

ՀՅ ԿՈԹՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ՆԱԽԱՐԱՐՈՒԹՅՈՒՆ

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

Թեքնոլոգիական Վահան Աշոտի

ՄԱԿԵՐԵՎՈՒԹՅԱՅԻՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԳՐԳՈՒԽԸ ԵՎ ՏԵՂՎՅԱՍՅՈՒԽԸ ՄԵՏԱԴԱԿԱՆ  
ԹԱՊԱՆԹՈՒՄ

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

ՍԵՂՄԱԳԻՐ

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

Աստենախոսության թեման հաստատվել է Երևանի պետական համալսարանում

Գիտական դեկան՝

ֆ.մ.գ.դ., պրոֆեսոր  
Խ.Վ.Ներկարարյան

Պաշտոնական ընդունակություն՝

ֆ.մ.գ.դ., պրոֆեսոր  
Ա.Ժ. Սուրայյան  
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: Նաստեց՝ 0203, Աշտարակ-2, Գիտավան ՀՀ ԳԱԱ  
ռադիոֆիզիկայի և էլեկտրոնիկայի ինստիտուտինիստերի դահլիճում:

Աստենախոսությանը կարելի է ծանոթանալ ԵՊՀ գրադարանում:  
Սեղմագիրն առաքված է 2014թ. մայիսի 7-ին:

Մասնագիտական խորհրդի  
գիտական քարտուղար՝

  
Վ. Պ. Կարապետյան  
պ.մ.գ.թ., դոցենտ  
Վ. Պ. Քալանթարյան

Тема диссертации утверждена в Ереванском государственном университете

Научный руководитель:

д.ф.-м.н., профессор  
Х.В. Неркарян

Официальные оппоненты:

д.ф.-м.н., профессор  
Ա.Ժ. Մուրադյան  
դ.ֆ.-մ.ն., профессор  
Ա.Ս. Սաակյան

Ведущая организация:

Институт радиофизики и электроники НАН РА

Захист 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:



կ.փ.-մ.ն., доцент  
Վ.Պ. Կալանթարյան

**Աշխատանքի արդիականությունը**

Աշխատանքում ներկայացված է մակերևութային պլազմոն-պոլյարիտոնների(ՄՊՊ) հատկությունները և բնութագրերը մի շարք մետաղական կառուցվածքներում: Մակերևութային պլազմոնների բացարձի հատկությունները նոր հորիզոններ են բացում ֆոտոնային սարքավորումների ստեղծման ճանապարհին: Մասնավորապես, ՄՊՊ-ի խիստ լոկալիզացված լինելու հանգամանքը թույլ է տալիս կտրուկ նվազեցնել ֆոտոնային շղթաների չափերը և այդպիսով արդյունավետ դարձնել նրանց կիրառումը այնպիսի ոլորտներում, ինչպիսիք են՝ նանոֆոտոնիկան, 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, նանոմետրական չափի սխեմաներում հաշվարկման արագագործության մեջացման համար հաղորդիչների փոխարեն լուսատարների օգտագործումը: Մինչդեռ հայտնի է, որ լուսային փուչի տեղայնացման նվազագույն չափը որոշվում է դիֆրակցիոն շեմով:

Նանոպլազմոնիկան հանդիսանում է նանոֆոտոնիկայի առանձին ճյուղերից մեկը: Դա գիտության այն ուղղությունն է, որը փորձում է հաճախությունների օպտիկական տիրույթում սկզբունքայնորեն նոր տիպի նանոմետրական չափերով սարքեր ստեղծել ազդանշանների մշակման և փոխանցման նպատակով: Կարևորագույն խնդիրների շարքում է նաև բարձր արդյունավետությամբ նանոմետրական չափերով լուսային կոհերենտ և միաֆոտոն աղբյուրների ստեղծումը՝ օգտագործելով պլազմոնային նանուեզոնատորներն ու նանոանտենաները: Պետք է նշել, որ նանուեզոնատորների 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 ենթալիքային չափի անցքից լուսային փուչի անցման

խնդիրը: Այս խնդիրը առավել եռանդուն կերպով սկսվեց ուսումնասիրվելէքքեսենի եքսպերիմենտալ 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]: Երևոյթը 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:

Մեկ այլ բնագավառ, որտեղ ՄՊՊ-ների արտասովոր հատկությունները օգտակար են, հանդիսանում է էներգիայիգերֆոկուսացումը տարատեսակ մետաղական կարուցվածքներում. մասնավիրապես՝ կոնական և սեպածն մետաղական կառուցվածքներում [9,10]: Դիֆրակցիոն շեմի պատճառով տեսականորեն անհնարին է դառնում լուսային փոկուսացումը որոշակի սահմանից այն կողմ, ինչն էլ իր հերթին սահմանափակում է մոտակա դաշտի օպտիկական տեսաժրման (ՄՊՕՏ-SNOM) լուծունակությունը:

Նանոֆոտոնիկայի գերակա ճյուղերից մեկն է դիֆրակցիոն շեմի սահմանափակումից գորուկ լուսային կոհերենտ աղբյուրների ստեղծումը, որը հնարավորություն կտա ոչ միայն ուսումնասիրել նանոմասշտարային տիրույթում ընթացող ֆիզիկական պրոցեսները, այլ նաև նորագույն սարքավորումների պատրաստման ուղիներ կծառավորի: Վերջերս ներկայացվեցնանոմասշտարային տիրույթում գործող, օպտիկական ուժեղացում և լազերային գեներացիա ապահովող սարքավորումների նոր դաս: Դրանք կոչվեցին պլազմոնային լազերներ կամ սփեյսերներ [11]: Ի տարբերություն դասական լազերների սփեյսերները ուժեղացնում ենտատանվողէլեկտրոնային թանձրույթի հետփոխազովող լուսային 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 լուսաբանման:

**Աշխատանքի նպատակն** է բացահայտել ՄՊՊ-ների ձևավորման և տարածման առանձնահատկությունները նաև նետրական և միկրոմետրական չափերի մետաղական կառուցվածքներում: Սասնավորապես, բացահայտել փոքր չափերով արագագործ ինտեգրալային սխեմաներ ստեղծելու համար անհրաժեշտ պլազմոնային ռեզոնատորների առանձնահատկությունները՝ օպտիկական կառուցվածքի և իհմնական 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 անկնան անկյունից և ալիքի երկարությունից:
2. Ուսումնասիրված է ՄՊՊ-ի կազմավորումը գլանային միկրոռեզոնատորում: Առաջարկված է հաշվարկման անալիտիկմեթոդ, որը թույլ է տալիս ստանալ արտահայտություններ բարորակության կլանման և ճառագայթային մասերի, ռեզոնանսային հաճախության, ինչպես նաև էլեկտրամագնիսական դաշտի բաշխվածության համարհաճախությունների լայն տիրույթում:
3. Ցույց է տրված, որ լայնեցված գլանային միկրոռեզոնատորում ստացվում են ՄՊՊ-ային «սուլող» տիպի մոդեր (Whispering gallery modes), որոնք երկշափ 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 նանուանցքով օպտիկական անցնան ժամանակ նկատվող արտասովոր մեծ էներգիաները կարող են օգտագործվել մոտակա դաշտի տեսածրման խնդիրներում, ֆոտոլիտոգրաֆիայում, ոչ գծային օպտիկայում: Բացի այդ, ստացված արդյունքները օպտիկական հաճախության և անկման անկյան ընտրության համար կարող ենուղեցույց հանդիսանալ ՄՊՊ-ային դաշտի գրգռման հարցում: Աշխատանքում հետազոտված է նաև պլազմոնային ռեզոնատորների խնդիրը, որոնք կարող են առաջնաբաց 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 նանուանցքից օպտիկական անցումը կարող է էականորեն ուժեղանալ մակերևույթին առկա հանկեյան 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 լուսի թևեռացումից, որն ի տարբերություն նորմալ անկման դեպքի, հնարավոր է ստուգել փորձնականորեն: Ցույց է տրված, որ ՄՊՊ-ի գրգռման արդյունավետությունը առավել մեծ է ընկնող լուսային ալիքի սահմանափակությունում:

2. Գլանային մետաղական մակերևույթով պլազմոնային ռեզոնատորներում լուսային ազդանշանի բարորակության ու մոդերի տեղայնացման համար առաջին անգամ ստացված վերլուծական արտահայտությունները բույլ են տալիս որոշել այդ նանոկառուցվածքների օպտիմալ բնութագրիչները։ Մասնավորապես, ալիքի երկարության աճին զուգընթաց՝ բարորակության արժեքը մեծանում է, իսկ որպես մետաղ արծաթի օգտագործումը ապահովում է ավելի մեծ բարորակության արժեքներ ուսկու համեմատությամբ։ ճառագայթային կորուստները ավելանում են գլանի շառավղի մեծացմանը զուգընթաց, մինչդեռ ջուլյան կորուստները նվազում են։
3. Լայնեցված գլանային միկրոռեզոնատորում բացահայտված է ՄՊԴ-ային «սուլող» տիպի դաշտի երկափ տեղայնացում, որին նպաստում է լայնեցված տիրույթի կորության շառավղի փոքրացումը։ Տեղայնացումն առավել ակնառու է բարձր կարգի մոդերի և ռեզոնանսային հաճախության մեջ 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 մոլված էլեկտրոն-խոռոչային պլազմայի առկայության պայմաններում։ Դամեմատարար մեջ կապի էներգիայով ( $>150$  մէՎ) այդ էքսիտոնները կարող են գոյատևել սենյակային ջերմաստիճանում, երբ կիսահաղորդչի ոիկելեկտրական թափանցելիության արժեքը սպեկտրի ինֆրակարմիր տիրույթում էապես նվազում է։ CdS-ի նանորյուրեղի համար կատարված հաշվարկները ցույց են տալիս, որ նման էքսիտոնների ծևավորման համար էլեկտրոն-խոռոչային պլազմայի խտությունը պետք է կազմի մոտ  $10^{19}$  սմ<sup>-3</sup>։

#### Աշխատանքի ներկայացումը

Ատենախոսության հիմնական արդյունքները գեկուցվել են ԵՊՀ ռադիոֆիզիկայի ֆակուլտետի գերրբարձր հաճախությունների ռադիոֆիզիկայի և հեռահաղորդակցության ամբիոնի, ԵՊՀ ֆիզիկայի ֆակուլտետիօպտիկայի ամբիոնի և ՀՀ ԳԱԱ ռադիոֆիզիկայի և Էլեկտրոնիկայի ինստիտուտի սեմինարներում:

### **Հրապարակումները**

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

### **Ատենախոսության կառուցվածքը**

Ատենախոսությունը պարագացած է ներածությունից, երեք գլխից,եզրակացությունիցև 147 ամուն պարունակող գրականության ցանկից:  
Աշխատանքում առկա է 44 նկար: Աշխատանքի ընդհանուր ծավալը 102 էշ է:

### **ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆԸ**

**Ներածությաններ** 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** հիմնավորված է մետաղի մակերևույթին բացված նանուանցքի մոտակայքում ՄՊԴ դաշտի ձևավորումը, ինչպես նաև այդ անցքից օպտիկական անցումը: Քննարկված է ՄՊԴ-ի դաշտի գրգռման արդյունավետությունը՝ կախված ընկնող լուսային փնջի անկման անկյունից և ալիքի երկարությունից:

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

**1.2** պարագրաֆում հետազոտված է մետաղի մակերևույթին բացված գլանային համաչափությամբ նանուանցքից օպտիկական անցումը հանկեյան տիպի ՄՊԴ-ային դաշտի ազդեցությամբ: Դիտարկված է մետաղի մակերևույթին լուսային ալիքի նորմալ ամկման դեպքը: Նանուանցք պարունակող մետաղական սկավառակում գրգռվող զուգամիտող տիպի հանկեյան ՄՊԴ-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 գրգռվելլույսիուղի կամ անկյան տակ անկման դեպքում: Գլանային համաշափությամբ նանոանցքի դեպքում ՄՊՊ-ային դաշտի ալիքային հավասարման լուծումը նկարագրվում է գլանային ֆունկցիաների միջոցով, մասնավորապես Հանկելի ֆունկցիաների միջոցով: Աշխատանք [14]-ումցուց է տրված, որ մետաղական մակերևույթում բացված նանոանցքի շրջակայքում կարող են ձևավորվել ՄՊՊ-ների դաշտեր, որոնք նկարագրվում են Հանկելի ֆունկցիաների միջոցով:

**1.3 պարագրաֆում դիտարկված է մետաղական մակերևույթին բացված ենթաալիքային չափի անցքից օպտիկական անցումը ոչ միայն ընկնողլուսի նորմալ անկման դեպքում, այլև կախված անկման անկյունից և ալիքային երկարությունից:** Ընտրված է գլանային կոորդինատական համակարգ ( $\rho, \phi, z$ ) այնպես, որ հաշվարկման սկիզբը համընկնի ոսկու մակերևույթին գտնվող նանոանցքի կենտրոնին, իսկ  $z$  առանցքը լինի ուղղահայց այդ մակերևույթին: Դիէլեկտրիկը՝  $\epsilon_d$  դիէլեկտրիկական թափանցելիությամբ, զբաղեցնում է  $z > 0$  կիսատարածությունը, իսկ մետաղը՝  $\epsilon_m$  ( $\epsilon_m = \epsilon'_m + i\epsilon''_m$ ,  $\epsilon'_2 < 0$ ) դիէլեկտրիկական թափանցելիությամբ և  $\rho_0$  նանոանցքի շառավղով,  $z < 0$  կիսատարածությունը:

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

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

Այստեղ դիտարկված դեպքում դաշտի ժամանակից ունեցած կախվածությունը հարմոնիկ տեսքի է ( $E_z \sim e^{i\omega t}$ ): (1) հավասարման մեջը -ն լույսի արագությունն է, "d" և "m" ինդեքսները վերաբերում են համապատասխանաբար դիէլեկտրիկին և մետաղին: Դիէլեկտրիկիտիրույթում ( $z > 0$ ,  $\rho > \rho_0$ ), (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  $\chi_d$  հաստատումները 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  $\chi_m$  հաստատումները 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 գուգամիտող հանկեյան դաշտը: Ինչպեսև նորմալ անկման, այնպես էլ անկյան տակ անկման դեպքի համար գործում են հետևյալ բանաձևները.

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

որտեղ

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

և

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

$C_n$ -ի համար ստացվում է հետևյալ արտահայտությունը.

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

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 գործնթացում 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:

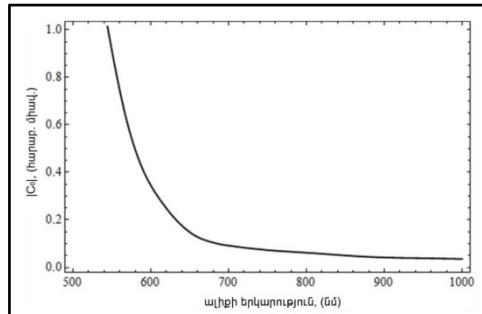
$C_0$  գործակցի համար ունենք՝

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

որտեղ

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

$C_0$  գործակցի կախվածությունը ալիքի երկարությունից, անկման անկյունից, ինչպես նաև նաև անկման պամացքի 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:

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 զոյլանում էին:

**Երկրորդ գլխում** հիտարկված է ՄՊ-ային միկրոռեզոնատորների դերն ու նշանակությունը նորագույն տեխնոլոգիաներում: Գլանային և լայնեցված գլանային միկրոռեզոնատորների համարածարկված է անալիտիկ հաշվարկման մեթոդ, որը թույլ է տալիս ստանալ արտահայտություններ

ոսկի օգտագործելու դեպքում: Այս պարզ է դառնում, որ  $|C_0|$  գործակցը կտրուկ նվազում է ընկնողլույսի ալիքի երկարությունից կախված:  $|C_0|$  գործակցի կախվածությունը ընկնողլույսի անկման անկյունիցցույց է տալիս, որ  $|C_0|$  գործակցը մոնուտոն կերպով նվազում է և հավասարվում է 0-ի նորմալ անկման դեպքում՝  $\theta = 0^\circ$  և ընդունում է իր առավելագույն

հաճախությունների լայն սպեկտրում բարորակության կլաննան 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 շենք խոչընդոտում է այդ ռեզոնատորների չափերի էական փոքրացմանը: Բնարկված են տարատեսակ միկրոռեզոնատորային կառուցվածքներ՝ ՄՊՊ-ային ճառագայթման լավագույն պայմանները հայտնաբերելու համար: Պետք էնել, որ նանուեզոնատորների չափերի փոքրացմանը զուգընթաց՝ դիտվում է բարորակության անկում և այդ հանգամանքը պետք է հաշվի առնել օպտիմալ ազդանշան ստանալու համար:

**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 շենք խոչընդոտում է այդ ռեզոնատորների չափերի էական փոքրացմանը: Բնարկված են տարատեսակ միկրոռեզոնատորային կառուցվածքներ՝ ՄՊՊ-ային ճառագայթման լավագույն պայմանները հայտնաբերելու համար: Պետք էնել, որ նանուեզոնատորների չափերի փոքրացմանը զուգընթաց՝ դիտվում է բարորակության անկում և այդ հանգամանքը պետք է հաշվի առնել օպտիմալ ազդանշան ստանալու համար:

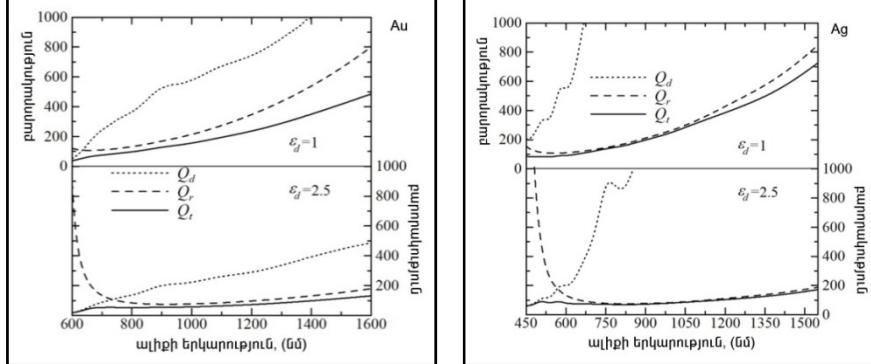
**2.2** պարագրաֆում ներկայացված է  $\rho_0$  շառավիրով և  $\varepsilon_m$  կոմպլեքս դիէլեկտրիկ թափանցելիությամբ մետաղական գլանի մակերևույթին տեղայնացված ՄՊՊ-ի հատկությունները: Գլանը շրջապատված է  $\varepsilon_d$  դիէլեկտրիկ թափանցելիությամբ միջավայրով: ճառագայթային տիրույթի համար՝  $u \gg \rho_0$ , եթե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

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



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

Այսուհետ հաշվարկները ճառագայթային մասի բարորակության համար տալիս են հետևյալ արդյունքները.

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

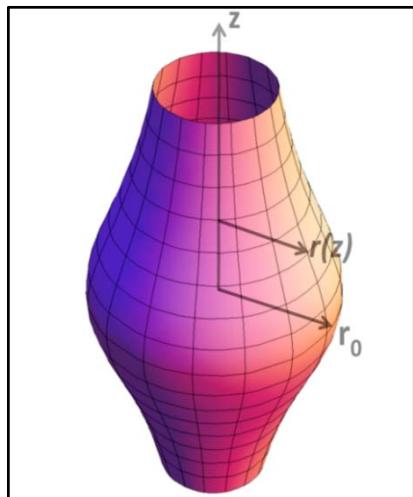
Այսուղի  $\varepsilon'_m$ -ը մետաղի դիէլեկտրիկ թափանցելիության իրական մասն  $\epsilon(\varepsilon_m = \varepsilon'_m + i\varepsilon''_m)$ : Դիսիպատիվ մասի բարորակության համար  $\rho_0 k_{SPP} \gg 1$  դեպքում ստացվում են հետևյալ արդյունքները.

$$Q_d = \frac{|\varepsilon'_m|^2}{\varepsilon''_m \varepsilon_d} \left( 1 - \frac{\varepsilon_d}{|\varepsilon'_m|} \right) \quad (13)$$

Արդյունքում ընդհանուր բարորակության համար կունենանք՝

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

**2.3** պարագրաֆում դիտարկված է լայնեցված գլանային միկրոռեզոնատուրում ՄՊՊ-ի դաշտի հատկությունները և ստացված են արդյունքներ օպտիմալ ճառագայթման համար: Միկրոռեզոնատորում կլանման կորուստներից բացի՝ էական նշանակություն ունեն նաև ճառագայթման կորուստները, որոնք ևս դիտարկված են: Դիտարկված է  $\varepsilon_m$  դիէլեկտրիկ թափանցելիությամբ մետաղական լայնեցված գլանային միկրոռեզոնատորում լոկալիզացված 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՝  $\varepsilon_d$  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  $\alpha$  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)-որ հավասարումը թույլ է տալիս որոշել ռեզոնանսային հաճախությունը՝

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

$$\eta_{\text{rot}} \omega_c = c \frac{n}{r_0} \sqrt{\frac{|\varepsilon_m - \varepsilon_d|}{\varepsilon_d |\varepsilon_m|}} \quad \beta = \alpha \frac{r_0}{n}; \quad \text{Այստեղ} \quad \omega_c = 0 \quad \text{ուղղանանսային}$$

հաճախությունն է  $r_0$  շառավիրով միկրոգլանային ռեզոնատորի համար: Ռեզոնանսային հաճախության  $\beta$ -ից ունեցած կախվածության դիքությունն աճում է մոդային թվի աճին զուգընթաց:

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

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

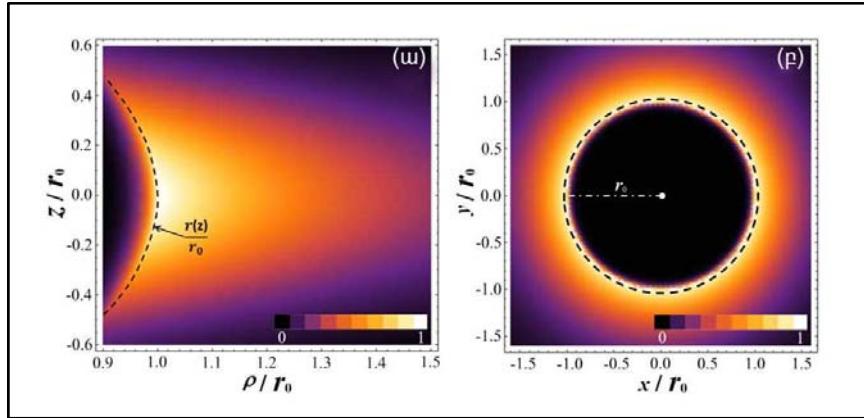
(18)-ոդ հավասարումը ցույց է տալիս, որ  $z$ -ուղղությամբ դաշտի տարածման երկարությունը ֆունդամենտալ մոդի համար ( $s = 0$ ) կախված է մետաղական կառուցվածքի տեսքից և  $H_{0z}$ -ի համար  $z$ -ուղղությամբ տարածման երկարությունը կախված է  $\alpha$ -ից,  $r_0$ -ից,  $n$ -ից և տեղայնացված է  $|z| \leq z_a$ ,  $\left( z_a = \sqrt{\frac{2r_0}{\alpha n}} \right)$

տիրություն: Որքան կտրուկ է նվազում կառուցվածքի շառավիրը, այդքան լոկալիզացված է լինում դաշտը: Նկար 5-ում ցույց է տրված  $H_{0z}$  դաշտի պատկերը ( $XZ$ ) և ( $XY$ ) հարթություններում համապատասխանաբար ա և թ հատվածներում: Մագնիսական դաշտը սահմանափակված է մետաղական լայնեցված գլանի առավելագույն շառավիրի հատվածի փոքրտիրություն: Այն երկշափ տեղայնացված է  $\rho$  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  $\rho$  ուղղությամբ: Ենթադրման տիրությի համար՝  $u \gg r(z)$ , անտեսվում է  $r(z)$ -ի կախվածությունը  $z$ -ից, և ենթադրվում է, որ  $r(z) \approx r_0$ : Այս մոտարկմանը մագնիսական դաշտի համար կստացվի հետևյալ արտահայտությունը.

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

$$\eta_{\text{rot}} q_d = \sqrt{\varepsilon_d} \frac{\omega_0}{c}$$

Համակարգի բարորակությունը հիմնականում պայմանավորված է ճառագայթային կորուստներով: Յարկ 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** Ավիրված ԷՄՊ-ի և Վանիե-Մոտտի տիպի էքսիտոնի ռեզոնանսային փոխազդեցության հետազոտմանը: Ցույց է տրված, որ օպտիկապես մոլված էլեկտրոն-խոռոչային պլազմայի առկայության շնորհիվ՝ կիսահաղորդչի դիէլեկտրիկ թափանցելիության արժեքը սպեկտրի ինֆրակարմիր տիրույթում մոտենում է զրոյի, 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 տարրեր տեղայնացման չափերով: Այդ լազերների հիմքում ընկած են տեղայնացված և տարածվող մակերևությային պլազմոնների յուրահատկությունները:

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

կիսահաղորդիչ կառուցվածքով պլազմոնային լազերներում էական դեր կարող է ունենալ ՍՊՊ-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 ՍՊՊ-էքսիտոնային փոխազդեցությունը:

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

Լայն արգելված գոտիկով կիսահաղորդիչներում էքսիտոնների ձևավորման հնարավորությունը քննարկված է ջրածնամման մոդելի հիման վրա:  $E_s$ -ով նշանակենք կապի էներգիան հիմնական վիճակի համար, իսկ  $\varepsilon_s$ -ով կիսահաղորդիչ դիէլեկտրիկ թափանցելիության արժեքը՝ էլեկտրոն-խոռոչային պլազմայի բացակայության դեպքում: Զրածնամման մոդելի շրջանակներում ստացվում է  $E_s \propto \varepsilon_s^{-2}$ , որտեղ  $\varepsilon_s$ -ի արժեքը պետք է վերցնելա  $= E_s / \hbar c^2 \rho \pi l^2$  համար, էլեկտրոն-խոռոչային պլազմայի բացակայության դեպքում  $\varepsilon_s$  -ի կախվածությունը հաճախությունից կարելի է անտեսել: Սակայն, օպտիկապես մղված էլեկտրոն-խոռոչային պլազմայի առկայության պայմաններում դրույթունը էականորեն փոխվում է: Այդ դեպքում կիսահաղորդիչ դիէլեկտրիկ թափանցելիությունը ինֆրակարմիր տիրույթում կարել է բնութագրել Դրույթի 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  $e$ -ն էլեկտրոնիլիցքըն  $\hbar, \gamma_{e(h)}$ -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 ինքնահանաձայնեցված հավասարումով.

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

որտեղու -ը էքսիտոնային վիճակի քվանտային թիվն է:

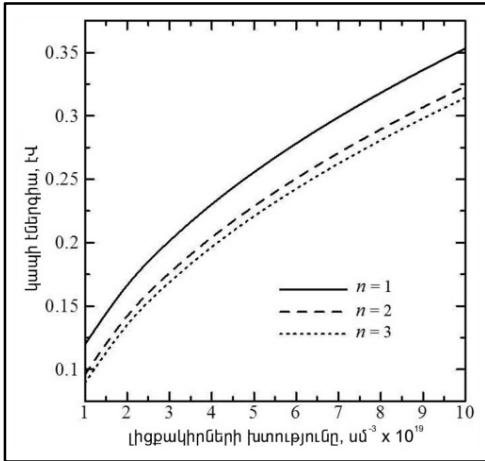
Թվային հաշվարկների միջոցով դժվար չէ գտնել (20) և (21) հավասարումների լուծումները, որոնք ընդունում են կոմպլեքս արժեքներ:  $\omega = \omega' + i\omega''$ , որտեղ հաճախության իրական և կեղծ մասերը որոշում են կապի եներգիան և էքսիտոնների կյանքի տևողությունը համապատասխանաբար:

Էքսիտոնների կապի եներգիան՝  $E_n$  -ը, մեծամուր է  $\varepsilon_s \gg \varepsilon'(\omega) \gg \varepsilon''(\omega)$  պայմանների դեպքում: Ելեկտրոնների և խոռոչների փոխազդեցության հետևանքով էքսիտոններում ծևավորվում 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, իսկիսոռոչ՝ դրական: Արդյունքում լիցքակիրների արդյունարար լիցքը մեծանում է, և որպես հետևանք, մեծանում է էքսիտոնների կապի եներգիան: Էքսիտոնների կապի եներգիայի համար ստացված արժեքները լիցքակիրների  $10^{19}$  սմ<sup>-3</sup> խոռության դեպքում զգալիորեն գերազանցում է սենյակային ջերմաստիճանների համար բնութագործական ջերմային եներգիան (25 մէկ) (նկար 6):

Կապի եներգիան աճում է լիցքակիրների խտության հետմեկտեղ և նվազում է լու քվանտային թվի մեծացմանը գուգակին: 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<sup>-3</sup> կոնցենտրացիաների դեպքում: Դիտարկվող խնդրում CdS-ի համար էքսիտոնների կյանքի տևողությունը կապված վիճակում կախված չէ լիցքակիրների խտությունից:



**Նկ. 6** Էքսիտոնների կապի էներգիայի կախվածությունը լիցքակիրների խտությունից CdS բյուրեղում տարբեր  $n$  քվանտային բվերի դեպքում:  
Սեռություններունենական հետևյալ արժեքները  $m_e^* = 0.21 m_0$ ,  $\gamma_e = 10^{13} \text{Վ}^{-1}$ ,  
 $\varepsilon_s = 8.9$

### ԵԶՐԱԿԱՑՈՒԹՅՈՒՆ

Ատենախոսությունը նվիրված է մակերևութային պլազմոն-պոլյարիտոնների (ՄՊՊ) ձևավորման առանձնահատկությունների և բնութագրերի ուսումնասիրմանը մի շարք մետաղական կառուցվածքներում: Դիտարկված է մետաղական մակերևության բացված ենթաալիքային չափի անցքից օպտիկական անցման ուժեղացման խնդրում ՄՊՊ-ների ունեցած դերը: Անցման արտասովոր մեծ գործակիցները և էներգիայի խիստ տեղայնացումը ենթաալիքային տիրություն մետաղական թաղանթի մակերևութին, թույլ են տալիս ՄՊՊ-ները օգտագործել մոտակա դաշտի տեսաքրման 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, որիշնորիհիվ նանոչափային կիսահաղորդչային կառուցվածքներում, սեմյակային ջերմաստիճաններում հնարավոր է իրականացնել լազերային ճառագայթում:

Պետք է ընդգծել նաև այս համագանքը, որ էքսիտոնների խտությունը գգալիորեն փոքր է քան էլեկտրոն-խոռոչային պլազմայի խտությունը, ինչը պայմանավորված է էքսիտոնների փոքր կյանքի տևողությամբ: Էքսիտոնների կապի էներգիան մեծ քվանտային բվերի դեպքում մոտենում է  $E_0 = \hbar\omega_0 m_e^*$ , որտեղամբ  $\hbar\omega_0 = 0$  հավասարման լուծումն է (այստեղ ամտեսված է դիէլեկտրիկ թափանցելիության կեղծ մասը):

1. Նանոանցք պարունակող մետաղի մակերևույթին լուսային ճառագայթի անկման հետևանքով գրգռվողիանկեյան տիպի ՄՊՊ-ային զուգամիտող ալիքներիշնորիկվ՝ օպտիկական անցումը նանոանցքից 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 փորձնականորենստուգել անցման ուժեղացումը լուսի 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, ինչիշնորիկվ՝ բարորակության ու մոդերի տեղայնացման համարածին անգամ ստացվել են վերլուծական արտահայտություններ, որոնք բարորակության արժեքը մեծանում է ալիքի երկարության աճին զուգնորաց, իսկ որպես մետաղ՝ արծաթի օգտագործումը ապահովում է ավելի մեծ բարորայության արժեքներ՝ ոսկու համեմատությամբ: Գլանի շառավիրի մեծացումը հանգեցնում է ջողույան կորուստները նվազմանը, սակայն ճառագայթային կորուստները ավելանում են:
3. Լայնեցված գլանային միկրոռեզոնատորում բացահայտված է ՄՊՊ-ային «սուլող» տիպի դաշտի երկաչափ տեղայնացում, որին նպաստում է լայնեցված տիրույթի կորության շառավիրի փոքրացումը: Տեղայնացումն առավել ակնառու է բարձր կարգի մոդերի և ռեզոնանսային հաճախության մեջ արժեքների դեպքում: Բացահայտված է կապը գլանային և լայնեցված գլանային ռեզոնատորների ռեզոնանսային հաճախությունների միջև: Բարորակության համար ստացված անալիտիկ արտահայտությունները զերծային և ճառագայթային կորուստների վերահսկման հստակ հնարավորություն են ընձեռում:
4. Առաջարկված է լայն արգելված գոտիով կիսահաղորդիչներում էքսիտոնների կապի եներգիայի մեծացման մեխանիզմ, օպտիկապես մղված էլեկտրոն-խոռոչային պլազմայի առկայության

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

#### ՀՊԱԾ 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 J. 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).

#### ՅՐԱՏՄՐՎԿԱԾ ԱՇԽԱՏԱՄԵՐՆԵՐԻ 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. Теккозыкян В. А., К. Ли, Бабаджанян А. Ж., Неркарян Х. В., "Формирование экситонов в полупроводниковых наноструктурах при малых инициальных электронно-дырочных 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 наноотверстие металлическую поверхность, возбуждает ППП сходящиеся ганкелевского 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, а 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 plasmonpolariton (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 CdSnanocrystals show that density of electron-hole plasma should exceed  $10^{19}$  cm $^{-3}$  to form such kinds of excitons.