

ՀՀ ԿՐԹՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ՆԱԽԱՐԱՐՈՒԹՅՈՒՆ
ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

Թեքլոյան Վահան Աշոտի

ՄԱԿԵՐԵՎՈՒԹԱՅԻՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԳՐԳՈՒԲԱՆ ԵՎ ՏԵՂԱՅՆԱՑՈՒԲԱՆ ՍԵՏԱՂԱԿԱՆ
ԹԱՂԱՆԹՈՒՄ

Ա.04.03 - «Ռադիոֆիզիկա» մասնագիտությամբ
ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուի
գիտական աստիճանի հայցման ատենախոսության

ՍԵՂԱԳԻՐ

ԵՐԵՎԱՆ – 2014

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РА
ЕРЕВАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Теккозян Ваган Ашотович

ВОЗБУЖДЕНИЕ И ЛОКАЛИЗАЦИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН В
МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛЕНКЕ

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук по специальности
01.04.03 – "Радиофизика"

ЕРЕВАН – 2014

Ատենախոսության թեման հաստատվել է Երևանի պետական համալսարանում

Գիտական ղեկավար՝ ֆ.մ.գ.դ., պրոֆեսոր
Խ.Վ.Ներկարարյան

Պաշտոնական ընդդիմախոսներ՝ ֆ.մ.գ.դ., պրոֆեսոր
Ա.Ժ. Սուրադյան
ֆ.մ.գ.դ., պրոֆեսոր
Ա.Ս. Սահակյան

Առաջատար կազմակերպություն՝ ՀՀ ԳԱԱ ռադիոֆիզիկայի և էլեկտրոնիկայի
ինստիտուտ

Պաշտպանությունը կայանալու է 2014թ. հունիսի 10-ին ժամը 13:30-ին Երևանի
պետական համալսարանում գործող ԲՈՅ-ի 049 ֆիզիկայի մասնագիտական
խորհրդի նիստում: Հասցե՝ 0203, Աշտարակ-2, Գիտական ՀՀ ԳԱԱ
ռադիոֆիզիկայի և էլեկտրոնիկայի ինստիտուտի նիստերի դահլիճում:

Ատենախոսությանը կարելի է ծանոթանալ ԵՊՀ գրադարանում:
Նեղմագիրն առաքված է 2014թ. մայիսի 7-ին:

Մասնագիտական խորհրդի
գիտական քարտուղար՝



ֆ.մ.գ.թ., դոցենտ
Վ.Պ. Կալանթարյան

Тема диссертации утверждена в Ереванском государственном университете

Научный руководитель: д.ф.-м.н., профессор
Х.В. Неркарян

Официальные оппоненты: д.ф.-м.н., профессор
А.Ж. Мурадян
д.ф.-м.н., профессор
А.С. Саакян

Ведущая организация: Институт радиофизики и электроники НАН РА

Защита диссертации состоится 10-го июня 2014г. в 13:30 часов, на заседании
специализированного совета ВАК 049 по физике при Ереванском государственном
университете. По адресу: 0203, г. Аштарак-2, Гитаван, в Конференц-зале ИРФЕ
НАН РА.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЕГУ.
Автореферат разослан 7-го мая 2014г.

Ученый секретарь
специализированного совета:



к.ф.-м.н., доцент
В.П. Калантарян

Աշխատանքի արդիականությունը

Աշխատանքում ներկայացված է մակերևութային պլազմոն-պոլյարիտոնների(ՄՊՊ) հատկությունները և բնութագրերը մի շարք մետաղական կառուցվածքներում: Մակերևութային պլազմոնների բացառիկ հատկությունները նոր հորիզոններ են բացում ֆոտոնային սարքավորումների ստեղծման ճանապարհին: Մասնավորապես, ՄՊՊ-ի խիստ լրկալիզացված լինելու հանգամանքը թույլ է տալիս կտրուկ նվազեցնել ֆոտոնային շղթաների չափերը և այդպիսով արդյունավետ դարձնել նրանց կիրառումը այնպիսի ոլորտներում, ինչպիսիք են՝ մանոֆոտոնիկան, բիոսենսորիկան, փոխանջատիչների նախագծումը հեռահաղորդակցության և ինֆորմացիայի մշակման խնդիրներում, միկրոլազերների և միաֆոտոնային աղբյուրների ստեղծումը:

Տեխնոլոգիաների բուռն զարգացմանը զուգընթաց՝ ի հայտ են գալիս խնդիրներ, որոնք սկզբունքորեն նոր լուծումներ են պահանջում: Մասնավորապես, մանոմետրական չափի սխեմաներում հաշվարկման արագագործության մեծացման համար հաղորդիչների փոխարեն լուսատարների օգտագործումը: Մինչդեռ հայտնի է, որ լուսային փնջի տեղայնացման նվազագույն չափը որոշվում է դիֆրակցիոն շեմով:

Նաև պլազմոնիկան հանդիսանում է մանոֆոտոնիկայի առանձին ճյուղերից մեկը: Դա գիտության այն ուղղությունն է, որը փորձում է հաճախությունների օպտիկական տիրույթում սկզբունքայնորեն նոր տիպի մանոմետրական չափերով սարքեր ստեղծել ազդանշանների մշակման և փոխանցման նպատակով: Կարևորագույն խնդիրների շարքում է նաև բարձր արդյունավետությամբ մանոմետրական չափերով լուսային կոհերենտ և միաֆոտոն աղբյուրների ստեղծումը՝ օգտագործելով պլազմոնային մանոռեզոնատորներն ու մանոանտենաները: Պետք է նշել, որ մանոռեզոնատորների չափերի փոքրացմանը զուգընթաց՝ դիտվում է բարորակության անկում և այդ հանգամանքը պետք է հաշվի առնել օպտիմալ ազդանշան ստանալիս:

ՄՊՊ-ները իրենց յուրահատկությունների շնորհիվ մեծ ներուժ ունեն տարատեսակ բնագավառներում օգտագործման տեսանկյունից: Նման խնդիրների շարքում է ենթաալիքային չափի անցքից լուսային փնջի անցման

խնդիրը: Այս խնդիրը առավել եռանդուն կերպով սկսվեց ուսումնասիրվել էրբեսենի էքսպերիմենտալ աշխատանքներից հետո [1,2], որտեղ հայտնաբերվել է օպտիկական անցման անսովոր մեծ գործակիցներ: Ցույց է տրվել նաև, որ մետաղի մակերևույթի համապատասխան մշակման դեպքում կարելի է ուժեղացնել օպտիկական անցումը [3]: Երևույթը դիտարկվել է օպտիկական և տերահերցային տիրույթների համար [4], անցքերի տարբեր ձևերի դեպքում [5-7], մետաղական, դիէլեկտրիկ և իդեալական հաղորդիչ թաղանթների համար [8]: Օպտիկական տիրույթից զատ՝ մեծ հետաքրքրություն է առաջացնում նաև տերահերցային (Shg) տիրույթը: Հաշվի առնելով Shg-ային տիրույթի ճառագայթների կլանումը ազատ տարածությունում՝ խնդիր է առաջ գալիս՝ ստեղծելու ալիքատարային համակարգեր, ինչպես նաև ճառագայթման աղբյուրներ:

Սեկ այլ բնագավառ, որտեղ ՄՊՊ-ների արտասովոր հատկությունները օգտակար են, հանդիսանում է էներգիայի գերֆոկուսացումը տարատեսակ մետաղական կարուցվածքներում. մասնավորապես՝ կոնական և սեպաձև մետաղական կառուցվածքներում [9,10]: Դիֆրակցիոն շեմի պատճառով տեսականորեն անհնարին է դառնում լուսային փնջի ֆոկուսացումը որոշակի սահմանից այն կողմ, ինչն էլ իր հերթին սահմանափակում է մոտակա դաշտի օպտիկական տեսածրման (ՄԴՕՏ-SNOM) լուծունակությունը:

Նանոֆոտոնիկայի գերակա ճյուղերից մեկն է դիֆրակցիոն շեմի սահմանափակումից զուրկ լուսային կոհերենտ աղբյուրների ստեղծումը, որը հնարավորություն կտա ոչ միայն ուսումնասիրել նանոմասշտաբային տիրույթում ընթացող ֆիզիկական պրոցեսները, այլ նաև նորագույն սարքավորումների պատրաստման ուղիներ կձևավորի: Վերջերս ներկայացվեց նանոմասշտաբային տիրույթում գործող, օպտիկական ուժեղացում և լազերային գեներացիա ապահովող սարքավորումների նոր դաս: Դրանք կոչվեցին պլազմոնային լազերներ կամ սփեյսերներ [11]: Ի տարբերություն դասական լազերների սփեյսերները ուժեղացնում են տատանվող էլեկտրոնային թանձրույթի հետփոխազդվող լույսը, ինչի հետևանքով հնարավոր է դառնում լուսային էներգիան տեղայնացնել դիֆրակցիոն շեմից ավելի փոքր տիրույթում: Նման լազերների ֆիզիկական չափսը սահմանափակվում է մետաղի անհամասեռություններով պայմանավորված դաշտի տեղայնացման չափերով [12]:

Մետաղ-դիէլեկտրիկ-կիսահաղորդիչ կառուցվածքով պլազմոնային լազերներում էական դեր կարող է ունենալ ՄՊՊ-ի և էքսիտոնի փոխազդեցությունը [13]: Էքսիտոնային էներգիայի փոխանցումը պլազմոնային դաշտին կարող է կոմպենսացնել մետաղում կլանման և ճառագայթային կորուստները:

Ներկայացվող ատենախոսությունը նվիրված է վերոբերյալ արդիական խնդիրների ուսումնասիրմանը և լուսաբանմանը:

Աշխատանքի նպատակն է՝ բացահայտել ՄՊՊ-ների ձևավորման և տարածման առանձնահատկությունները նանոմետրական և միկրոմետրական չափերի մետաղական կառուցվածքներում: Մասնավորապես, բացահայտել փոքր չափերով արագագործ ինտեգրալային սխեմաներ ստեղծելու համար անհրաժեշտ պլազմոնային ռեզոնատորների առանձնահատկությունները՝ օպտիմալ կառուցվածքի և հիմնական բնութագրիչների որոշման միջոցով, ինչպես նաև լուսաբանել մետաղական մակերևույթին բացված նանոանցքով օպտիկական անցման ուժեղացման ընթացքում ՄՊՊ-ների դերը:

Գիտական նորույթը

1. Դիտարկված է մետաղական մակերևույթին բացված նանոանցքով օպտիկական անցման ուժեղացումը՝ պայմանավորված հանկելյան տիպի զուգամիտող ՄՊՊ-ային դաշտի առկայությամբ: Անալիտիկ հաշվարկների միջոցով որոշվել է ՄՊՊ-ի ալիքային դաշտերի կախվածությունը մետաղական մակերևույթին ընկնող լուսային ալիքի անկման անկյունից և ալիքի երկարությունից:
2. Ուսումնասիրված է ՄՊՊ-ի կազմավորումը գլանային միկրոռեզոնատորում: Առաջարկված է հաշվարկման անալիտիկ մեթոդ, որը թույլ է տալիս ստանալ արտահայտություններ բարորակության կլանման և ճառագայթային մասերի, ռեզոնանսային հաճախության, ինչպես նաև էլեկտրամագնիսական դաշտի բաշխվածության համարիաճախությունների լայն տիրույթում:
3. Ցույց է տրված, որ լայնեցված գլանային միկրոռեզոնատորում ստացվում են ՄՊՊ-ային «սուլող» տիպի մոդեր (Whispering gallery modes), որոնք երկչափ տեղայնացված են: Հաշվարկված է մոդերի գոյատևման օպտիմալ պայմանները, ինչպես նաև կատարված է համեմատություն գլանային և լայնեցված գլանային

միկրոռեզոնատորների ռեզոնանսային հաճախությունների և բարորակությունների միջև:

4. Ցույց է տրված, որ օպտիկապես մղված էլեկտրոն-խոռոչային պլազմայի առկայության շնորհիվ՝ կիսահաղորդչի դիէլեկտրիկ թափանցելիության արժեքը սպեկտրի ինֆրակարմիր տիրույթում էապես նվազում է, որի հետևանքով ստեղծվում է հնարավորություն մեծ կապի էներգիայով էքսիտոնների ձևավորման համար:

Գործնական արժեքը

Ատենախոսության մեջ լուսաբանված խնդիրները ունեն կիրառական որոշակի նշանակություն: Մասնավորապես, մետաղական մակերևույթին բացված նանոանցքով օպտիկական անցման ժամանակ նկատվող արտասովոր մեծ էներգիաները կարող են օգտագործվել մոտակա դաշտի տեսածրման խնդիրներում, ֆոտոլիտոգրաֆիայում, ոչ գծային օպտիկայում: Բացի այդ, ստացված արդյունքները օպտիմալ հաճախության և անկման անկյան ընտրության համար կարող են ուղեցույց հանդիսանալ ՄՊՊ-ային դաշտի գրգռման հարցում: Աշխատանքում հետազոտված է նաև պլազմոնային ռեզոնատորների խնդիրը, որոնք կարող են առաջընթաց ապահովել նանոմետրական չափսեր ունեցող ինտեգրալային սխեմաներ ստեղծելու հարցում: Ներկայացված է մեծ կապի էներգիայով էքսիտոնների ձևավորման հնարավորությունը, որը կնպաստի սենյակային ջերմաստիճաններում գործող նանոմետրական չափերով պլազմոնային լազերների բնութագրերի բարելավմանը:

Պաշտպանության ներկայացվող հիմնական դրույթները

1. Մետաղի մակերևույթին բացված նանոանցքից օպտիկական անցումը կարող է էականորեն ուժեղանալ մակերևույթին առկա հանկելյան տիպի ՄՊՊ-ային զուգամիտող ալիքների գրգռման շնորհիվ: Ընկնող լուսային ճառագայթի անկյան տակ անկման դեպքում հնարավորություն է ընձեռվում հայտնաբերել առավելագույն ուժեղացման պայմանները՝ կախված ինչպես անկման անկյունից, այնպես էլ լույսի բևեռացումից, որն ի տարբերություն նորմալ անկման դեպքի, հնարավոր է ստուգել փորձնականորեն: Ցույց է տրված, որ ՄՊՊ-ի գրգռման արդյունավետությունը առավել մեծ է ընկնող լուսային ալիքի սահքի փոքր անկյունների դեպքում:

2. Գլանային մետաղական մակերևույթով պլազմոնային ռեզոնատորներում լուսային ազդանշանի բարորակության ու մոդերի տեղայնացման համար առաջին անգամ ստացված վերլուծական արտահայտությունները թույլ են տալիս որոշել այդ նանոկառուցվածքների օպտիմալ բնութագրիչները: Մասնավորապես, ալիքի երկարության աճին զուգընթաց՝ բարորակության արժեքը մեծանում է, իսկ որպես մետաղ արծաթի օգտագործումը ապահովվում է ավելի մեծ բարորակության արժեքներ ոսկու համեմատությամբ: Ճառագայթային կորուստները ավելանում են գլանի շառավղի մեծացմանը զուգընթաց, մինչդեռ ջոուլյան կորուստները նվազում են:
3. Լայնեցված գլանային միկրոռեզոնատորում բացահայտված է ՄՊՊ-ային «սուլոդ» տիպի դաշտի երկչափ տեղայնացում, որին նպաստում է լայնեցված տիրույթի կորույթյան շառավղի փոքրացումը: Տեղայնացումն առավել ակնառու է բարձր կարգի մոդերի և ռեզոնանսային հաճախության մեծ արժեքների դեպքում: Բացահայտված է կապը գլանային և լայնեցված գլանային ռեզոնատորների ռեզոնանսային հաճախությունների միջև: Բարորակության համար ստացված անալիտիկ արտահայտությունները ջերմային և ճառագայթային կորուստների վերահսկման հստակ հնարավորություն են ընձեռում:
4. Առաջարկված է լայն արգելված գոտիով կիսահաղորդիչներում էքսիտոնների կապի էներգիայի մեծացման մեխանիզմ, օպտիկապես մղված էլեկտրոն-խոռոչային պլազմայի առկայության պայմաններում: Համեմատաբար մեծ կապի էներգիայով (>150 մեՎ) այդ էքսիտոնները կարող են գոյատևել սենյակային ջերմաստիճանում, երբ կիսահաղորդչի դիէլեկտրական թափանցելիության արժեքը սպեկտրի ինֆրակարմիր տիրույթում էապես նվազում է: CdS-ի նանոբյուրեղի համար կատարված հաշվարկները ցույց են տալիս, որ նման էքսիտոնների ձևավորման համար էլեկտրոն-խոռոչային պլազմայի խտությունը պետք է կազմի մոտ 10^{19} սմ⁻³:

Աշխատանքի ներկայացումը

Ատենախոսության հիմնական արդյունքները զեկուցվել են ԵՊՀ ռադիոֆիզիկայի ֆակուլտետի գերըբարձր հաճախությունների ռադիոֆիզիկայի և հեռահաղորդակցության ամբիոնի, ԵՊՀ ֆիզիկայի ֆակուլտետի օպտիկայի ամբիոնի և ՀՀ ԳԱԱ ռադիոֆիզիկայի և էլեկտրոնիկայի ինստիտուտի սեմինարներում:

Յրապարակումները

Ատենախոսության հիմնական արդյունքները տպագրվել են 4 գիտական աշխատանքում, որոնց ցուցակը ներկայացված է սեղմագրի վերջում:

Ատենախոսության կառուցվածքը

Ատենախոսությունը բաղկացած է ներածությունից, երեք գլխից, եզրակացությունից և 147 անուն պարունակող գրականության ցանկից: Աշխատանքում առկա է 44 նկար: Աշխատանքի ընդհանուր ծավալը 102 էջ է:

ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ներածությունը հիմնավորված է աշխատանքի արդիականությունը, ձևակերպված են նպատակներն ու խնդիրները, ինչպես նաև պաշտպանության ներկայացվող հիմնական դրույթները: Նշված են ստացված արդյունքների գիտական նորույթը և գործնական արժեքը:

Առաջին գլխում դիտարկված է մետաղի մակերևույթին բացված նանոանցքի մոտակայքում ՄՊՊ դաշտի ձևավորումը, ինչպես նաև այդ անցքից օպտիկական անցումը: Քննարկված է ՄՊՊ-ի դաշտի գրգռման արդյունավետությունը՝ կախված ընկնող լուսային փնջի անկման անկյունից և ալիքի երկարությունից:

1.1 պարագրաֆն ակնարկային է, որտեղ ներկայացված են ՄՊՊ-ի հիմնական հատկություններն ու դրանց կիրառական նշանակությունը արդիական տեխնոլոգիաներում: Մասնավորապես քննարկված է նանոանցքերից օպտիկական անցման ժամանակ ՄՊՊ-ների ունեցած ազդեցությունը և ներկայացված է մի շարք կարևոր հետազոտություններ, որոնք լույս են սփռում խնդրի լուսաբանման հարցում:

1.2 պարագրաֆում հետազոտված է մետաղի մակերևույթին բացված գլանային համաչափությամբ նանոանցքից օպտիկական անցումը հանկեյան տիպի ՄՊՊ-ային դաշտի ազդեցությամբ: Դիտարկված է մետաղի մակերևույթին լուսային ալիքի նորմալ անկման դեպքը: Նանոանցք պարունակող մետաղական սկավառակում գրգռվող զուգամիտող տիպի հանկեյան ՄՊՊ-ների համար

հաշվարկված է գրգռման արդյունավետության կախվածությունը ալիքի երկարությունից և սկավառակի շառավղից: Ենթաալիքային անցքերից օպտիկական անցման խնդրում ՄՊՊ-ների ունեցած դերը հասկանալու համար պետք է ուսումնասիրել, թե դաշտի ինչպիսի մոդեր են առաջանում նանոանցքի շրջակայքում և կարող են նրանք գրգռվել լույսի ուղիղ կամ անկյան տակ անկման դեպքում: Գլանային համաչափությամբ նանոանցքի դեպքում ՄՊՊ-ային դաշտի ալիքային հավասարման լուծումը նկարագրվում է գլանային ֆունկցիաների միջոցով, մասնավորապես Յանկելի ֆունկցիաների միջոցով: Աշխատանք [14]-ում ցույց է տրված, որ մետաղական մակերևույթում բացված նանոանցքի շրջակայքում կարող են ձևավորվել ՄՊՊ-ների դաշտեր, որոնք նկարագրվում են Յանկելի ֆունկցիաների միջոցով:

1.3 պարագրաֆում դիտարկված է մետաղական մակերևույթին բացված ենթաալիքային չափի անցքից օպտիկական անցումը ոչ միայն ընկնող լույսի նորմալ անկման դեպքում, այլև կախված անկման անկյունից և ալիքային երկարությունից: Ընտրված է գլանային կոորդինատական համակարգ (ρ, φ, z) այնպես, որ հաշվարկման սկիզբը համընկնի ոսկու մակերևույթին գտնվող նանոանցքի կենտրոնին, իսկ z առանցքը լինի ուղղահայաց այդ մակերևույթին: Դիէլեկտրիկը՝ ε_d դիէլեկտրիկական թափանցելիությամբ, զբաղեցնում է $z > 0$ կիսատարածությունը, իսկ մետաղը՝ ε_m ($\varepsilon_m = \varepsilon'_m + i\varepsilon''_m$, $\varepsilon'_m < 0$) դիէլեկտրիկական թափանցելիությամբ և ρ_0 նանոանցքի շառավղով, $z < 0$ կիսատարածությունը:

Դիտարկենք TM մակերութային ալիքներ՝ մագնիսական դաշտի z - բաղադրիչի զրոյական արժեքով ($H_z = 0$): Այս դեպքում ՄՊՊ-ի էլեկտրական դաշտի z - բաղադրիչը կորոշվի հետևյալ ալիքային հավասարումով՝

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} + \varepsilon_{d,m} \frac{\omega^2}{c^2} E_z = 0 \quad (1)$$

Այստեղ դիտարկված դեպքում դաշտի ժամանակից ունեցած կախվածությունը հարմոնիկ տեսքի է ($E_z \sim e^{i\omega t}$): (1) հավասարման մեջ c -ն լույսի արագությունն է, "d" և "m" ինդեքսները վերաբերում են համապատասխանաբար դիէլեկտրիկին և մետաղին: Դիէլեկտրիկիտիրություն՝ ($z > 0$, $\rho > \rho_0$), (1) ալիքային հավասարումը ունի երկու գծայնորեն անկախ լուծումներ, որոնք նկարագրվում են հանկելի առաջին և երկրորդ կարգի գծային ֆունկցիաներով՝

$$E_{zn}^{(1,2)} = iD \frac{c^2}{\omega^2} \chi_d (k_d^2 + \chi_d^2) \left[H_n^{(1,2)} \left(\rho \sqrt{k_d^2 + \chi_d^2} \right) \right] \cos n\varphi e^{-(\chi_d z + i\omega t)} \quad (2)$$

Այստեղ $k_d^2 = \varepsilon_d \frac{\omega^2}{c^2}$, D և χ_d հաստատունները որոշվում են բաժանման սահմանին ($z = 0$) սահմանային պայմաններով: Մետաղի տիրույթում ($z < 0, \rho > \rho_0$) ունենք՝

$$E_{zn}^{(1,2)} = iC \frac{c^2}{\omega^2} (k_m^2 + \chi_m^2) \left[H_n^{(1,2)} \left(\rho \sqrt{k_m^2 + \chi_m^2} \right) \right] \cos n\varphi e^{(\chi_m z + i\omega t)}, \quad (3)$$

որտեղ $k_m^2 = \varepsilon_m \frac{\omega^2}{c^2}$, C և χ_m հաստատունները որոշվում են սահմանային պայմաններից: ՄՊՊ-ի դաշտի մնացած բաղադրիչները կարելի է ստանալ Մաքսվելի հավասարումների միջոցով:

Այժմ դիտարկենք ՄՊՊ-ի դաշտը, որը գրգռվել է մետաղի մակերևույթին լուսային ալիքի անկման հետևանքով: Այստեղ դիտարկված է ՄՊՊ-ի զուգամիտող հանկելյան դաշտը: Ինչպեսև նորմալ անկման, այնպես էլ անկյան տակ անկման դեպքի համար գործում են հետևյալ բանաձևերը.

$$\vec{E} = \sum_{n=0}^{\infty} C_n \vec{E}_n^{(1)}, \quad \vec{H} = \sum_{n=0}^{\infty} C_n \vec{H}_n^{(1)}, \quad (4)$$

որտեղ

$$C_n \equiv \frac{1}{N_n} \int_v \vec{j} \vec{E}_n^{(2)} dv \quad (5)$$

և

$$N_n = \frac{c}{4\pi} \int \left\{ -[\vec{E}_n^{(1)} \vec{H}_n^{(2)}] + [\vec{E}_n^{(2)} \vec{H}_n^{(1)}] \right\} \rho dS \quad (6)$$

C_n -ի համար ստացվում է հետևյալ արտահայտությունը.

$$C_n = \frac{1}{N_n} \int_v \left[j_\rho E_{\rho n}^{(2)} + j_\varphi E_{\rho\varphi}^{(2)} + j_z E_{\rho z}^{(2)} \right] dv = C_{n\rho} + C_{n\varphi} + C_{nz} \quad (7)$$

Ի տարբերություն նորմալ անկման դեպքի, որտեղ բոլոր C_n գործակիցները, բացի C_1 -ից, զրոյի են հավասար, այս դեպքում բոլոր գործակիցները մասնակցում են ճառագայթի անցման գործընթացում և գլխավոր դերը խաղում է C_0 գործակիցը: C_0 -ի կարևորությունը կայանում է ոչ միայն անցման

արդյունավետությամբ այլ նաև ռադիալ համաչափությամբ լուսային դաշտի ձևավորմամբ:

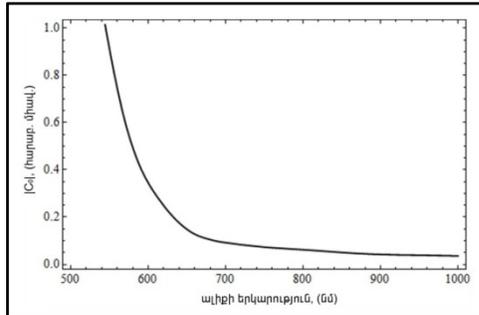
C_0 գործակցի համար ունենք՝

$$C_0 = G \int_{\rho_0}^{\infty} [k_x(k_m^2 + \chi_m^2)H_0^{(2)}(\rho\sqrt{k_m^2 + \chi_m^2})J_0(\rho k_x) - -qk_x(k_m^2 + \chi_m^2)H_1^{(2)}(\rho\sqrt{k_m^2 + \chi_m^2})J_{-1}(\rho k_x)]\rho d\rho, \quad (8)$$

որտեղ

$$G = \frac{-2\pi e^{-i(n+1)\frac{\pi}{2}} \varepsilon_m'' c^2}{N_n \varepsilon_m' \omega^2 q + \chi_m} \frac{RC}{\varepsilon_m' \omega^2 q + \chi_m} \quad (9)$$

C_0 գործակցի կախվածությունը ալիքի երկարությունից, անկման անկյունից, ինչպես նաև նանոանցքի շառավղից որոշվում է (8) բանաձևով: Նկար 1-ում պատկերված է $|C_0|$ գործակցի կախվածությունը ալիքի երկարությունից՝ $\theta = 30^\circ, \varepsilon_d = 1, \rho_0 = 150$ նմ պայմանների համար, ինչպես նաև որպես մետաղ



Նկ. 1 $|C_0|$ գործակցի կախվածությունը ալիքի երկարությունից: $\theta = 30^\circ, \varepsilon_d = 1, \rho_0 = 150$ նմ, որպես մետաղ օգտագործված է ոսկի:

ոսկի օգտագործելու դեպքում: Նկ. 1-ից պարզ է դառնում, որ $|C_0|$ գործակցը կտրուկ նվազում է ընկնող լույսի ալիքի երկարությունից կախված: $|C_0|$ գործակցի կախվածությունը ընկնող լույսի անկման անկյունից ցույց է տալիս, որ $|C_0|$ գործակցը մոնոտոն կերպով նվազում է և հավասարվում է 0-ի նորմալ անկման դեպքում՝ $\theta = 0^\circ$ և ընդունում է իր առավելագույն

արժեքը $\theta = 90^\circ$ արժեքի դեպքում: Նորմալ անկման դեպքում $|C_0|$ -ի 0 դառնալը սպասելի էր, քանզի նախորդ պարագրաֆում դիտարկված խնդրում բոլոր գործակիցները բացի C_1 -ից զրոյանում էին:

Երկրորդ գլխում դիտարկված է ՄՊՊ-ային միկրոռեզոնատորների դերն ու նշանակությունը նորագույն տեխնոլոգիաներում: Գլանային և լայնեցված գլանային միկրոռեզոնատորների համարառաջարկված է անալիտիկ հաշվարկման մեթոդ, որը թույլ է տալիս ստանալ արտահայտություններ

հաճախությունների լայն սպեկտրում բարորակության կլանման և ճառագայթային մասերի, էլեկտրամագնիսական դաշտի, ինչպես նաև ռեզոնանսային հաճախության համար:ՄՊՊ-ների առանձնահատկությունները թույլ են տալիս էներգիան տեղայնացնել փոքր ծավալներում, սակայն ռեզոնատորային համակարգ ունենալու համար անհրաժեշտ է ունենալ բավականին մեծ բարորակության արժեքներ: Ֆոտոնային բյուրեղների և դիէլեկտրական միկրոսկավառակների հիման վրա ստեղծված ռեզոնատորներում հաջողվել է ստանալ բարորակության բավականաչափ մեծ արժեքներ: Սակայն դիֆրակցիոն շենը խոչընդոտում է այդ ռեզոնատորների չափերի էական փոքրացմանը:

2.1 պարագրաֆում ներկայացված է ՄՊՊ-ային միկրոռեզոնատորների դերն ու նշանակությունը ներկայիս տեխնոլոգիաներում: ՄՊՊ-ների առանձնահատկությունները թույլ են տալիս էներգիան տեղայնացնել փոքր ծավալներում, սակայն ռեզոնատորային համակարգ ունենալու համար անհրաժեշտ է ունենալ բավականին մեծ բարորակության արժեքներ: Ֆոտոնային բյուրեղների և դիէլեկտրական միկրոսկավառակների հիման վրա ստեղծված ռեզոնատորներում հաջողվել է ստանալ բարորակության բավականաչափ մեծ արժեքներ: Սակայն, դիֆրակցիոն շենը խոչընդոտում է այդ ռեզոնատորների չափերի էական փոքրացմանը:Քննարկված են տարատեսակ միկրոռեզոնատորային կառուցվածքներ՝ ՄՊՊ-ային ճառագայթման լավագույն պայմանները հայտնաբերելու համար: Պետք է նշել, որ մանոռեզոնատորների չափերի փոքրացմանը զուգընթաց՝ դիտվում է բարորակության անկում և այդ հանգամանքը պետք է հաշվի առնել օպտիմալ ազդանշան ստանալու համար:

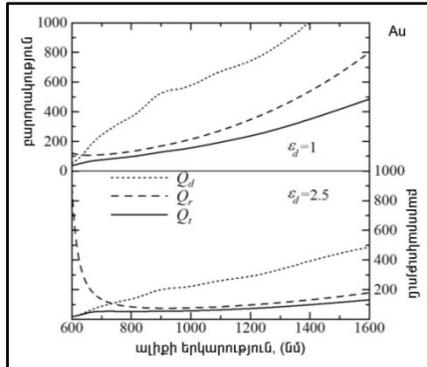
2.2 պարագրաֆում ներկայացված է ρ_0 շառավղով և ε_m կոմպլեքս դիէլեկտրիկ թափանցելիությամբ մետաղական գլանի մակերևույթին տեղայնացված ՄՊՊ-ի հատկությունները: Գլանը շրջապատված է ε_d դիէլեկտրիկ թափանցելիությամբ միջավայրով:Ճառագայթային տիրույթի համար՝ $u \gg \rho_0$, երբ $\sqrt{\frac{\varepsilon_d}{|\varepsilon_m|}} \ll 1$ մագնիսական դաշտի համար ստացվում է հետևյալ արտահայտությունը.

$$H_z \approx B \left(\frac{\varepsilon_d}{|\varepsilon_m|} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \sqrt{\frac{\varepsilon_d}{|\varepsilon_m|}} \right)^{n-\frac{1}{2}} \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\{i[\omega t + n\varphi - q_d \rho + \varphi_0]\}, \quad (10)$$

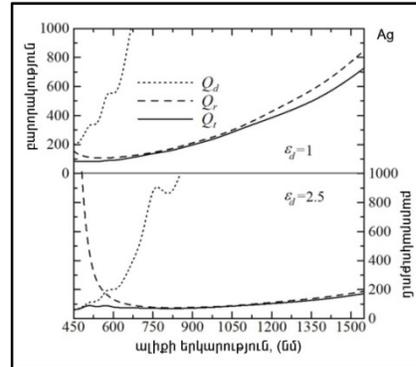
Դաշտի մնացած բաղադրիչները կարելի է ստանալ Մաքսվելի հավասարումներից:

Ճառագայթային տիրույթի համար՝ $u \gg \rho_0$, երբ $\sqrt{\frac{\epsilon_d}{|\epsilon_m|}} \ll 1$ մագնիսական դաշտի համար ստացվում է հետևյալ արտահայտությունը.

$$H_z \approx B \left(\frac{\epsilon_d}{|\epsilon_m|} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \sqrt{\frac{\epsilon_d}{|\epsilon_m|}} \right)^{n-\frac{1}{2}} \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\{i[\omega t + n\varphi - q_d \rho + \varphi_0]\}, \quad (11)$$



Նկ. 2 Միկրոգլանային ռեզոնատորի բարորակության կախվածությունը ալիքի երկարությունից $n=10$ -ի համար:



Նկ. 3 Միկրոգլանային ռեզոնատորի բարորակության կախվածությունը ալիքի երկարությունից $n=10$ -ի համար:

Այնուհետ հաշվարկները ճառագայթային մասի բարորակության համար տալիս են հետևյալ արդյունքները.

$$Q_r = \frac{1}{4} \left(\frac{|\epsilon_m'|}{\epsilon_d} \right)^{\frac{3}{2}} \left(1 + \frac{1}{\epsilon_d} \right) \left(1 - \frac{\epsilon_d}{|\epsilon_m'|} \right)^{-2n+1} \quad (12)$$

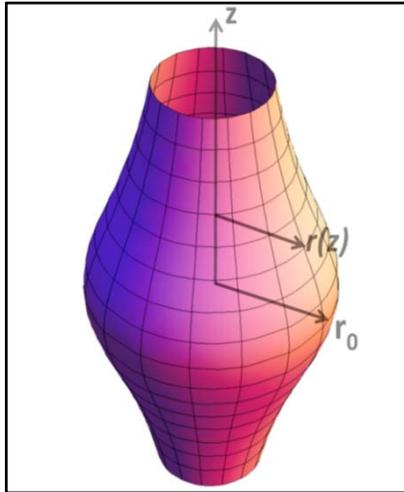
Այստեղ ϵ_m' -ը մետաղի դիէլեկտրիկ թափանցելիության իրական մասն է ($\epsilon_m = \epsilon_m' + i\epsilon_m''$): Դիսիպատիվ մասի բարորակության համար $\rho_0 k_{SPP} \gg 1$ դեպքում ստացվում են հետևյալ արդյունքները.

$$Q_d = \frac{|\epsilon_m'|^2}{\epsilon_m'' \epsilon_d} \left(1 - \frac{\epsilon_d}{|\epsilon_m'|} \right) \quad (13)$$

Արդյունքում ընդհանուր բարորակության համար կունենանք՝

$$Q_t^{-1} = Q_r^{-1} + Q_d^{-1} \quad (14)$$

2.3 պարագրաֆում դիտարկված է լայնեցված գլանային միկրոռեզոնատորում ՄՊՊ-ի դաշտի հատկությունները և ստացված են արդյունքներ օպտիմալ ճառագայթման համար: Միկրոռեզոնատորում կլանման կորուստներից բացի՝ էական նշանակություն ունեն մա ճառագայթման կորուստները, որոնք ևս դիտարկված են: Դիտարկված է ε_m դիէլեկտրիկ թափանցելիությամբ մետաղական լայնեցված գլանային միկրոռեզոնատորում լույսի զացված ՄՊՊ-ի դաշտի հատկությունները:



Նկ. 4 Լայնեցված գլանային միկրոռեզոնատորի սխեմատիկ կառուցվածքը: r_0 -ն հիմքի շառավիղն է, $r(z)$ -ը փոփոխական շառավիղն է:

Շրջապատող միջավայրը հանդիսանում է դիէլեկտրիկ ε_d դիէլեկտրիկ թափանցելիությամբ: Կառուցվածքի սխեմատիկ պատկերը ցույց է տրված նկար 4-ում: Դիտարկված է մետաղական լայնեցված գլանային համակարգ, որի շառավիղը որոշվում է $r(z)$ -ով, իսկ $r(z)$ -ի կախվածությունը z -ից տրվում է հետևյալ արտահայտությամբ.

$$r(z) = \frac{r_0}{\sqrt{1 + \alpha^2 z^2}} \quad (15)$$

այստեղ $r_0 = r(0)$ կառուցվածքի առավելագույն շառավիղն է, իսկ α գործակիցը որոշում է կառուցվածքի ձևը: k_s -ալիքային թվի համար ստացվում է հետևյալ արտահայտությունը.

$$k_s^2 - \frac{n^2}{r_0^2} = \alpha \frac{n}{r_0} (2s + 1), \quad (16)$$

որտեղ $s = 0, 1, 2, 3, \dots$: (16)-րդ հավասարումը թույլ է տալիս որոշել ռեզոնանսային հաճախությունը՝

$$\omega_s = \omega_c \sqrt{1 + \beta(2s + 1)}, \quad (17)$$

$$\text{որտեղ } \omega_c = c \frac{n}{r_0} \sqrt{\frac{|\varepsilon_m| - \varepsilon_d}{\varepsilon_d |\varepsilon_m|}} \quad \beta = \alpha \frac{r_0}{n}: \quad \text{Այստեղ } \omega_c - \text{ն } \text{ռեզոնանսային}$$

հաճախությունն է r_0 շառավղով միկրոզանային ռեզոնատորի համար: Ռեզոնանսային հաճախության β -ից ունեցած կախվածության դիքությունն աճում է մոդային թվի աճին զուգընթաց:

Մագնիսական դաշտի հիմնական մոդի համար ($s = 0$) ստանում ենք հետևյալը.

$$H_{0z} = A e^{-\gamma_{m,d} |\rho - r(z)|} e^{-\frac{1}{2} \alpha \frac{n}{r_0} z^2} e^{i(n\varphi - \omega t)} \quad (18)$$

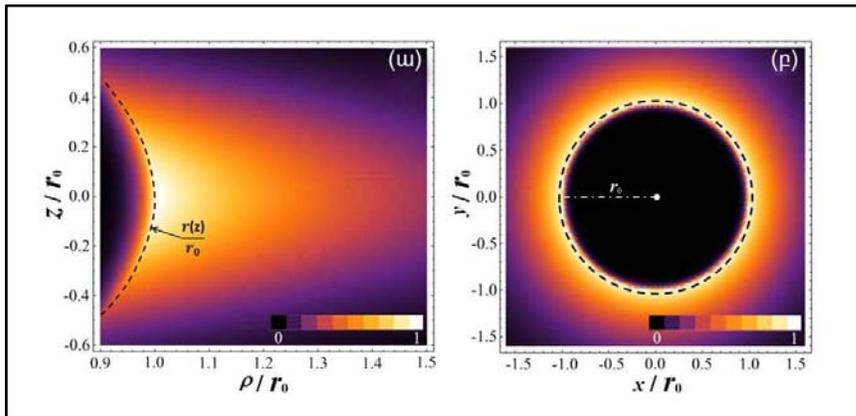
(18)-րդ հավասարումը ցույց է տալիս, որ z -ուղղությամբ դաշտի տարածման երկարությունը ֆունդամենտալ մոդի համար ($s = 0$) կախված է մետաղական կառուցվածքի տեսքից և H_{0z} -ի համար z -ուղղությամբ տարածման երկարությունը կախված է α -ից, r_0 -ից, n -ից և տեղայնացված է $|z| \leq z_d$, ($z_d =$

$\sqrt{\frac{2r_0}{\alpha n}}$) տիրույթում: Որքան կտրուկ է նվազում կառուցվածքի շառավիղը, այդքան լոկալիզացված է լինում դաշտը: Նկար 5-ում ցույց է տրված H_{0z} դաշտի պատկերը (XZ) և (XY) հարթություններում համապատասխանաբար ω և ρ հատվածներում: Մագնիսական դաշտը սահմանափակված է մետաղական լայնեցված գլանի առավելագույն շառավղի հատվածի փոքր տիրույթում: Այն երկչափ տեղայնացված է ρ և z ուղղություններով: Մասնավորապես, $\beta = 0.1$ և $n = 10$ դեպքի համար մագնիսական դաշտը լոկալիզացված է $z_0 = 0.9r_0$ չափով z ուղղությամբ և $\rho_0 = 0.4r_0$ չափով ρ ուղղությամբ: Ճառագայթման տիրույթի համար $u \gg r(z)$, անտեսվում է $r(z)$ -ի կախվածությունը z -ից, և ենթադրվում է, որ $r(z) \approx r_0$: Այս մոտարկմամբ մագնիսական դաշտի համար կստացվի հետևյալ արտահայտությունը.

$$H_{0z} \approx B \left(\frac{\varepsilon_d}{|\varepsilon_m|} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \sqrt{\frac{\varepsilon_d}{|\varepsilon_m|}} \right)^{n(1+\beta) - \frac{1}{2}} \left(\frac{r_0}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\{i[\omega t + n\varphi - q_d \rho + \varphi_0]\}, \quad (19)$$

$$\text{որտեղ } q_d = \sqrt{\varepsilon_d} \frac{\omega_0}{c}:$$

Չամակարգի բարորակությունը հիմնականում պայմանավորված է ճառագայթային կորուստներով: Չարկ է նշել, որ դաշտը ավելի լավ տեղայնացված է բարձր կարգի մոդերի դեպքում, ինչպես նաև այդ դեպքում ռեզոնանսային հաճախության համար ստացվում է առավել մեծ արժեքներ:



Նկ. 5 H_{0z} դաշտի տեղայնացված պատկերը $s=0$ -ի համար, $\lambda_{SPP}=1$ մկմ, $\beta=0.1$ -ի և $n=10$ -ի դեպքում, որպես մետաղ օգտագործված է ոսկի, շրջապատող միջավայրի դիէլեկտրիկ թափանցելիությունը 1 է: Սև գծերով նշված են կառուցվածքի եզրագծերը: (ա) (XZ) հարթության կտրվածքի համար, (բ) (XY) հարթության կտրվածքի համար:

Երրորդ գլուխը նվիրված է ՄՊՊ-ի և Վանիե-Սոտտի տիպի էքսիտոնի ռեզոնանսային փոխազդեցության հետազոտմանը: Ցույց է տրված, որ օպտիկապես մղված էլեկտրոն-խոռոչային պլազմայի առկայության շնորհիվ՝ կիսահաղորդչի դիէլեկտրիկ թափանցելիության արժեքը սպեկտրի ինֆրակարմիր տիրույթում նոտենում է գրոյի, որի հետևանքով հնարավորություն է ստեղծվում մեծ կապի էներգիայով էքսիտոնների ձևավորման համար: Ստացված արդյունքը թույլ է տալիս պարզաբանել նանոչափային կիսահաղորդչային կառուցվածքներում, սենյակային ջերմաստիճաններում փորձնականորեն դիտարկված լազերային ճառագայթումը:

3.1 պարագրաֆն ակնարկային է, որտեղ ներկայացված են սկզբունքորեն նորտիպի լուսային աղբյուրների ստեղծման անհրաժեշտությունը: Ներկայացված են սփեյսերների երեք կազմաձևեր՝ էլ-մագնիսական դաշտի երեք տարբեր տեղայնացման չափերով: Այդ լազերների հիմքում ընկած են տեղայնացված և տարածվող մակերևութային պլազմոնների յուրահատկությունները:

3.2 պարագրաֆում քննարկված է ՄՊՊ-էքսիտոնային փոխազդեցությամբ նանոլազերներ ստեղծելու հնարավորությունները: Մետաղ-դիէլեկտրիկ-

կիսահաղորդիչ կառուցվածքով պլազմոնային լազերներում էական դեր կարող է ունենալ ՄՊՊ-էքսիտոնային փոխազդեցությունը: Էքսիտոնային էներգիայի փոխանցումը պլազմոնային դաշտին կարող է կոմպենսացնել մետաղում կլանման և ճառագայթային կորուստները: Վերջին շրջանում առաջ են քաշվել հիբրիդային համակարգեր (ՄԴԿ), որոնցում դիտարկված է ՄՊՊ-էքսիտոնային փոխազդեցությունը:

3.3 պարագրաֆում հետազոտված էմեծ կապի էներգիայով էքսիտոնների ձևավորման հնարավորությունը: Դիտարկված է մեծ կապի էներգիայով էքսիտոնների ձևավորման հնարավորությունը այն դեպքում, երբ կիսահաղորդիչի դիէլեկտրիկ թափանցելիության արժեքը մոտենում է զրոյի սպեկտրի ինֆրակարմիր տիրույթում օպտիկապես մղված էլեկտրոն-խոռոչային պլազմայի առկայության հետևանքով:

Լայն արգելված գոտիով կիսահաղորդիչներում էքսիտոնների ձևավորման հնարավորությունը քննարկված է ջրածնաման մոդելի հիման վրա: E_s -ով նշանակենք կապի էներգիան հիմնական վիճակի համար, իսկ ε_s -ով կիսահաղորդիչի դիէլեկտրիկ թափանցելիության արժեքը՝ էլեկտրոն-խոռոչային պլազմայի բացակայության դեպքում: Ջրածնաման մոդելի շրջանակներում ստացվում է $E_s \propto \varepsilon_s^{-2}$, որտեղ ε_s -ի արժեքը պետք է վերցնել $\omega = E_s/\hbar$ -ը Պլանկի հաստատունն է) հաճախության համար: Էլեկտրոն-խոռոչային պլազմայի բացակայության դեպքում ε_s -ի կախվածությունը հաճախությունից կարելի է անտեսել: Սակայն, օպտիկապես մղված էլեկտրոն-խոռոչային պլազմայի առկայության պայմաններում դրությունը էականորեն փոխվում է: Այդ դեպքում կիսահաղորդիչի դիէլեկտրիկ թափանցելիությունը ինֆրակարմիր տիրույթում կարելի է բնութագրել Դրուդեի բանաձևով՝

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega) = \varepsilon_s - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + i\gamma_e)} - \frac{\omega_{ph}^2}{\omega(\omega + i\gamma_h)}, \quad (20)$$

որտեղ ε -ն էլեկտրոնի լիցքն է, $\gamma_{e(h)}$ -ը էլեկտրոնի (խոռոչի) ռելաքսացիոն գործակիցն է կիսահաղորդիչում, $\omega_{pe(h)}$ -ը պլազմոնային հաճախությունը, $m_{e(h)}^*$ - ը և $N_{e(h)}$ - ը լիցքակիրների արդյունավետ զանգվածն ու խտությունն են: Այդ դեպքում էքսիտոնների կապի էներգիան որոշվում է հետևյալ ինքնահամաձայնեցված հավասարումով.

$$E_n = \hbar\omega_n = E_s \frac{\varepsilon_s^2}{\varepsilon^2(\omega_n)n^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (21)$$

որտեղ n -ը էքսիտոնային վիճակի քվանտային թիվն է:

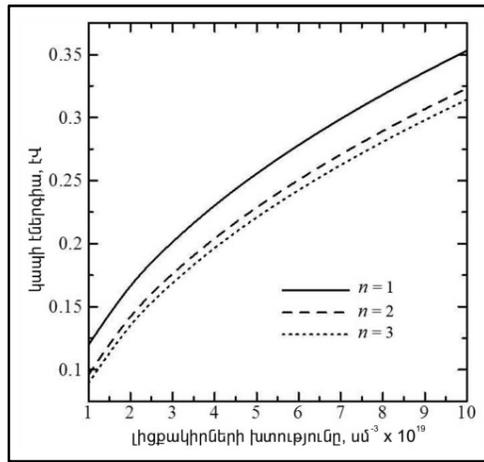
Թվային հաշվարկների միջոցով դժվար չէ գտնել (20) և (21) հավասարումների լուծումները, որոնք ընդունում են կոմպլեքս արժեքներ: $\omega = \omega' + i\omega''$, որտեղ հաճախության իրական և կեղծ մասերը որոշում են կապի էներգիան և էքսիտոնների կյանքի տևողությունը համապատասխանաբար:

էքսիտոնների կապի էներգիան E_n -ը, մեծանում է $\varepsilon_s \gg \varepsilon'(\omega) \gg \varepsilon''(\omega)$ պայմանների դեպքում: էլեկտրոնների և խոռոչների փոխազդեցության հետևանքով էքսիտոններում ձևավորվում է բարձր հաճախային դաշտ, որը բևեռացնում է էլեկտրոն-խոռոչային պլազման հակափուլում ($\varepsilon(\omega) - \varepsilon_s < 0$): Ֆորմալ առումով դա նշանակում է, որ էլեկտրոնը շրջապատված է բացասական լիցքերով, իսկ խոռոչը՝ դրական: Արդյունքում լիցքակիրների արդյունաբար լիցքը մեծանում է, և որպես հետևանք, մեծանում է էքսիտոնների կապի էներգիան: էքսիտոնների կապի էներգիայի համար ստացված արժեքները լիցքակիրների 10^{19} սմ⁻³ խտության դեպքում զգալիորեն գերազանցում է սենյակային ջերմաստիճանների համար բնութագրական ջերմային էներգիան (25 մեՎ) (նկար 6):

Կապի էներգիան աճում է լիցքակիրների խտության հետմեկտեղ և նվազում է n քվանտային թվի մեծացմանը զուգահեռ: Այդուհանդերձ, ստացված լուծումները ունեն ֆիզիկական իմաստ այն դեպքում, երբ լիցքի տատանումների պարբերությունը զգալիորեն փոքր է, քան էքսիտոնների կյանքի տևողությունը՝

$$\frac{\omega'\tau}{2\pi} \gg 1, \quad \tau = \frac{1}{\omega''}, \quad (22)$$

Այդ պայմանը լավ բավարարվում է $N \geq 10^{19}$ սմ⁻³ կոնցենտրացիաների դեպքում: Դիտարկվող խնդրում CdS-ի համար էքսիտոնների կյանքի տևողությունը կապված վիճակում կախված չէ լիցքակիրների խտությունից:



Սկ. 6 էքսիտոնների կապի էներգիայի կախվածությունը լիցքակիրների խտությունից CdS բյուրեղում տարբեր n քվանտային թվերի դեպքում: Մեծությունները նույն հետևյալ արժեքները $m_e^* = 0.21 m_0$, $\gamma_e = 10^{13} \text{վ}^{-1}$, $\varepsilon_s = 8.9$

Պետք է ընդգծել նաև այն հանգամանքը, որ էքսիտոնների խտությունը զգալիորեն փոքր է քան էլեկտրոն-խոռոչային պլազմայի խտությունը, ինչը պայմանավորված է էքսիտոնների փոքր կյանքի տևողությամբ: էքսիտոնների կապի էներգիան մեծ քվանտային թվերի դեպքում մոտենում է $E_0 = \hbar\omega_0$ արժեքին, որտեղ $\omega_0 = \omega(\omega_0) = 0$ հավասարման լուծումն է (այստեղ անտեսված է դիէլեկտրիկ թափանցելիության կեղծ մասը):

ԵԶՐԱԿԱՏՈՒԹՅՈՒՆ

Ատենախոսությունը նվիրված է մակերևութային պլազմոն-պոլյարիտոնների (ՄՊՊ) ձևավորման առանձնահատկությունների և բնութագրերի ուսումնասիրմանը մի շարք մետաղական կառուցվածքներում: Դիտարկված է մետաղական մակերևութին բացված ենթաալիքային չափի անցքից օպտիկական անցման ուժեղացման խնդրում ՄՊՊ-ների ունեցած դերը: Անցման արտասովոր մեծ գործակիցները և էներգիայի խիստ տեղայնացումը ենթաալիքային տիրույթում մետաղական թաղանթի մակերևութին, թույլ են տալիս ՄՊՊ-ները օգտագործել մոտակա դաշտի տեսածրման խնդիրներում և ֆոտոլիտոգրաֆիայում: Աշխատանքում ներկայացված մեկ այլ խնդրում հետազոտված է գլանային և լայնեցված գլանային ՄՊՊ-ային միկրոռեզոնատորներում մոդերի տեղայնացման և գոյատևման նպաստավոր պայմանները: Հետազոտվել է նաև մեծ կապի էներգիայով էքսիտոնների ձևավորման մեխանիզմ, որի շնորհիվ ցանոչափային կիսահաղորդչային կառուցվածքներում, սենյակային ջերմաստիճաններում հնարավոր է իրականացնել լազերային ճառագայթում:

1. Նաճանգը պարունակող մետաղի մակերևույթին լուսային ճառագայթի անկման հետևանքով գրգռվող հանկեյան տիպի ՄՊՊ-ային զուգամիտող ալիքների շնորհիվ՝ օպտիկական անցումը նաճանգից կարող է զգալիորեն ուժեղանալ: Հայտնաբերված է ուժեղացման լավագույն պայմանները՝ կախված անկման անկյունից և ալիքի երկարությունից: Ի տարբերություն նորմալ անկման դեպքի՝ անկյան տակ անկման դեպքում հնարավոր է փորձնականորեն ստուգել անցման ուժեղացումը լույսի բևեռացումից: Ցույց է տրված, որ ՄՊՊ-ի գրգռման արդյունավետությունը մեծանում է ընկնող լուսային ալիքի սահքի անկյան փոքրացման դեպքում:
2. Գլանային մետաղական մակերևույթով պլազմոնային ռեզոնատորների համար ներկայացված է անալիտիկ հաշվարկային մեթոդ, ինչի շնորհիվ՝ բարորակության ու մոդերի տեղայնացման համարառաջին անգամ ստացվել են վերլուծական արտահայտություններ, որոնք թույլ են տալիս որոշել այդ նաճանգառեցվածքների օպտիմալ բնութագրիչները: Մասնավորապես, նկատվել է, որ բարորակության արժեքը մեծանում է ալիքի երկարության աճին զուգընթաց, իսկ որպես մետաղ-արծաթի օգտագործումը ապահովում է ավելի մեծ բարորակության արժեքներ՝ ոսկու համեմատությամբ: Գլանի շառավղի մեծացումը հանգեցնում է շոուլյան կորուստները նվազմանը, սակայն ճառագայթային կորուստները ավելանում են:
3. Լայնեցված գլանային միկրոռեզոնատորում բացահայտված է ՄՊՊ-ային «սուլող» տիպի դաշտի երկչափ տեղայնացում, որին նպաստում է լայնեցված տիրույթի կորության շառավղի փոքրացումը: Տեղայնացումն առավել ակնառու է բարձր կարգի մոդերի ռեզոնանսային հաճախության մեծ արժեքների դեպքում: Բացահայտված է կապը գլանային և լայնեցված գլանային ռեզոնատորների ռեզոնանսային հաճախությունների միջև: Բարորակության համար ստացված անալիտիկ արտահայտությունները ջերմային և ճառագայթային կորուստների վերահսկման հստակ հնարավորություն են ընձեռում:
4. Առաջարկված է լայն արգելված գոտիով կիսահաղորդիչներում էքսիտոնների կապի էներգիայի մեծացման մեխանիզմ, օպտիկապես մղված էլեկտրոն-խոռոչային պլազմայի առկայության

պայմաններում: Համեմատաբար մեծ կապի էներգիայով (>150 մէՎ) այդ էքսիտոնները կարող են գոյատևել սենյակային ջերմաստիճանում, երբ կիսահաղորդչի դիէլեկտրական թափանցելիության արժեքը սպեկտրի ինֆրակարմիր տիրույթում էապես նվազում է: CdS-ի նանոբյուրեղի համար կատարված հաշվարկները ցույց են տալիս, որ նման էքսիտոնների ձևավորման համար էլեկտրոն-խոռոչային պլազմայի խտությունը պետք է գերազանցի 10^{19} սմ⁻³:

ՀՂՎԱԾ ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. Ebbesen T. W., Lezec H. J., Ghaemi H. F., Thio T., Wolff P. A., "Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays", Nature, 391, 667–669, (1998).
2. Ghaemi H. F., Thio T., Grupp D. E., Ebbesen T. W., Lezec H. J., "Surface plasmons enhance optical transmission through subwavelength holes", Phys. Rev. B, 58, 6779–6782, (1998).
3. Thio T., Pellerin K. M., Linke R. A., Lezec H. I., Ebbesen T. W., "Enhanced light transmission through a single subwavelength aperture", Optics Letters, 26, 1972–1974, (2001).
4. Rivas I. G., Schotsch C., Haring B. P., Kurz H., "Enhanced transmission of THz radiation through subwavelength holes", Phys. Rev. B., 68, 201306 (R) (2003).
5. Koerkamp K. I. K., Enoch S., Segernik B. F., Van Hulst N. F., Kuipers L., "Strong influence of hole shape on extraordinary transmission through periodic arrays of subwavelength holes", Phys. Rev. Lett., 92, 183901, (2004).
6. Baida F. I., Van Laleke D., "Light transmission by subwavelength annular aperture arrays in metallic films", Opt. Commun., 209, 17–22, (2002).
7. Fan W. J., Zhang S., Minhas B., Malloy K. J., Brueck S. R. J., "Enhanced infrared transmission through subwavelength coaxial metallic arrays", Phys. Rev. Lett., 94, 033902, (2005).
8. Lockyear M. I., Hibbins A. P., Sambles I. R., Lawrence C. R., "Enhanced microwave transmission through a single subwavelength aperture surrounded by concentric grooves", J. Opt. A: Pure Appl. Opt., 7, S152, (2005).

9. Babajanyan A. J., Margaryan N. L., Nerkararyan K. V., "Superfocusing of surface polaritons in the conical structure", J. Appl. Phys., 87, 3785–3788, (2000).
10. Nerkararyan K. V., "Superfocusing of a surface polariton in a wedge-like structure", Phys. Lett. A, 237, 103–105, (1997).
11. Hill M. T., Marell M., Leong E. S. P., Smalbrugge B., Zhu Y., Sun M., Veldhoven P. J. V., Geluk E.J., Karouta F., Oei Y. S., Otzel R. N, Ning C.-Z., Smit M. K., "Lasing in metal-insulator-metal sub-wavelength plasmonic waveguides", Opt. Express, 17, 11107–11112 (2009).
12. Wu C.-Y., Kuo C.-T., Wang C.-Y., He C.-L., Lin M.-H., Ahn H., Gwo S., "Plasmonic green nanolaser based on a metal–oxide–semiconductor structure", Nano Lett., 11, 4256–4260, (2011).
13. Schwieger S., Vasa P., Pomraenke R., Lienau C., Runge E., "Surface plasmonpolariton-exciton interaction in metal-semiconductor and metal-dye nanostructures", Journal of Physics: Conference Series, 210, 012001 (1-5), (2010).
14. Nerkararyan S., NerkararyanKh., Janunts N., Pertsch T., "Generation of Hankel-type surface plasmonpolaritons in the vicinity of a metallic nanohole", Phys. Rev. B, 82, 245405, (2010).

ՀՐԱՏԱՐԱԿՎԱԾ ԱՇԽԱՏԱՆՔՆԵՐԻ ՑՈՒՑԱԿ

1. Tekkozyan V. A., "Surface plasmon-polaritons wave fields in the vicinity of a metallic nanohole", Journal of Contemporary Physics, 48, 214–219, (2013)
2. Tekkozyan V., Babajanyan A., NerkararyanKh., "Analytic description of microcylindrical cavity for surface plasmonpolariton", Opt. Commun., 305, 190–193, (2013).
3. Tekkozyan V., Babajanyan A., NerkararyanKh., K. Lee, "Surface plasmonpolaritons modes in a convex cylinder microresonator", Proceedings of the YSU, Physical and Mathematical Sciences, 1, 57-60, (2014).
4. Теккозян В. А., К. Ли, Бабаджанян А. Ж., Неркарарян Х. В., "Формирование экситонов в полупроводниковых наноструктурах при наложении электронно-дырочной плазмы", Известия НАН Армении, Физика, 49 N3, 196-201, (2014).

ВОЗБУЖДЕНИЕ И ЛОКАЛИЗАЦИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН В МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛЕНКЕ

АННОТАЦИЯ

Диссертация посвящена изучению свойств и характеристик формирования поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) в ряде металлических структур. Рассмотрена роль ППП в процессе усиления оптического прохождения через субдлинноволновое отверстие в металлической поверхности. Необычно большие коэффициенты прохождения и строгая локализация энергии в субдлинноволновом диапазоне металлической поверхности позволяют использовать ППП в задачах ближнепольной оптической микроскопии и фотолитографии. В другой задаче, которая представлена в работе, исследованы оптимальные условия эффективной эмиссии и локализации поля в цилиндрическом и в выпуклом цилиндрическом ППП микрорезонаторах. Также исследован механизм увеличения энергии связи экситонов, при помощи чего возможно реализовать лазерную генерацию в полупроводниковых наноструктурах при комнатных температурах.

Луч света, падающий на содержащую нанотвердую металлическую поверхность, возбуждает ППП сходящегося ганкеловского типа, с помощью чего оптическое прохождение через отверстие может быть существенно усилено. Обнаружены наилучшие условия усиления в зависимости от угла падения и длины волны. В отличие от нормального падения, при падении под углом возможно экспериментально проверить усиление прохождения от поляризации света. Показано, что эффективность возбуждения ППП увеличивается при уменьшении угла скольжения.

Разработана теоретическая модель расчета для цилиндрического резонатора с металлической поверхностью, при

помощи чего впервые получены аналитические выражения для добротности локализации мод, которые позволяют получить оптимальные параметры наноструктуры. В частности, выявлено, что при увеличении длины волны увеличивается значение добротности, использование серебра как металла обеспечивает более высокое значение добротности, чем золото. Увеличение радиуса цилиндра приводит к снижению джоулевых потерь, однако радиационные потери при этом увеличиваются.

В выпуклом цилиндрическом микрорезонаторе обнаружена двухмерная локализация мод шепчущей галереи поверхностных плазмон-поляритонов, чему способствует уменьшение радиуса кривизны в выпуклой зоне. Локализация особенно выражена для больших мод и для больших значений резонансной частоты. Найдена связь для резонансных частот между выпуклым цилиндрическим и просто цилиндрическим микрорезонаторами. Полученные аналитические результаты для добротности предоставляют возможность контролировать тепловые и радиационные потери.

Предложен механизм увеличения энергии связи экситонов в широкозонных полупроводниках при наличии оптически накачанной электронно-дырочной плазмы. Эти экситоны с относительно большой энергией связи (>150 мэВ) могут существовать при комнатной температуре, когда диэлектрическая проницаемость полупроводника в инфракрасной области спектра значительно уменьшается. Расчеты для нанокристаллов CdS показывают, что для формирования таких экситонов плотность электронно-дырочной плазмы должна быть больше 10^{19} см⁻³.

EXCITATION AND LOCALIZATION OF SURFACE WAVES IN A METAL
FILM

ANNOTATION

The thesis is devoted to explore properties and characteristics of surface plasmon polariton (SPP) formation in metallic structures. The role of SPP has been considered in a problem of the optical transmission through the holes in metal films with the sub-wavelength size. Extraordinarily high coefficients of transmission and strong localization of energy in sub-wavelength range allow using SPP in near-field optical microscopy and photolithography. Another problem represented in the work concerns studying optimal conditions for efficient emission and field localization in cylinder and convex cylinder microresonators. Also has been explored a mechanism of increasing in excitons binding energy which makes possible to consider lasing in semiconductor nanostructures at room temperature.

The incidence of light beam on metal film which contains nanohole, excites converging Hankel type SPP which can significantly enhance the optical transmission through the nanohole. Enhancing dependences on the incidence angle and wavelength are considered. In contrast to normal incidence, incidence at angle makes possible to experimentally verify transmission's enhancing dependence on light polarization. It is shown that the efficiency of SPP excitation increases with decreasing glancing angle.

For the first time theoretical model is developed for cylindrical microresonator with metallic surface which allows obtaining the closed-form expressions for mode field distributions and quality factor. The obtained results give opportunity to find the optimal parameters of nanostructure. Particularly, with increasing wavelength increases the quality factor and usage of silver as a metal provides higher quality factor than gold. Joule losses decrease but

radiative losses increase with increasing radius of the cylinder.

In a convex cylindrical microresonator has been founded two-dimensional localization for SPP whispering-gallery modes which is supported by decreasing of radius of curvature in convex zone. Localization is especially expressed for higher modes and for higher values of resonant frequency. Also, it is founded the connections for the resonant frequencies of cylinder and convex cylinder microresonators. The obtained analytical expressions for quality factor give opportunity to control thermal and radiative losses.

A mechanism to increase the exciton binding energy in wide band-gap semiconductors due to the presence of optically pumped electron-hole plasma is proposed. These exciton states with high binding energy (>150 meV) can exist at room temperature when the dielectric permittivity of a semiconductor decreases significantly in the infrared region of spectra. Calculations for CdS nanocrystals show that density of electron-hole plasma should exceed 10^{19} cm⁻³ to form such kinds of excitons.