when exposed to light and deformation in a microwave field.

The practical value of the work lies in the fact that, depending on the power of emerging EMF microwave field allow the use of the diode as indicators of the power of the microwave signal.

Realization of results of research. Received results of calculation of the current characteristics considering warm-up holes under the influence of deformation and light are used to process the experimental data obtained during grant of the Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences on the topic "The antiferromagnetic and ferromagnetic ordering of the impurity spins in nonmagnetic semiconductors near the phase transition insulator-metal". (The date of Physics-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences 11.16.2015).

Approbation of the work. The results of the thesis were reported and discussed at international and national conferences: 6th International Scientific Conference 2014, "Applied Sciences and technologies in the United States and Europe: common challenges and scientific findings" (New York, USA, 2014); "Optical and photo electrical phenomena in semiconducting micro- and nanostructures" (Fergana, 2014); "Fundamental and Applied Questions of Physics" (Tashkent, 2013); "Actual problems of solid state physics" (Andijan, 2009); "Photovoltaic and optical phenomena in semiconductor structures" (Fergana, 2006); "Fundamental and applied problems of Physics of Semiconductors" (Andijan, 2005); "Fundamental and Applied Questions of Physics" (Tashkent, 2003);

The main results of the thesis were reported and discussed on enlarged seminar at Namangan engineering-pedagogical institute with attendance of specialists from Fergana and Andijan (30.04.2015), and on seminar in the direction of Semiconductor Physics at the Physics-Technical Institute of Uzbek Academy of Sciences (30.09.2015), as well as on scientific seminar at the Scientific Council of 07.16.2013.FM/T.12.01 at the Physics-Technical Institute of Uzbek Academy of Sciences, the Institute of Ion-plasma and laser technologies of Uzbek Academy of Sciences and Samarkand State University for awarding the degree of Doctor of Science by specialty 01.04.10-Physics of semiconductors (20.11.2015).

Publication of the results. On the subject of the dissertation 24 scientific papers were published, including 13 papers in scientific journals, of them 6 papers in international journals and 11 publications in the Proceedings of the Conference.

Structure and volume of dissertation. The dissertation consists of an introduction, five chapters, conclusion, bibliography, 13 appendixes and contains 200 pages of text, including 46 figures and 6 table.

MAIN CONTENTS OF THE DISSERTATION

Dissertation is devoted to the study of the influence of strong ultra-high frequency electromagnetic wave, light and strain, as well as their simultaneous impact on currents and EMF generated in asymmetrical p-n-junction.

In the introduction, the actuality of the problem and the theme of the thesis are expressed, formulated goals and objectives, scientific novelty and practical significance of the work, provides information on the implementation of the research results.

In the first chapter «**Analysis of the current state of research on the interaction of microwave radiation with a semiconductor diode and photo effects in thin films**» of the thesis is an overview of published data on the state of the problem of research and development of semiconductor devices with the heating of the electrons by electric fields and physical effects in them, as well as the study of the dependence current characteristics and the coefficient of imperfection structures with p-n-transition under the influence of the microwave field and the development process in thin films of the surface, reactive photovoltage.

In the second chapter «**Features of the perturbation potential barrier manifestation of EMF and behavior of current characteristics of p-n-junction in the microwave field**» to study the effect of heating of electrons and holes in the CVC symmetric and asymmetric pn-junction in a microwave field, the perturbation potential barrier height, depending on the coefficient of imperfection heated by the temperature of the media pn-junction in a microwave field and its impact on the electrical characteristics of the pn-junction in the three-dimensional space.

An analytical expression based on electron heating, describing the current-voltage characteristics of symmetrical pn-junction defined field dependence of the mobility of electrons and warm, the height of the potential barrier in a microwave field:

$$\bar{I} = \frac{kTn_i^2 \mu_{0e} (1 - \beta_e E^2)}{L_e p_p} \left[\left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_e} \right) I(U_B, T_e) - 1 \right]. \quad (1)$$

Moreover, a detected voltage of the diode is determined by the formula:

$$U = \frac{kT_e}{e} \left\{ \ln \left(\frac{\bar{I}}{I_S} + 1 \right) + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{T}{T_e} \right) - \frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_e} \right) - \ln I(U_B, T_e) \right\} \quad (2)$$

$$\text{here } I_S = \frac{kTn_i^2 \mu_{0e} (1 - \beta_e E^2)}{L_e p_p} \quad (3)$$

As it is known carrier heating in a microwave field results in a electromotive force voltage RF at which the idling $j=0$ represents:

$$U_{OC} = -\frac{kT_e}{e} \left\{ \frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_e} \right) + \ln I(U_B, T_e) - \frac{1}{2} \ln \left(\frac{T}{T_e} \right) \right\} \quad (4)$$

and consequently the short circuit current ($U=0$):

$$I_{SC} = I_s \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_e) \exp \left[\frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_e} \right) \right] - 1 \right\} \quad (5)$$

At high power microwave energy in view of the temperature dependence of the electron mobility of the saturation current of electrons in silicon pn-junction has been given by

$$I_{se} = \sqrt{\frac{kT_e}{e\tau_e} \frac{4 \cdot 10^9 T^{-2,6}}{p_p^2}}, \quad (6)$$

and current characteristics as shown in Fig. 2.1 can be approximated by the formula:

$$I = \sqrt{\frac{kT_e}{e\tau_e} \frac{4 \cdot 10^9 T^{-2,6}}{p_p^2}} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_e) \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U_{oc})}{kT_e} \right) - 1 \right\} \quad (7)$$

In the case of hot electrons with increasing electron temperature will increase greatly the total currents (Fig. 1 (a)), and the RF circuit current

$$I_{\kappa 3} = \sqrt{\frac{kT_e}{e\tau_e} \frac{4 \cdot 10^9 T^{-2,6}}{p_p^2}} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_e) \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e\varphi_0}{kT_e} \right) - 1 \right\}. \quad (8)$$

changed by the amount of factor (pic. 1(b))

$$I(U_B, T_e) = \int_0^{2\pi} \exp \left(-\frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_e} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi}. \quad (9)$$

In accordance with an increase in the electron temperature ((7) at $j = 0$) RF circuit voltage (Figure 1 (c)) also increases:

$$U_{oc} = \frac{kT_e}{e} \left\{ \ln \left[\frac{1}{\left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_e)} \right] + \frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T_e} + \frac{1}{T} \right) \right\} \quad (10)$$

The experimental values of the RF circuit voltage in a microwave field for silicon samples are important, for example, the works of AI Veyngera to 10 eV, which is several times greater than the expected value. We have derived the expression for the m-ideality in the following form:

$$T_e^* = mT_e \quad (11)$$

$$\text{where } m = \left[1 + \frac{kT}{e\varphi_0} \ln \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{eU_{B\perp} \cos(\omega t)}{kT_e}\right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} \right], \quad (12)$$

which is further used for current-voltage characteristics of diodes in the interpretation of the microwave field.

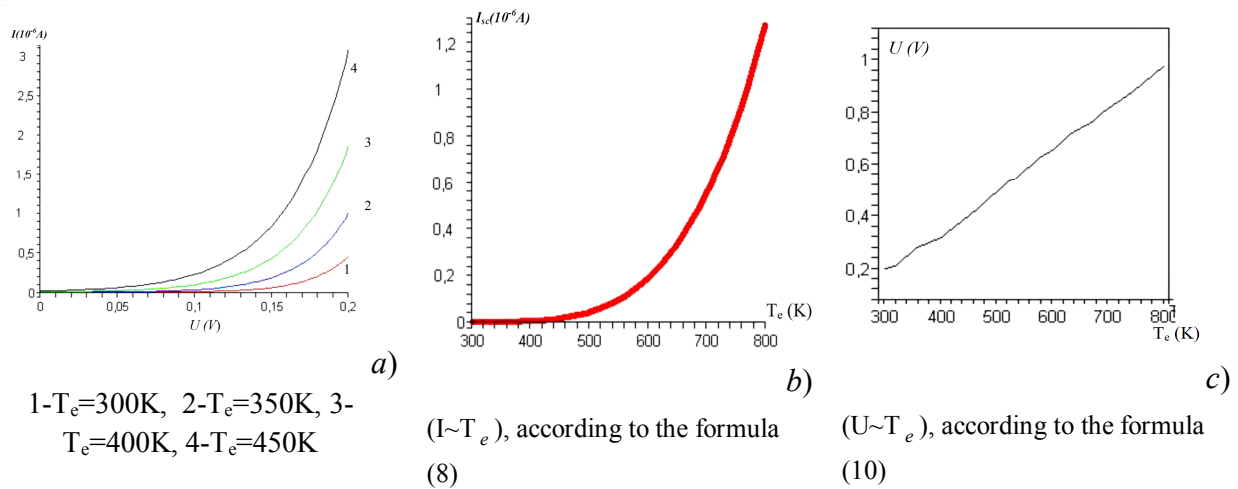


Fig.1. Current characteristics of silicon p-n-junctions depending on the electron temperature

Thus, according to the theory of the diode electron current passing through the barrier when the wave period is more than the flight time of electrons through the barrier of the total current through the diode consists of electron and hole currents:

$$j = j_e + j_h = \frac{eD_e n_p}{L_e} \left[\left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B \cos(\omega t)}{kT_e} \right) - 1 \right] + \frac{eD_h p_n}{L_h} \left[\left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B \cos(\omega t)}{kT_h} \right) - 1 \right] \quad (13)$$

or the average value of the total current is given by:

$$\bar{j} = \int_0^{2\pi} (j_e + j_h) \frac{d(\omega t)}{2\pi}. \quad (14)$$

Accordingly, low power of the microwave wave current through the diode is due to warm carriers and perturbation potential barrier height. However, at high power of the microwave temperature electrons and holes does not depend on the

time since they do not have time to cool down for a period of the wave, while $T_e \neq T_h \neq T$ CVC diode is determined by the formula:

$$\begin{aligned} \bar{I} = & \frac{eD_e n_p}{L_e} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_e} \right) \int_0^{2\pi} \exp \left(- \frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_e} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\} + \\ & + \frac{eD_h p_n}{L_h} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_h} \right) \int_0^{2\pi} \exp \left(- \frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_h} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\}. \end{aligned} \quad (15)$$

Which shows that the diode current increases due to the perturbation of the potential barrier height and carrier heating (T_e u T_h) in a microwave field. The increase in current is determined by the integral:

$$I(U_B, T_h) = \int_0^{2\pi} \exp \left(- \frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_h} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi}. \quad (16)$$

In its turn, the B short-circuit current ($U = 0$), is as follows:

$$\begin{aligned} \bar{j} = & \frac{eD_e n_p}{L_e} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_e) \exp \left[\frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_e} \right) \right] - 1 \right\} + \\ & + \frac{eD_h p_n}{L_h} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_h) \exp \left[\frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_h} \right) \right] - 1 \right\}. \end{aligned} \quad (17)$$

Which shows that the RF circuit current also increases with increasing temperature carriers. The perturbation of the potential barrier height and heating media always increases the HF short-circuit current of pn-junction. Using the theorem on the mean values can be written:

$$\begin{aligned} \bar{j} = & \frac{eD_e n_p}{L_e} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left[\frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_e} \right) - \frac{eU_B |\overline{\cos(\omega t)}|}{kT_e} \right] - 1 \right\} + \\ & + \frac{eD_h p_n}{L_h} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left[\frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_h} \right) - \frac{eU_B |\overline{\cos(\omega t)}|}{kT_h} \right] - 1 \right\}. \end{aligned} \quad (18)$$

The expression of RF circuit voltage ($j = 0$), taking into account $p_n = n_i^2 / n_n$ is as follows:

$$\frac{D_e}{L_e p_p} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_e) \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U_{oc})}{kT_e} \right) - 1 \right\} = - \frac{D_h}{L_h n_n} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_h) \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U_{oc})}{kT_h} \right) - 1 \right\}. \quad (19)$$

Given the dependence of the mobility of holes in the lattice temperature

$$D_h = \frac{kT_h}{e} \mu_h, \quad \mu_h = 2,5 \cdot 10^8 \cdot T^{-2,3}, \quad \sim 150 < T < 400K.$$

formula (19) can be written as follows:

$$\begin{aligned} & \sqrt{\frac{kT_e}{e\tau_e} \frac{4 \cdot 10^9 T^{-2,6}}{p_p^2}} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_e) \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U_{oc})}{kT_e} \right) - 1 \right\} = \\ & = - \sqrt{\frac{kT_h}{e\tau_h} \frac{2,5 \cdot 10^8 T^{-2,3}}{n_n^2}} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} I(U_B, T_h) \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U_{oc})}{kT_h} \right) - 1 \right\}. \end{aligned} \quad (20)$$

As can be seen from the expression (20) is determined by the convection current density, temperature, diffusion coefficients and the lifetime of the minority charge carriers. It follows that when exposed to strong electromagnetic wave to the diode is necessary to consider all the factors responsible for the change in current through the pn-junction.

At low power the microwave heating of the electrons and holes can be ignored, as the current through the diode arises only by perturbations of the potential barrier height, which leads to straightening. At high power microwave energy with and according to its own carrier concentration on the lattice temperature and the band gap of silicon:

$$n_i^2 = 1,5 \cdot 10^{33} \cdot T^3 \cdot e^{-\frac{\Delta\varepsilon}{kT}}; \quad \Delta\varepsilon = 1,27\vartheta B; \quad (21)$$

for the electron and hole saturation currents we have the following expression:

$$j_{se} = \sqrt{\frac{ekT_e}{\tau_e} \cdot T^{3,4} \cdot 10^9} \cdot \frac{3 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\Delta\varepsilon}{kT}}}{p_p} \quad (22)$$

$$j_{sh} = \sqrt{\frac{ekT_h}{\tau_h} \cdot T^{3,7} \cdot 2,5 \cdot 10^8} \cdot \frac{1,5 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\Delta\varepsilon}{kT}}}{n_n} \quad (23)$$

Taking into account (22), (23) we can write the formula (15), which determines the current and the emf arising in the pn-junction under the influence of a strong microwave field in view of the simultaneous heating, both electrons and holes:

$$\begin{aligned} \bar{j} = & \sqrt{\frac{ekT_e}{\tau_e} \cdot T^{3,4} \cdot 10^9} \cdot \frac{3 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\Delta\varepsilon}{kT}}}{p_p} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_e} \right) \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_e} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\} + \\ & + \sqrt{\frac{ekT_h}{\tau_h} \cdot T^{3,7} \cdot 2,5 \cdot 10^8} \cdot \frac{1,5 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\Delta\varepsilon}{kT}}}{n_n} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_h} \right) \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_h} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\} \end{aligned} \quad (24)$$

In order to obtain reliable data and visual characteristics of the electric considered depending pn-transition temperature heated by the carrier in the

microwave field in the three-dimensional space using the Maple. To build the CVC used formula (24) describing the current-voltage characteristics at different temperature setting heated by carriers in the microwave field. First, assuming a constant temperature of holes, built at change of CVC electron temperature. In the temperature range 300 to 800 K electron current varies only 50%. That is, the current increase of hot carriers in asymmetric pn-junction ($p_p \gg n_n$) is almost independent of the electron temperature. Figure 2 (a) shows the IV characteristic of pn-junction in the three-dimensional space (j, U, T_h) at a constant temperature of electrons ($T_e = \text{const}$). At the same time as shown in Fig. 2 (a) by increasing the temperature of the hole 300K to 800K current increases by more than an order confirming a decisive role in shaping the hole current of the total current. A three-dimensional plot of the RF short-circuit current of the electron temperature and the hole defined by the formula:

$$\begin{aligned} \bar{I}_{\kappa 3} = & \sqrt{\frac{ekT_e \cdot T^{3,4} \cdot 10^9}{\tau_e}} \cdot \frac{3 \cdot 10^{33} \cdot e^{\frac{\Delta \varepsilon}{kT}}}{p_p} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left[\frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_e} \right) \right] \int_0^{2\pi} \exp \left(-\frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_e} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\} + \\ & + \sqrt{\frac{ekT_h \cdot T^{3,7} \cdot 2,5 \cdot 10^8}{\tau_h}} \cdot \frac{1,5 \cdot 10^{33} \cdot e^{\frac{\Delta \varepsilon}{kT}}}{n_n} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left[\frac{e\varphi_0}{k} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_h} \right) \right] \int_0^{2\pi} \exp \left(-\frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_h} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\}, \end{aligned} \quad (25)$$

The spatial relationship on the basis of formula (25) are shown in Fig. 2 (b). It can be seen that the short-circuit current is strongly dependent on the temperature of the hole and almost does not depend on the electron temperature, and it lies on the surface of the above $f(j_{\kappa 3}, T_e, T_h)$.

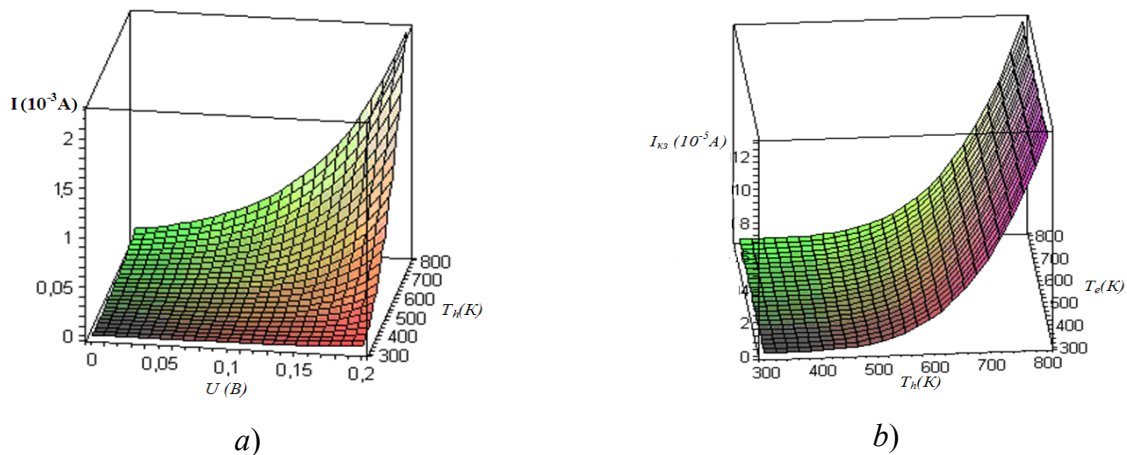


Fig. 2. The current characteristics silicon pn-junctions according to the temperature of the electrons and holes in three dimensions

Considering that well-known works of the experimental values of the imperfection of silicon diodes in the microwave field does not agree with the

calculated values based on certain temperature heated by electrons or holes, we consider dependence of the imperfection of the electron temperature T_e , and the hole temperature T_h in the three-dimensional coordinates.

Provided that $T_e=T_h=T$; $U_B=0$ we obtained the formula (15) is converted to m to the traditional formula of the coefficient of imperfection:

$$m = eU/kT \ln\left(\frac{I}{I_s} + 1\right) \quad (26)$$

Using expressions (15) and theorem about average value:

$$f(U_B) = \left| \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_e}\right) d(\omega t) \right| \approx \left| \exp\left(-\frac{eU_B |\cos(\omega t)|}{kT_e}\right) \right| \gg 1 \quad (27)$$

We obtain a formula for the current-voltage characteristics of pn-junction:

$$\begin{aligned} \bar{I} = & \frac{eD_e n_p}{L_e} \left\{ \left(\frac{T_e}{T}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B |\cos(\omega t)|}{kT_e}\right) - 1 \right\} + \\ & + \frac{eD_h p_n}{L_h} \left\{ \left(\frac{T_h}{T}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B |\cos(\omega t)|}{kT_h}\right) - 1 \right\} \end{aligned} \quad (28)$$

High power microwave energy when $T_e \neq T_h > T$; $U_B \neq 0$ experimental studies conducted on asymmetrical diodes $(P_p/n_n) \gg 1$. In this case, the main share of the total current flowing through the pn-junction, make a hot hole. For this case we obtain formula ideality factor of 2 parts of formula (28):

$$m(T_h, T, U_B) = \frac{\frac{e}{k} \left(\frac{\varphi_0}{T} - \frac{(\varphi_0 - U) + U_B |\cos(\omega t)|}{T_h} \right)}{\ln \left(\left(\frac{I_h}{I_{sh}} + 1 \right) \left(\frac{T}{T_h} \right)^{\frac{1}{2}} \right)} \quad (29)$$

If $(P_p/n_n) \ll 1$, the main share of the total current flowing through the p-n-junction, making the hot electrons. Then, the expression for the coefficient of imperfection gets 1-part of the formula (28):

$$m(T_e, T, U_B) = \frac{\frac{e}{k} \left(\frac{\varphi_0}{T} - \frac{(\varphi_0 - U) + U_B |\cos(\omega t)|}{T_e} \right)}{\ln \left(\left(\frac{I_e}{I_{se}} + 1 \right) \left(\frac{T}{T_e} \right)^{\frac{1}{2}} \right)} \quad (30)$$

Based on these formulas are constructed dependence of the imperfection of the simultaneous heating of electrons and holes, obtained the dependence of m on T_e and T_h in the three-dimensional coordinates (Fig. 3 (a)), determined the dependence of m on the voltage U (Fig. 3 (b)).

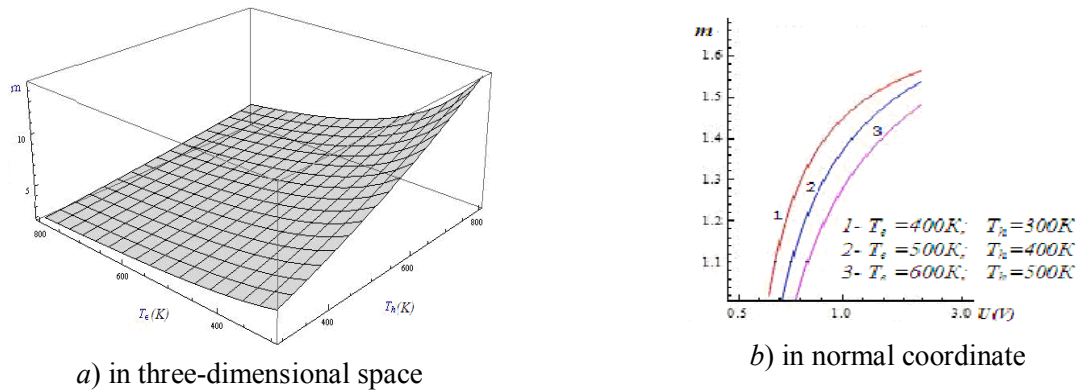


Figure 3. Dependencies ideality factor m from the voltage U and the electron temperature T_e , and holes T_h

From the figures it is seen that monotonically increase with temperature holds m samples with different concentrations n_n and p_p . These results show that the non-ideality coefficient m actually depends on T_e and T_h , and the bias voltage U .

Thus, expressions are obtained for the current characteristics of the pn-junction in a microwave field, imperfection factor assessment, taking into account the concentration of carriers, their temperature, diffusion coefficient, diffusion length for electrons and holes, the lattice temperature, applied voltage and perturbation potential barrier height.

In the third chapter, «**The impact on the current characteristics of the microwave field and the nonuniform heating of the pn-junction**» the results of research active and capacitive conductivity of the pn-junction in a strong microwave field influence Frenkel's effect and variations of the electric field of the microwave in an asymmetric pn-junction and inhomogeneous carrier heating in the diode current-voltage characteristics in a microwave field.

Based on a study of the active - I_a and reactive - I_r components currents p-n-go in the microwave field is established that the average value of the capacitive current is zero, since the electric field is a periodic function with the period T , and the average active leaving current different from zero and is generated by the microwave field in the diode average current
$$\left(\bar{I}_a = \int_{t_1}^{t_1+T} \frac{ep_n\mu_p}{L_p} \exp\left(\frac{eU_0}{kT}\right) dt \right),$$
 which is determined by recombination of electrons and holes.

It is shown that for typical data diodes ($\nu=10^{10}$ Gs; $\tau_p=10^{-5}$ c.) reactive current several orders of magnitude longer active current ($\sim 3 \cdot 10^5$), as

$$\frac{I_r}{I_a} = \frac{\frac{ep_n\mu_p}{L_p} \frac{\omega\tau_p}{2} \exp\left(\frac{eU_0}{kT}\right)}{\frac{ep_n\mu_p}{L_p} \exp\left(\frac{eU_0}{kT}\right)} = \frac{\omega\tau_p}{2} = \frac{2\pi\nu\tau_p}{2}. \quad (31)$$

It was found that the deviation of the electric field vector of the microwave inside the p-n-junction and Frenkel's effect due to dependence of the capture of the ionization coefficient

$$\beta_1\beta_2 = \gamma_1\gamma_2 n_0 p_0 = \gamma_1\gamma_2 n_i^2 \quad (32)$$

leads to electromotive force and current even at low heating of the charge carriers. Thus the total current appears due to heating of the electrons and holes, the height of the potential barrier, and Frenkel's effect and it is the cause of great stress generated pn-transition:

It was found that an analytical expression describing the current-voltage characteristics of an asymmetric pn-junction, taking into account the simultaneous heating of electrons and holes, as well as the occurrence of eddy currents in the non-uniform heating. This eddy currents due to nonuniform heating of the sample lead to a decrease generated in the pn-junction electromotive force and currents.

In the fourth chapter, «**The study of photoelectric phenomena in semiconductor films and p-n-transition in a microwave field**» presents the results of studying the processes of manifestation of the volume and surface photovoltage in reflection of photoelectrons from the surface, the effect of reactive photo-emf on the photovoltage generated in thin semiconductor films, the effects of termofotoeds at the pn-junction when exposed to light in the microwave field, the study of the coefficient of non-ideal current-voltage characteristics of pn-junction in a strong microwave field under illumination.

It is shown that the ballistic photovoltage occurs in thin films is directly proportional to the light intensity and the determined speed of the photoelectrons, the time and the mean free path of excited carriers, and the photovoltage reflected carriers may prevail over the bulk of the electromotive force only in samples with a large mean free path with a strong absorption of light and manifest as bulk electromotive force.

It was revealed that reactive photovoltage at high-resistance films kosonapylennyh occurs due to the reflection of photoelectrons from the surface with an oblique serrated topographical greater volume of electromotive force $U_r/U_{V_{3y\delta}}$.

$$\frac{U_r}{U_{V3y6}} = \frac{\alpha S a \ell_e^2}{\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dx} dL_p^2} = \chi \frac{a}{d} \frac{\ell_e^2}{L_p^2} = \chi \eta \frac{\ell_e^2}{L_p^2}. \quad (33)$$

and with $\chi \eta \ell_e^2 > L_p^2$ strongly depends on the mean free path, and the light intensity, the diffusion length, size and resistivity of the samples, and the reactive photovoltage photoelectrons

$$U \cong g(I) \ell_e^2 \rho_0 (a/d) \quad (34)$$

It depends on the square of the mean free path.

It was found that at low microwave powers of the wave (when $I_c \neq 0$; $T_e = T_h = T$; $U_B \neq 0$) in the light current characteristics are determined, the height of the potential barrier and light component:

$$\bar{I}(U_B, I_c) = I_s \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) \int_0^{2\pi} \left(\exp\left(-\frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT}\right) \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right] - I_c, \quad (35)$$

and when high power of the microwave wave (when $I_c = 0$; $T_e \neq T_h > T$; $U_B \neq 0$) CVC light diode is determined by the following formula involving loss of surface and bulk recombination:

$$\begin{aligned} \bar{I} = & \frac{eD_e n_p}{L_e} \left\{ \left(\frac{T_e}{T}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_e}\right) \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_e}\right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\} + \\ & + \frac{eD_h p_n}{L_h} \left\{ \left(\frac{T_h}{T}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_h}\right) \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_h}\right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\} - I_c \end{aligned} \quad (36)$$

$$I_\phi = eI_0(1 - \beta_0), \quad \beta_0 = \beta_s + \beta_v = \left[\left(\frac{d}{L_s} + \frac{1}{2} \left(\frac{d}{L_n}\right)^2 \right) / \left(1 + \frac{d}{L_s}\right) \right] - \text{the total loss on the bulk and}$$

surface recombination, $\beta_c = \frac{d}{L_s} / \left(1 + \frac{d}{L_s}\right)$ - relative to surface recombination losses,

$\beta_v = \frac{1}{2} \left(\frac{d}{L_n} / \left(1 + \frac{d}{L_s}\right)\right)$ - the relative loss of volume recombination, $L_s = D_n / S$, d - the thickness of the illuminated area.

On the basis of estimated data shows that at low powers the microwave and no perturbation potential barrier height ($I_c \neq 0$; $T_e = T_h = T$; $U_B = 0$) in the illuminated photodiode imperfection factor is given by:

$$m = \frac{eU}{kT \ln\left(\frac{I + I_c}{I_s} + 1\right)}, \quad (37)$$

and at the height of the potential barrier perturbation (when $T_e=T_h=T$; $I_c \neq 0$; $U_B \neq 0$) the following expression for m :

$$m = \frac{e(U - U_B |\cos(\omega t)|)}{kT \ln\left(\frac{I + I_c}{I_s} + 1\right)} \quad (38)$$

Also provided are analytical expressions imperfection factor for the case when the p-n-junction $(P_p/n_n) \gg 1$ и $(P_p/n_n) \ll 1$.

In the case of $(P_p/n_n) \gg 1$, the main contribution to current warming gives holes T_h , and while $(P_p/n_n) \ll 1$ - the heating of electrons T_e .

High power microwave energy ($T_e \neq T_h > T$; $I_c \neq 0$; $U_B \neq 0$) to the photodiode current-voltage characteristics obtained by the following expression:

$$\bar{I} = \frac{eD_e n_p}{L_e} \left\{ \left(\frac{T_e}{T}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B |\cos(\omega t)|}{kT_e}\right) - 1 \right\} + \quad (39)$$

$$+ \frac{eD_h p_n}{L_h} \left\{ \left(\frac{T_h}{T}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B |\cos(\omega t)|}{kT_h}\right) - 1 \right\} - I_c$$

when $p_p/n_n \gg 1$ the main share of the current investing T_h , then m is determined from the 2nd and 3rd member of the formula

$$m(T_h, T, U_B, I_c) = \frac{\frac{e}{k} \left(\frac{\varphi_0}{T} - \frac{(\varphi_0 - U) + U_B |\cos(\omega t)|}{T_h} \right)}{\ln\left(\frac{I + I_c}{I_{sh}} + 1\right) \left(\frac{T}{T_h}\right)^{\frac{1}{2}}} \quad (40)$$

where $I_{sh} = \sqrt{\frac{ekT_h}{\tau_h} \cdot T^{3,7} \cdot 2,5 \cdot 10^8 \cdot 1,5 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\Delta\varepsilon}{kT}}}$,

and when $p_p/n_n \ll 1$ the main contribution to the current yields T_e , then m is determined from the 1st and 3rd member of the formula (39)

$$m(T_e, T, U_B, I_c) = \frac{\frac{e}{k} \left(\frac{\varphi_0}{T} - \frac{(\varphi_0 - U) + U_B |\cos(\omega t)|}{T_e} \right)}{\ln\left(\frac{I + I_c}{I_{se}} + 1\right) \left(\frac{T}{T_e}\right)^{\frac{1}{2}}} \quad (41)$$

$$\text{где } I_{se} = \sqrt{\frac{ekT_e \cdot T^{3,4} \cdot 10^9 \cdot 3 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\Delta\varepsilon}{kT}}}{\tau_e}} \cdot \frac{3 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\Delta\varepsilon}{kT}}}{p_p}$$

In addition to the analytical expressions (37) (38) (40) (41) and in view of the photocurrent and the use of formula (15) to determine m can obtain the following transcendental equation:

$$\begin{aligned} \bar{I} = & \frac{eD_e n_p}{L_e} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{mkT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{mkT_e} \right) \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{eU_B \cos(\omega t)}{mkT_e} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\} + \\ & + \frac{eD_h p_n}{L_h} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{mkT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{mkT_h} \right) \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{eU_B \cos(\omega t)}{mkT_h} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\} - I_c \end{aligned} \quad (42)$$

This equation makes it possible to submit a p-n-junction current-voltage characteristics for different values of m .

In the fifth chapter, «**The influence of strain on the semiconductor and p-n-junction in conjunction with the microwave field and light**» shows the results of the study of the concentration of electrons from variable deformation, the effect of light on the CVC strain p-n-junction in a microwave field, the influence of the disturbance potential barrier height and heating of electrons and holes in the microwave field in the CVC strain p-n-junction when exposed to light.

Based on the study of the concentration of electrons in semiconductors when a variable deformation found that depending on the size of the excess electron concentration on strains- "loop $\Delta n-\varepsilon$ » are highly dependent on the amplitude and frequency of the strain applied to the sample. In particular, when the amplitude of the deformation decreases razmery- "loop $\Delta n-\varepsilon$ » both in height and in width leading to changes in the excess electron concentration, while increasing the frequency of deformation also reduced the size of "loop $\Delta n-\varepsilon$ » and the rate of change of the electron density.

The expression CVC p-n-junction with the effects of unilateral deformation based carrier heating and temperature dependence of the intrinsic concentration, the band gap under different conditions:

$$\begin{aligned} \bar{j} = & \sqrt{\frac{ekT_e \cdot T^{3,4} \cdot 10^9 \cdot 3 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\varepsilon_g(0)+\Delta\varepsilon}{kT}}}{\tau_e}} \cdot \frac{3 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\varepsilon_g(0)+\Delta\varepsilon}{kT}}}{p_p} \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_e} \right) \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_e} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\} + \\ & + \sqrt{\frac{ekT_h \cdot T^{3,7} \cdot 2,5 \cdot 10^8 \cdot 1,5 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\varepsilon_g(0)+\Delta\varepsilon}{kT}}}{\tau_h}} \cdot \frac{1,5 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\varepsilon_g(0)+\Delta\varepsilon}{kT}}}{n_n} \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U)}{kT_h} \right) \int_0^{2\pi} \exp\left(-\frac{eU_B \cos(\omega t)}{kT_h} \right) \frac{d(\omega t)}{2\pi} - 1 \right\} \end{aligned} \quad (43)$$

It follows that the deformation increases the current through the p-n-junction in the absence of a microwave field (Figure 4 (a)) and under strong heating of electrons and holes (Figure 4 (b), curves 3,4). Moreover, the microwave effects on the electron-hole gas and deformation changes the energy spectrum of the semiconductor.

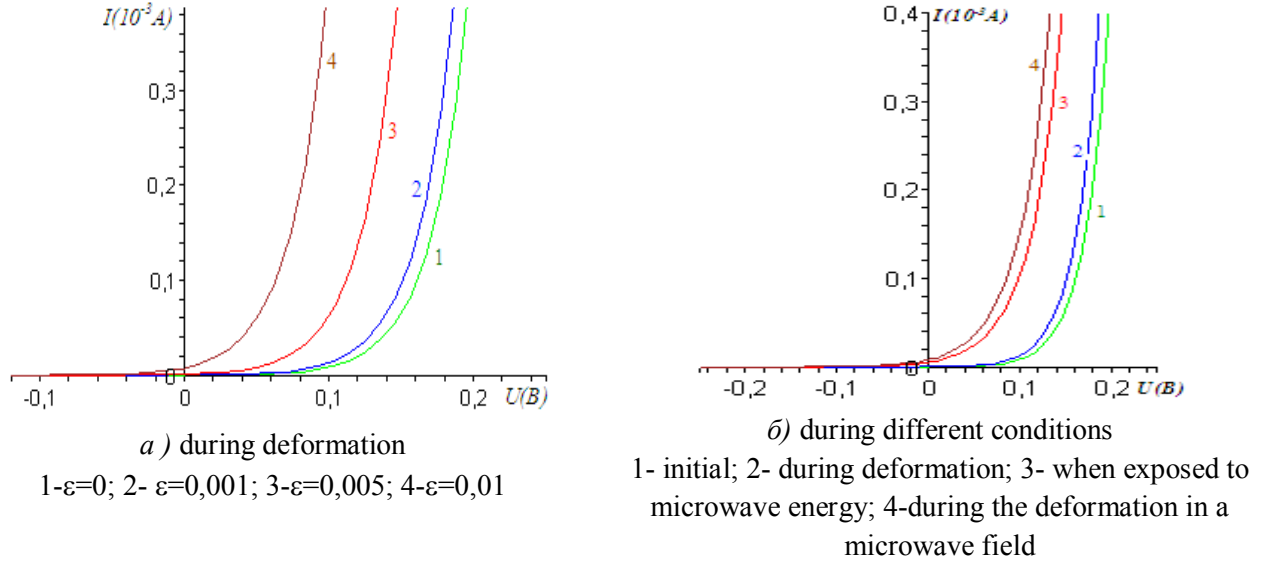


Fig. 4. CVC p-n-junction at external influences

In view of the disturbance potential barrier height and the heating of electrons and holes in the microwave field, an analytical expression of the CVC strain pn-junction is obtained when exposed to light:

$$\begin{aligned} \bar{I} = I_{se}(\varepsilon) \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B |\cos(\omega t)|}{kT_e} \right) - 1 \right\} + \\ + I_{sh}(\varepsilon) \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B |\cos(\omega t)|}{kT_h} \right) - 1 \right\} - I_c \end{aligned} \quad (44)$$

or $I = (I_{se}(\varepsilon) + I_{sh}(\varepsilon)) \exp \left(\frac{eU}{mkT} - 1 \right)$, (45)

where for silicon pn-junctions

$$I_{se}(\varepsilon) = \sqrt{\frac{ek}{\tau_e} \cdot T^{4,4} \cdot 10^9 \cdot \frac{3 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\varepsilon_g(0) + \Delta\varepsilon}{kT}}}{p_p}}, \quad (46)$$

$$I_{sh}(\varepsilon) = \sqrt{\frac{ek}{\tau_h} \cdot T^{4,7} \cdot 2,5 \cdot 10^8 \cdot \frac{1,5 \cdot 10^{33} \cdot e^{-\frac{\varepsilon_g(0) + \Delta\varepsilon}{kT}}}{n_n}} \quad (47)$$

In the case of strain p-n-junction with low power of the microwave there is a perturbation potential barrier height ($I_c=0, \varepsilon \neq 0; T_e=T_h=T; U_B \neq 0$) from (5.8) an expression for CVC:

$$\bar{I} = (I_{se}(\varepsilon) + I_{sh}(\varepsilon)) \left[\exp\left(\frac{e(U - U_B |\cos(\omega t)|)}{mkT}\right) - 1 \right] \quad (48)$$

When exposed to the deformed p-n-junction light ($I_c=0, \varepsilon \neq 0; T_e=T_h=T; U_B \neq 0$) of formula (5.11) to obtain for CVC::

$$\bar{I} = (I_{se}(\varepsilon) + I_{sh}(\varepsilon)) \left[\exp\left(\frac{e(U - U_B |\cos(\omega t)|)}{mkT}\right) - 1 \right] - I_c \quad (49)$$

At high power microwave energy, when electrons and holes are hot and happening outrage potential barrier height without lighting ($I_c=0, \varepsilon \neq 0; T_e \neq T_h > T; U_B \neq 0$) for the CVC strain pn-junction, we have the following expression:

$$\begin{aligned} \bar{I} = & I_{se}(\varepsilon) \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B |\cos(\omega t)|}{kT_e} \right) - 1 \right\} + \\ & + I_{sh}(\varepsilon) \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B |\cos(\omega t)|}{kT_h} \right) - 1 \right\} \end{aligned} \quad (50)$$

Under these conditions, when illuminated pn-junction ($\varepsilon \neq 0; T_e \neq T_h > T; I_c \neq 0, U_B \neq 0$), the following expression CVC is obtained:

$$\begin{aligned} \bar{I} = & I_{se}(\varepsilon) \left\{ \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B |\cos(\omega t)|}{kT_e} \right) - 1 \right\} + \\ & + I_{sh}(\varepsilon) \left\{ \left(\frac{T_h}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{kT} - \frac{e(\varphi_0 - U) + eU_B |\cos(\omega t)|}{kT_h} \right) - 1 \right\} - I_c \end{aligned} \quad (51)$$

On the basis of the research the CVC the following conclusions were made. The impact on the pn-junction and deformation of the microwave field increases the current through the pn-junction and reduces its light, which is caused by the occurrence of recombination current, and under the influence of light generation current, which are oppositely directed.

CONCLUSION

1. The theoretical research shows that at low capacity of the microwave field dependence of the mobility not only hot, but warm electrons significantly perturb the height of the potential barrier, and lead to high-frequency EMF and the current. At high powers, the microwave heating of the electrons and the perturbation potential barrier height lead to an increase in active current, including short-circuit current and open circuit voltage.

2. The theory of three-dimensional CVC has been established of which a microwave field has been obtained for asymmetric p-n-junction short-circuit current and open circuit voltage. Three-dimensional CVC allowed to get a visual representation of the process of heating of electrons and holes of the microwave field.

3. Firstly, we calculated the CVC of p-n-junctions in a microwave field, taking into account warming up major carriers not only n - region (electrons) and p-region (holes). It was found out that the CVC of the diode depends on the temperature of the charge carriers that carry the primary current through the pn-junction.

4. It was found out that the occurrence of EMF and current in low heating of charge carriers are due to deviation of the electric field vector of the microwave inside the asymmetric concentration pn-junction and Frenkel's effect, and with a strong opening act - a significant change in the parameters of a potential barrier to the emergence of results in both EMF and currents as well as their growth.

5. The theory has been worked out of inhomogeneous heating of electrons and holes with simultaneous high-frequency disturbance potential barrier asymmetric pn-junction. CVC corresponding calculation shows that with eddy currents that are able to reduce the magnitude of the total current through the p-n-junction are excited.

6. It is shown that light generated photo carriers lead to displacement of CVC pn-junction towards negative values of the current, which, in its turn changes some effects of a strong microwave field on the asymmetrical pn-junction (suppressed recombination currents)

7. The mechanism of simultaneous influence on the asymmetrical pn-junction of three actions: the deformation, the strong of the microwave fields and light was determined. If the deformation and the microwave field increases the generated by a pn-junction current, the effect of the light, conversely, leads to its reduction.

8. It is established that reducing the amplitude and increasing the frequency of deformation lead to a change in the excessive concentration of electrons. The

specific characteristics of the strain effect in semiconductors allowed to determine the change in the concentration of recombination centers in the sample.

9. Taking into account the concentration, temperature coefficient, diffusion length of the carriers of both signs, the temperature of the phonons, the applied voltage and perturbation potential barrier height, the universal expression for the imperfection was obtained.

10. In the study of phenomena related to the participation of non-equilibrium charge carriers, in particular, the calculation of ballistic photovoltage arising in thin films, there can be used mathematical tools applied in the calculation of the impact of the microwave field in the semiconductor structure. It follows from the calculations that the ballistic photovoltage is directly proportional to the light intensity and the determined speed of the photoelectrons, the time and the mean free path of excited carriers, and its magnitude (voltage) can prevail over the bulk of the electromotive force only in samples with a large mean free path with a strong absorption of light.

ЭЪЛОН ҚИЛИНГАН ИШЛАР РЎЙХАТИ
СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ
LIST OF PUBLISHED WORKS

I бўлим (I часть; part I)

1. Dadamirzaev M.G. Influence of Deformation on CVC p-n-Junction in a Strong Microwave Field // Journal of Modern Physics–USA, 2015, - Vol. 6, pp. 176-180. (№24, Scientific Research Publishing Inc IF=0.78)
2. Gulyamov G., Dadamirzaev M.G. Heating of the Electrons and the Rectified Current at the Contacts That Are in an Alternating Electromagnetic Field // World Journal of Condensed Matter Physics–USA, 2015, - Vol. 5, pp. 48-53. (№24, Scientific Research Publishing Inc IF=0.83)
3. Гулямов Г., Дадамирзаев М.Г. Зависимости изменения концентрации избыточных электронов (Δn) от переменной деформации (ϵ) в полупроводниках // Физическая инженерия поверхности. - Украина, 2014. -т.12,№3, с.509-513. (01.00 00, №91)
4. Gulyamov G., Dadamirzaev M.G. Effect of variable strain on the concentration of excess electrons in semiconductors // International Journal of Engineering Science and Innovative Technology (IJESIT) – FLORIDA, USA, 2014, - Vol.3, Issue 6, pp. 465-468. (№5, Global Impact Factor IF=0.0481)
5. Дадамирзаев М.Г. Разогрев электронов и дырок в несимметричном p-n-переходе, находящегося в СВЧ поле // Физическая инженерия поверхности. -Украина, 2013. -т.11,№2, с.191-193. (01.00.00, №91)
6. Шамирзаев С.Х., Гулямов Г., Дадамирзаев М.Г., Шарибаев Н.Ю., Гулямов А.Г. Фазовые портреты деформационных эффектов на тензочувствительных плёнках Bi_2Te_3 и Sb_2Te_3 // Физическая инженерия поверхности. –Украина, 2011. –т. 9, № 1, с.68-71. (01.00.00, №91)
7. Shamirzaev S.H., Gulyamov G., Dadamirzaev M.G., Gulyamov A.G. Eddy Currents Appearing in a p–n Junction in a High Microwave Field // Semiconductors. –USA, 2011, -vol. 45, No.8, pp. 1035–1037. (№11. Springer, IF=0.705).
8. Dadamirzaev M.G. Heating of Charge Carriers and Rectification of Current in Asymmetrical p–n Junction in a Microwave Field // Semiconductors. –USA, 2011, -vol. 45, No.3, pp. 288–291. (№11. Springer, IF=0.705).
9. Ahmetoglu M., Kaynak G., Shamirzaev S.H., Gulyamov G., Dadamirzayev M.G., A.G.Gulyamov, S.R.Boydedayev, N.Aprailov. To the theory of electromotive force generated in potential barrier at ultrahigh frequency field // International Journal of Modern Physics B. 2009.-Vol.23, №15.-p.3279-3285. (№1, Web of Science IF=0.408).
10. Шамирзаев С.Х., Гулямов Г., Дадамирзаев М.Г., Гулямов А.Г. Оценка токов проводимости и смещения на p-n-переходе в электромагнитном сверхвысоко-частотном поле // Узбекский Физический Журнал.-Ташкент, 2009.-№3.-С.199-202. (01.00 00, №5)

11. Шамирзаев С.Х., Гулямов Г., Дадамирзаев М.Г. К теории ЭДС, генерируемой потенциальным барьером в сильном СВЧ поле // Узбекский Физический Журнал. –Ташкент, 2006.-8(№1-2).- С.42-47. (01.00 00, №5)
12. Dadamirzaev M.G. Effect of microwave field on the emergence of the electromotive force in asymmetrical p-n-junction // American Journal of Electromagnetics and Applications – USA, 2014, - Vol. 2(5), pp. 45-48.
13. Дадамирзаев М.Г., Гулямов А. Влияние механической вибрации на сопротивления полупроводника // Вестник ТашИИТ.-Ташкент, 2007.-№2.- С.48-56.

II бўлим (II часть; II part)

14. Dadamirzaev M.G. Effect of hot charge carriers on the currents and the of electromotive force (emf) arising in asymmetric p-n-junction// 6th International Scientific Conference “Applied Sciences and technologies in the United States and Europe: common challenges and scientific findings” New York, USA, April 21, 2014.-pp.140-142.
15. Гулямов Г., Дадамирзаев М.Г. Влияние разогрева электронов и дырок на ВАХ несимметричного p-n-перехода, находящегося в СВЧ поле// Оптическим и фотоэлектрическим явлениям в полупроводниковых микро и наноструктурах: материалы III международной конф. 14-15 ноября 2014. – Фергана, 2014. -С.275-278.
16. Дадамирзаев М.Г., Гулямов Г., Н.Ю.Шарибаев. Влияние деформации на ВАХ p-n-перехода в сильном СВЧ поле// Фундаментальные и прикладные вопросы физики: Сб. тез. докл. Респ. конф., 6-7 ноября 2014. - Ташкент, 2014. -С.78-79.
17. Дадамирзаев М.Г., Гулямов Г., Шамирзаев С.Х.. Влияние разогрева электронов и дырок на ВАХ несимметричного p-n-перехода// Фундаментальные и прикладные вопросы физики: Материалы межд. нар. конф., 14-15 ноября 2013. - Ташкент, 2013. -С. 130-132.
18. Дадамирзаев М.Г. ЎЮЧ майдонидаги p-n-ўтиш ВАХ ноидеаллик коэффициенти// Қаттиқ жисмлар физикасининг долзарб муаммолари: Республика илмий-амалий конференция материаллари. - Андижон: 2009. –Б.19-20.
19. Гулямов Г., Дадамирзаев М.Г., Бойдедаев С.Р., Гулямов А., Тошбекова З.А. Кинетика установления электродвижущих сил в p-n-переходе в сильном сверхвысокочастотном электромагнитном поле// Фотоэлектрическим и оптическим явлениям в полупроводниковых структурах: Тез. докл. Межд. науч. конф. 2-3 октября 2006. – Фергана, 2006. – С.103.
20. Гулямов Г., Дадамирзаев М.Г., Бойдедаев С.Р., Гулямов А., Хамидова Б. Влияние вихревых токов на магнитосопротивление полупроводника// Фотоэлектрическим и оптическим явлениям в полупроводниковых структурах: Тез. докл. Межд. науч. конф. 2-3 октября 2006. – Фергана, 2006. -С.84.

21. Гулямов Г., Дадамирзаев М.Г., Бойдедаев С.Р., Тошбекова З.А., Хамидова Б. Проявление реактивной фотоэдс в тонких полупроводниковых пленках// Фотоэлектрическим и оптическим явлениям в полупроводниковых структурах: Тез.докл. Межд. науч.конф. 2-3 октября 2006.–Фергана, 2006.-С.44.
22. Гулямов Г., Дадамирзаев М.Г., Бойдедаев С.Р. Юпка яримутказгич пардаларда реактив фотоэюк юзага келишининг янги механизмлари// Яримўтказгичлар физикасининг фундаментал ва амалий муаммолари: Халқаро илмий-услубий конференция материаллари. – Андижон: АнДУ, 2005. –Б.150.
23. Гулямов Г., Дадамирзаев М.Г., Бойдедаев С.Р. УЮЧ майдондаги р-п-ўтишда ЭЮКларнинг юзага келиш кинетикаси// Яримўтказгичлар физикасининг фундаментал ва амалий муаммолари: Халқаро илмий-услубий конференция материаллари. – Андижон: АнДУ, 2005. –Б.18.
24. Шамирзаев С.Х., Гулямов Г., Дадамирзаев М.Г., Бойдедаев С.Р. Аномально большие фотонапряжения в полупроводниковых пленках, обусловленные реактивной фотоэдс// Фундаментальные и прикладные вопросы физика: Труды конференции посвященной 60-летию Академии наук Республики Узбекистан и Физико-технического института. 27-28-ноября 2003. –Ташкент, 2003. - С.288-291.

Автореферат “Тил ва адабиёт таълими” журнали таҳририясида
таҳрирдан ўтказилди (26.11.2015 йил)

Босишга рухсат этилди: 27.11.2015
Ҳажми: 4,5. Адади: 100. Буюртма: № 67
“Top Image Media” босмахонасида босилди.
Тошкент шаҳри, Я.Ғуломов кўчаси, 74-уй