

**ՀՀ ԿՐԹՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ՆԱԽԱՐԱՐՈՒԹՅՈՒՆ
ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ**

Սահակյան Խաչիկ Սուրիկի

**ՄԱԿԵՐԵՎՈՒԹԱՅԻՆ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔՆԵՐԸ
ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ԵՎ ԲԱԶՄԱՇԵՐՏ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ**

Ատենախոսություն

Ա. 04.03 – «Ռադիոֆիզիկա» մասնագիտությամբ
Ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուի
Գիտական աստիճանի հայցման համար

Գիտական ղեկավար՝

Ֆ.մ.գ.դ., պրոֆեսոր Խ. Վ. Ներկարարյան

Երևան 2017

ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ	4
Աշխատանքի արդիականությունը	4
Ատենախոսության նպատակը	6
Գիտական նորույթը	6
Գործնական արժեքը	7
Պաշտպանության ներկայացվող հիմնական դրույթները	8
Աշխատանքի ներկայացումը	9
Հրապարակումները	9
Ատենախոսության կառուցվածքը	9
 ԳԼՈՒԽ 1. ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ՈՉ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ԱՆՑՈՒՄՆ ԻԴԵԱԼԱԿԱՆ ՄԵՏԱՂՈՒՄ ԲԱՑՎԱԾ ԵՆԹԱԱԼԻՔԱՅԻՆ ՃԵՂՔԵՐՈՎ	10
§ 1.1 Ակնարկ	10
§ 1.1.1 Արտասովոր անցումը միախոռոչ համակարգերում	11
§ 1.1.2 Արտասովոր անցումը պարբերական խոռոչների համակարգերում	17
§ 1.1.3 Արտասովոր անցումը միախոռոչ պարբերական համակարգերում	23
§ 1.1.4 Արտասովոր անցմամբ պայմանավորված կիրառությունները	25
§ 1.2 Ոչ ռեզոնանսային (լայնաշերտ) անցումը միաճեղք և պարբերական ճեղքերի համակարգերով նորմալ անկման դեպքում	29
§ 1.3 Ոչ ռեզոնանսային (լայնաշերտ) անցումը ճեղքով ոչ նորմալ անկման դեպքում	39
§ 1.4 Համակարգի թվային մոդելավորումը	46
§ 1.4.1 Խնդրի հաշվարկը վերջավոր տարրերի մեթոդով (FEM)	47
§ 1.4.2 Խնդրի հաշվարկը ժամանակային տիրույթում վերջավոր տարրերությունների (FDTD) մեթոդով	59
 ԳԼՈՒԽ 2. ՄԱԿԵՐԵՎՈՒԹԱՅԻՆ ՊԼԱԶՄՈՆ – ՊՈԼՅԱՐԻՏՈՆԱՅԻՆ ԱՆՑՈՒՄԸ ՄԵՏԱՂՈՒՄ ԲԱՑՎԱԾ ԵՆԹԱԱԼԻՔԱՅԻՆ ՃԵՂՔԵՐՈՎ ԵՎ ՃԵՂՔԵՐԻ ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ՀԱՄԱԿԱՐԳԵՐՈՎ	66
§ 2.1 Մակերևութային պլազմոն-պոլյարիտոնների հատկությունները	66
§ 2.2 Պլազմոնային ալիքատարներ	72
§ 2.3 Մակերևութային պլազմոնի տարածման հատկությունները մետաղում բացված ենթաալիքային ճեղքերով և պարբերական համակարգում:	81
§ 2.3.1 ՄՊՊ անդրադարձումը և անցումը միաճեղք համակարգի ազատ եզրերից	83

§ 2.3.2 ՄՊՊ անդրադարձումը և անցումը ճեղքերի պարբերական համակարգի եզրերից	90
§ 2.4 Համակարգի թվային մոդելավորումը	92
ԳԼՈՒԽ 3. ԵՆԹԱԱԼԻՔԱՅԻՆ ՃԵՂՔՈՎ ԳՐԳՈՎԱԾ ՄԵԾ ԲԱՐՈՐԱԿՈՒԹՅԱՄԲ ԱԼԻՔԱՏԱՐԱՅԻՆ ՌԵԶՈՆԱՏՈՐԻ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ	97
§ 3.1 Ժամանակակից ռեզոնատորները ՏՀց և օպտիկական տիրույթներում	97
§ 3.2 Նանոմետրական ճեղքով գրգռված ալիքտարային ռեզոնատոր	100
§ 3.3 Համակարգի թվային մոդելավորումը	107
ԵԶՐԱԿԱՑՈՒԹՅՈՒՆ	110
ԵՐԱԽՏԱԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ	112
ՀԱՊԱՎՈՒՄՆԵՐ	113
ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ	114

ՆԵՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆ

Աշխատանքի արդիականությունը

Մետաղական բարակ շերտում բացված ենթաալիքային անցքերով լույսի արտասովոր անցման (ԼԱԱ) երևույթի բացահայտումից [1] հետո այն մեծ հետաքրքրություն առաջացրեց գիտական աշխարհում: Փորձնական արդյունքները ցույց էին տալիս, որ ի տարբերություն մինչ այդ գոյություն ունեցող ենթաալիքային անցքերով էլեկտրամագնիսական ալիքի անցումը նկարագրող տեսական արդյունքների, որոշ դեպքերում, դիտարկվում է ենթաալիքային անցքից ալիքի անցման հսկայական աճ՝ 10 –ից 100 անգամ գերազանցելով ակնկալվող արդյունքները: Երևույթի բացահայտումը խթանել է ենթաալիքային խոռոչների հիմնարար տեսական և փորձնական ինտենսիվ հետազոտությունների իրականացմանը, ինչպես նաև կտրուկ աճել է այս խոռոչների և նրանցով կազմված պարբերական համակարգերի՝ բազմաթիվ օպտիկական սարքավորումներում որպես հիմնարար տարր հնարավոր կիրառության հետաքրքրությունը: Այս նանոհամակարգերի հատկությունների վրա են հիմնված ժամանակակից տեսական և կիրառական ֆիզիկայի այնպիսի պահանջված ուղղություններ ինչպիսիք են՝ մոտակա դաշտի միկրոսկոպիան, մակերևույթին ուժեղացված ռամանյան սպեկտրոսկոպիան (ՄՌԻՌՍ) [2], միկրո լազերները [3], մի մոլեկուլի զոնդավորումը և ֆյուրեսցենցիան [4], լուսադիոդներից լույսի էֆեկտիվ դուրս բերումը [5] և այլն: Ենթաալիքային անցքերով լույսի արտասովոր անցման երևույթի վրա են հիմնված վերջերս հայտնաբերված լույսի ուղղորդված փունջ ստանալու տեխնիկան [6] և անցքերի պարբերական համակարգերի վրա լույսի իդեալական կլանումը [7]:

Վերջերս տերահերցային տիրույթում կատարված փորձերն ի հայտ բերեցին ենթաալիքային ճեղքում լույսի արտասովոր անցման ոչ ռեզոնանսային (լայնաշերտ) բնույթը [8], ինչը մինչ այդ չէր կանխատեսվում ԼԱԱ –ն նկարագրող տեսական բանաձևերով: Մինչ այդ պահը ԼԱԱ բացատրող բոլոր մեխանիզմներում անցումը ռեզոնանսային էր և կապված էր մակերևութային պլազմոն պոլյարիտոնների (ՄՊՊ) էֆեկտիվ գրգռման և ընկնող դաշտի հետ էլեկտրամագնիսական ինտերֆերենցի հետ [7,9–13]: Անհրաժեշտություն առաջացավ գրել նոր տեսական բանաձևեր, որոնք

կնկարագրեն լույսի ոչ ռեզոնանսային արտասովոր անցումը ենթաալիքային ճեղքերով և ճեղքերի պարբերական համակարգերով: Աշխատանքի առաջին գլուխը նվիրված է հենց այս խնդրի լուծմանը:

Գիտական աշխարհում այժմ փոխհամաձայնություն կա, որ ԼԱԱ –ն ունի երկու բնույթ՝ ռեզոնանսային և լայնաշերտ [1,8]: Ռեզոնանսային բնույթը պայմանավորված է ճեղքերում առաջացող ՄՊՊ լոկալ ռեզոնատորների և ընկնող էլեկտրամագնիսական ալիքի ինտերֆերենցով: Այստեղ լույսի անցումը նկարագրելու համար անհրաժեշտ է իմանալ ենթաալիքային ճեղքի եզրից ՄՊՊ ալիքի անդրադարձման ամպլիտուդը և փուլը: Այս համակարգերում իրականացվում են այնպիսի նանոհամակարգեր, ինչպիսիք են՝ ՄՊՊ մոդուլյատորները, օպտիկական բիստաբիլության հիման վրա աշխատող հաշվողական տարրերը և այլն [14–16]: Բացի այս, ենթաալիքային ճեղքում լոկալ ՄՊՊ ռեզոնատորների աշխատանքի վրա է հիմնված պլազմոնային նանոանտենաների աշխատանքը [17]: Ալիքի նպաստավոր երկարության վրա աշխատող նանոանտենա նախագծելու համար ամենակրիտիկական պարամետրը ճեղքի եզրից ՄՊՊ ալիքի անդրադարձման ժամանակ փուլի փոփոխությունն է, ինչն անդրադարձման և անցման գործակիցների հետ միասին ստացված է երկրորդ գլխում:

Մանրաթելային և ինտեգրալային օպտիկայի զարգացումը բերեց տարբեր օպտիկական սարքերի ստեղծմանը և զարգացմանը, ինչպիսիք են օրինակ՝ ֆիլտրերը, մոդուլյատորները, օպտիկական հիշողության սարքերը և այլն: Գրեթե բոլոր բարդ օպտիկական սարքերի անբաժանելի մասն են կազմում օպտիկական ռեզոնատորները [18]: Ներկայումս ֆիզիկայի զարգացման հիմնական ուղղություններից է չափումների քվանտային տեսությունը և նրա հետ կապված առանձնացված քվանտային օբյեկտների մանիպուլյացիայի խնդիրը: Օպտիկական ռեզոնատորները կատարում են անփոխարինելի աշխատանք և հանդիսանում են այս հետազոտությունների կարևորագույն տարրը [19]: Օպտիկական միկրոռեզոնատորների դերն անփոխարինելի է նաև օպտիկական բիստաբիլության [20] և ռամանյան ցրման [21] խնդիրներում: Հենց օպտիկական միկրոռեզոնատորների օգնությամբ են առաջին անգամ իրականացրել առանձին ֆոտոնի և էլեկտրոնի փոխազդեցության հետազոտությունը [22]: Բացի այս, օպտիկական ռեզոնատորները լայն կիրառություն են գտնում քվանտային

համակարգիչների, քվանտային գաղտնագրման կիրառական խնդիրներում [19]: Քվանտային էֆեկտների գրանցման համար կարևոր է հետազոտվող համակարգը իզոլացնել արտաքին դասական աշխարհից և համակարգում փոքրացնել դիսիպացիան, ինչը ռեզոնատորների դեպքում համարժեք է Q բարորակության մեծացմանը: Գործնական կիրառությունների համար հետաքրքրություն են ներկայացնում այն ռեզոնատորները, որոնք բացի մեծ բարորակությունից, զբաղեցնում են փոքր ծավալ (ունեն մոդի փոքր V ծավալ): Աշխատանքի երրորդ գլխում առաջարկված է միամոդ ծավալային ռեզոնատորի գրգռման նոր մեթոդ, ինչը հանգեցնում է ռեզոնատորի բարորակության մեծացմանը և դյուրացնում է կիրառելիությունը:

Ատենախոսության նպատակը

Ատենախոսության հիմնական նպատակը ինֆորմացիայի օպտիկական մշակման և փոխանցման բարելավմանը միտված հաջորդ սերնդի նանոմետրական և միկրոմետրական չափսերով ինտեգրալային սարքերի տարրային հենքն ապահովող ենթաալիքային ճեղքով և ճեղքերի պարբերական համակարգերով լույսի արտասովոր անցման ընթացքում դրսևորվող ֆիզիկական պրոցեսների հետազոտումն է:

Գիտական նորույթը

Աշխատանքում առաջին անգամ ստացվել են պարզ և ճշգրիտ անալիտիկ արտահայտություններ, որոնք նկարագրում են ենթաալիքային ճեղքով և ճեղքերի պարբերական համակարգով լույսի ոչ ռեզոնանսային անցման երևույթը: Բանաձևերը լայն հաճախականային տիրույթում ճշգրիտ նկարագրում են անցման կախվածությունը ճեղքի լայնությունից, պարբերությունից, ինչպես նաև ընկնող լույսի ալիքի երկարությունից: Բացահայտված են պայմանները, երբ իրականանում է բևեռացված լույսի անկորուստ անցում ճեղքերի պարբերական համակարգով:

Առաջարկվել է էլեկտրամագնիսական դաշտն ալիքատարային միամոդ ռեզոնատորներ մտցնելու նոր էֆեկտիվ մեթոդ՝ ենթաալիքային ճեղքի օգնությամբ, ինչը զգալիորեն պարզեցնում է նման ռեզոնատորների գրգռումը և նպաստում բարորակության աճին:

Առաջին անգամ ստացվել են ենթաալիքային ճեղքի և ճեղքերի պարբերական համակարգի ազատ եզրերից ՄՊՊ անցման և անդրադարձման անալիտիկ մատչելի բանաձևեր, որոնք հնարավորություն կտան պարզեցնել պլազմոնային նանո անտենաների և այլ պլազմոնային նանո կառուցվածքների նախագծումը:

Գործնական արժեքը

Ատենախոսությունում լուսաբանված նանոմետրական ճեղքերով և դրանցով կազմված պարբերական համակարգերով ոչ ռեզոնանսային ԼԱԱ տեսությունը կարող է կիրառվել ենթաալիքային ճեղքերով իրականացվող մոտակա գոտու SՀց միկրոսկոպիայում, լույսի նեղուղղված փունջ ձևավորող համակարգերում, մակերևութային ուժեղացված գծային և ոչ գծային սպեկտրոսկոպիայում, լույսի իդեալական կլանման և անցման խնդիրներում, ինչպես նաև տարատեսակ տվիչներ մշակելու ընթացքում:

Մետաղական էկրանին բացված ենթաալիքային ճեղքի և դրանցով կազմված պարբերական համակարգի ազատ եզրերից ՄՊՊ անցման և անդրադարձման տեսական նկարագրությունը և անալիտիկ բանաձևերը հնարավոր է կիրառել ճեղքային պլազմոնային ռեզոնատորների և պլազմոնային նանոանտենաների նախագծման մեջ՝ ապահովելով ալիքի նպաստավոր երկարության վրա աշխատող սարքի կառուցվածքային պարամետրերի օպտիմալ ընտրությունը:

Ենթաալիքային ճեղքի միջոցով միամոդ ալիքատարային միկրոռեզոնատորի գրգռումը ոչ միայն մեծացնում է ռեզոնատորի բարորակությունը, այլև իր պատրաստման պարզության, էլեկտրական կոնտակտների առկայության և կառուցվածքային պարամետրերից զգայուն կախվածության շնորհիվ ռեզոնատորը կիրառելի է դարձնում այնպիսի էլեկտրաօպտիկական սարքերում ինտեգրելու համար, ինչպիսիք են՝ մոդուլյատորները, ինֆորմացիայի մշակման օպտիկական համակարգերը և փոխանջատիչները:

Պաշտպանության ներկայացվող հիմնական դրույթները

1. Ինֆրակարմիր և տերահերցային տիրույթներում բարակ, անթափանց մետաղական էկրանին բացված նանոմետրական ճեղքերում իրականանում է մինչև 100 անգամ դաշտի ոչ ռեզոնանսային ուժեղացում՝ վերահսկվող փուլային շեղման պայմաններում: Այս նանոմետրական ճեղքով անցած ուղղությունից անկախ, ճառագայթման հզորությունը հավասար է ալիքի երկարության չափսով մակերեսին ընկած ճառագայթման հզորությանը: Ստացված արդյունքները գործնականում կախված չեն մետաղական թաղանթի ընտրությունից:
2. Մետաղական էկրանին բացված ճեղքերի պարբերական համակարգն ապահովում է բևեռացված ալիքի՝ գործնականում անկորուստ փոխանցում՝ պարբերության ալիքի երկարությունից փոքր լինելու պայմաններում:
3. Թվային հաշվարկների օգնությամբ ցույց է տրվում, որ լույսի արտասովոր ոչ ռեզոնանսային անցման պայմաններում, անցած հզորության կախումն ալիքի անկման անկյունից նկարագրվում է աստիճանաձև կորով. զգալիորեն չի փոխվում մինչև որոշակի սահմանային արժեքը, որից հետո կտրուկ նվազում է: Սահմանային արժեքը կախված է ընկնող լույսի բևեռացումից և p –բևեռացված ալիքների համար հավասար է 62° , իսկ s –բևեռացված ալիքների համար՝ 44° անկախ ալիքի երկարությունից, մետաղի տեսակից, հաստությունից ու ճեղքի լայնությունից:
4. Ստացվել է անալիտիկ արտահայտություն հարթ պլազմոնային ալիքատարի եզրից մակերևութային պլազմոն պոլարիտոնի անդրադարձման գործակցի համար, որի օգնությամբ որոշվում է նանոմետրական չափսերով պլազմոնային ռեզոնատորի բնութագրիչների կախումն ալիքի երկարությունից, ալիքատարի լայնությունից և համակարգը կազմող միջավայրերի դիէլեկտրիկ թափանցելիություններից: Նմանատիպ արդյունքներ են ստացվել նաև ալիքատարների պարբերական համակարգի համար:
5. Միամոդ ալիքատարային միկրոռեզոնատորում լուսային էներգիայի կառավարելի մուտքն ու ելքը կարելի է ապահովել դրա մետաղական բարակ շրջադիրներից

մեկում բացված ալիքի երկարությունից էապես փոքր լայնությամբ ճեղքի օգնությամբ, ուր պրոցեսի պարզությունը համատեղվում է բարորակության աճով:

Աշխատանքի ներկայացումը

Աշխատանքի արդյունքները ներկայացվել են “Optics & its Applications” (Երևան – Աշտարակ, Հայաստան, 2016), “IONS” (Նեապոլ, Իտալիա, 2016) միջազգային գիտաժողովներում, ԵՊՀ ԳԲՀ ռադիոֆիզիկայի և հեռահաղորդակցության ամբիոնի սեմինարներում, ԵՊՀ ուսանողական գիտական ընկերության 2015 և 2016 թվականների գիտաժողովներում:

Հրապարակումները

Ատենախոսության թեմայով տպագրվել է 7 աշխատանք՝ 5 հոդված գրախոսվող գիտական ամսագրերում. [98, 99, 103, 134, 155] և 2 թեզիս. [156,157]:

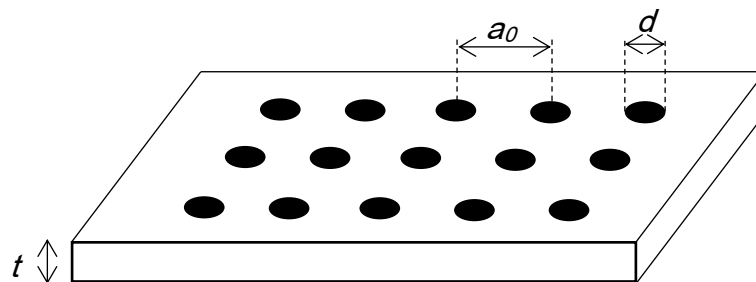
Ատենախոսության կառուցվածքը

Ատենախոսությունը բաղկացած է ներածությունից, երեք գլխից, եզրակացությունից, 159 անուն գրականության ցանկից: Ատենախոսության ընդհանուր ծավալը 122 էջ է, պարունակում է 66 նկար և 1 աղյուսակ:

ԳԼՈՒԽ 1. ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ՈՉ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ԱՆՑՈՒՄՆ ԻԴԵԱԼԱԿԱՆ ՄԵՏԱՂՈՒՄ ԲԱՑՎԱԾ ԵՆԹԱԱԼԻՔԱՅԻՆ ՃԵՂՔԵՐՈՎ

§ 1.1 Ակնարկ

Անթափանց մետաղական բարակ շերտում բացված ենթաալիքային խոռոչներով համակարգերով լույսի անցման հիմնական պատկերացումներն առաջին անգամ նկատելիորեն փոխվեցին 1998 թ. -ին, երբ Էբբեսենը և ուրիշներն առաջին անգամ ներկայացրեցին լույսի արտասովոր անցման երևույթը (ԼԱԱ) [1]: Լույսի արտասովոր անցման դեպքում անթափանց էկրանին բացված ենթաալիքային ճեղքերով անցնում է ավելի մեծ հզորություն քան կանխատեսվում էր երկրաչափական օպտիկայի կամ, մինչ այդ գոյություն ունեցած, ճեղքից անցման տեսությունների կողմից: Մինչ ԼԱԱ երևույթի բացահայտումը, հիմնականում ընդունված էր, որ փոքր մասնիկների նմանությամբ, ենթաալիքային խոռոչները միայն շատ թույլ կերպով են փոխազդում ընկնող լույսի հետ, աստիճանաբար փոքրացնելով փոխանցված հզորությունը, երբ ճեղքի չափերը դառնում են ալիքի երկարությունից ավելի փոքր: Օրիգինալ աշխատանքում Էբբեսենը և ուրիշները դիտարկել են արձաթում բացված երկչափ պարբերական գլանային ճեղքերի համակարգ (նկ. 1):

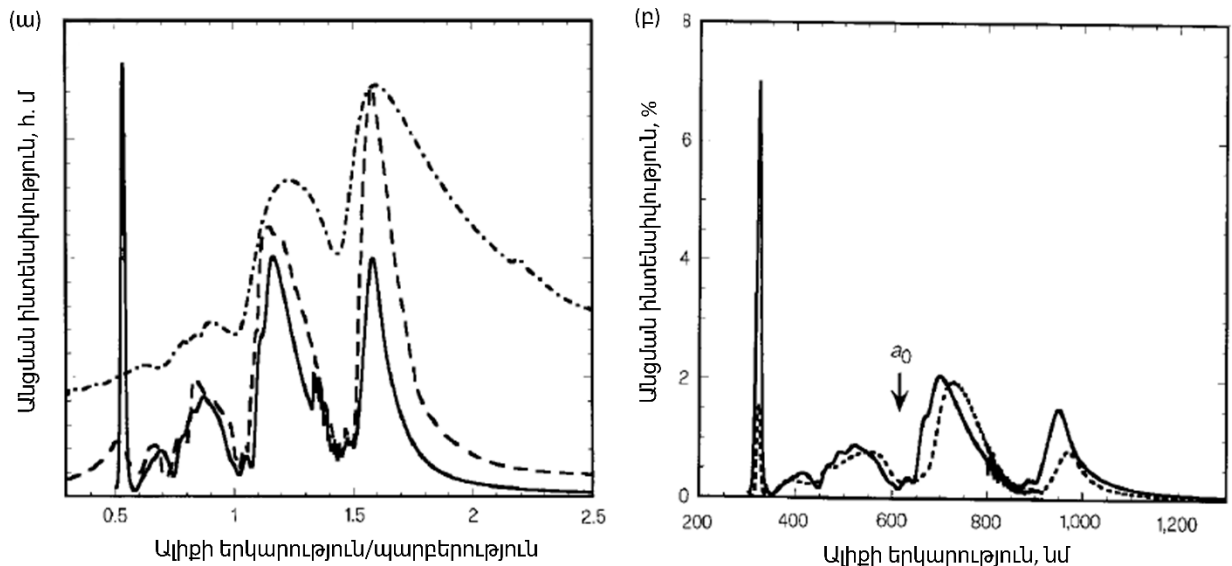


Նկ. 1. Երկչափ պարբերական գլանային ճեղքերի համակարգը:

Լույսի անցումը դիտարկելիս պարզվել է, որ ալիքի որոշ երկարությունների վրա, կախված պարբերությունից, գլանի շառավղից, դիտվում են արտասովոր անցումներ, մասնավորապես, համակարգով անցած հզորությունն ավելի մեծ էր գլանային ճեղքերի գումարային մակերեսին ընկնող հզորությունից: Մետաղի հաստությունն ընտրված էր 0.2 մկմ, որը մեծ էր սկին շերտի հաստությունից, այսինքն արտասովոր անցումը պայմանավորված էր հենց գլանային ճեղքերով: Աշխատանքում ուսումնասիրվել են

անցման կախվածությունը կառուցվածքային պարամետրերից և p -բևեռացված լույսի անկման անկյունից (նկ. 2, 3):

Տարիների ընթացքում ԼԱԱ երևույթի ուսումնասիրությունը ընդլայնվեց: Երևույթը հայտնաբերվեց տարբեր մետաղներում, տարբեր երկրաչափական բացվածքներում, պարբերական և միաբացվածք համակարգերում (նկ. 4), լույսի տարբեր պոլարիզացիաների համար, և նույնիսկ ակուստիկ ալիքների դեպքում:

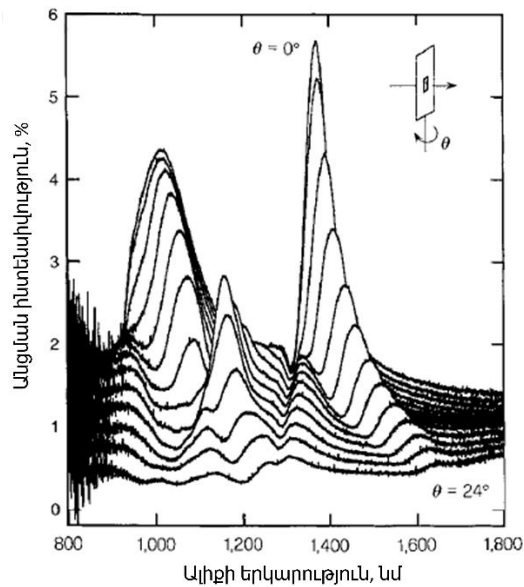


Նկ. 2. Անցած հզորության սպեկտրը՝ կախված համակարգի պարամետրերից: (ա) Տարբեր պարբերական համակարգերում կախվածությունը λ/a_0 -ից: Հոծ կոր՝ արծաթե բարակ շերտ, $a_0 = 0.6$ մկմ, $d = 150$ նմ, $t = 200$ նմ, գծիկավոր կոր՝ արծաթե բարակ շերտ, $a_0 = 1$ մկմ, $d = 350$ նմ, $t = 300$ նմ, կետագծերով կոր՝ քրոմիումի բարակ շերտ, $a_0 = 1$ մկմ, $d = 500$ նմ, $t = 100$ նմ: (բ) Նույնափայլ արծաթե պարբերական համակարգերում անցած հզորության կախվածությունը λ -ից՝ տարբեր մետաղի հաստությունների դեպքում, $a_0 = 0.6$ մկմ, $d = 150$ նմ: Հոծ կոր՝ $t = 200$ նմ, գծիկավոր կոր՝ $t = 500$ նմ (համեմատության համար, այս կորի արժեքները բազմապատկված են 1.75-ով):

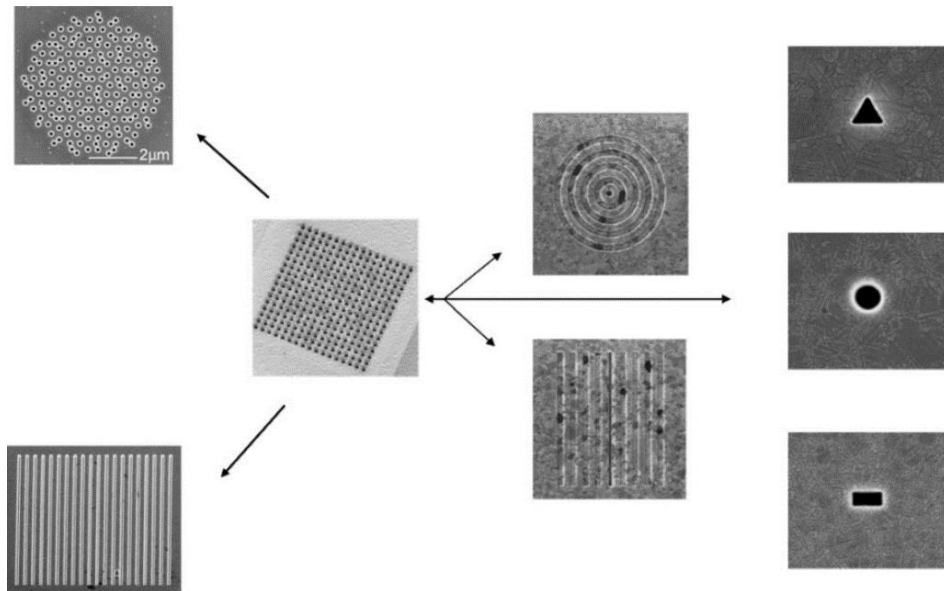
Հետաքրքրությունը ԼԱԱ երևույթի նկատմամբ մասամբ պայմանավորված է նրա մի շարք կիրառական հատկություններով, ինչպես օրինակ՝ լույսի մեծ կոնտրաստն անթափանց մետաղի և շատ պայծառ բացվածքի միջև, անցման մեծ էֆֆեկտիվությունը, դաշտի մեծ ուժեղացումը: Ստորև ավելի մանրամասն կներկայացվի ԼԱԱ-ի հատկությունները տարբեր միաբացվածք և պարբերական համակարգերում, տարբեր կիրառությունները և առաջարկված որոշ տեսություններ, որոնք բացատրում են ԼԱԱ երևույթը:

§ 1.1.1 Արտասովոր անցումը միախոռոչ համակարգերում

Պարզագույն համակարգը, որտեղ իրականանում է ԼԱԱ-ն, մետաղական անթափանց էկրանին բացված **ենթաալիքային ճեղքն** է: Օգտագործելով [23,24]



Նկ. 3 Անցած հզորության սպեկտրը, կախված ընկնող ալիքի անկման անկյունից, p –բևեռացված լույսի համար: Սպեկտրը վերցվել է 2° քայլով մինչև 24° , $a_0 = 0.9$ մկմ, $d = 150$ նմ, $t = 200$ նմ արծաթի համար: Պարզության համար, առանձին սպեկտրալ գծերը նախորդից ներքև են շեղված 0.1% -ով:

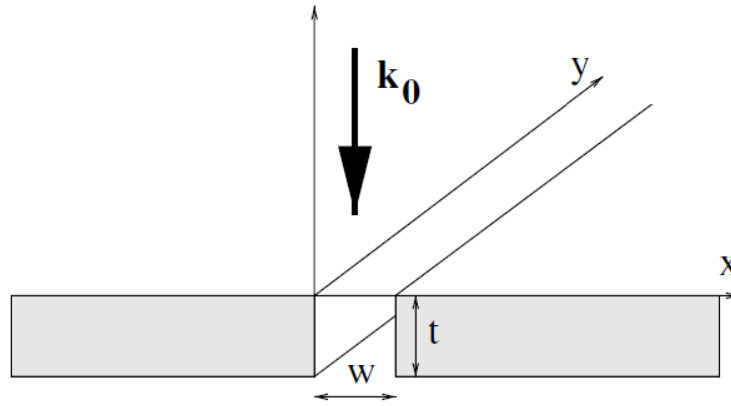


Նկ. 4 Բացվածքային համակարգերի տարբեր օրինակներ, որտեղ դիտարկվել է լույսի արտասովոր անցումը:

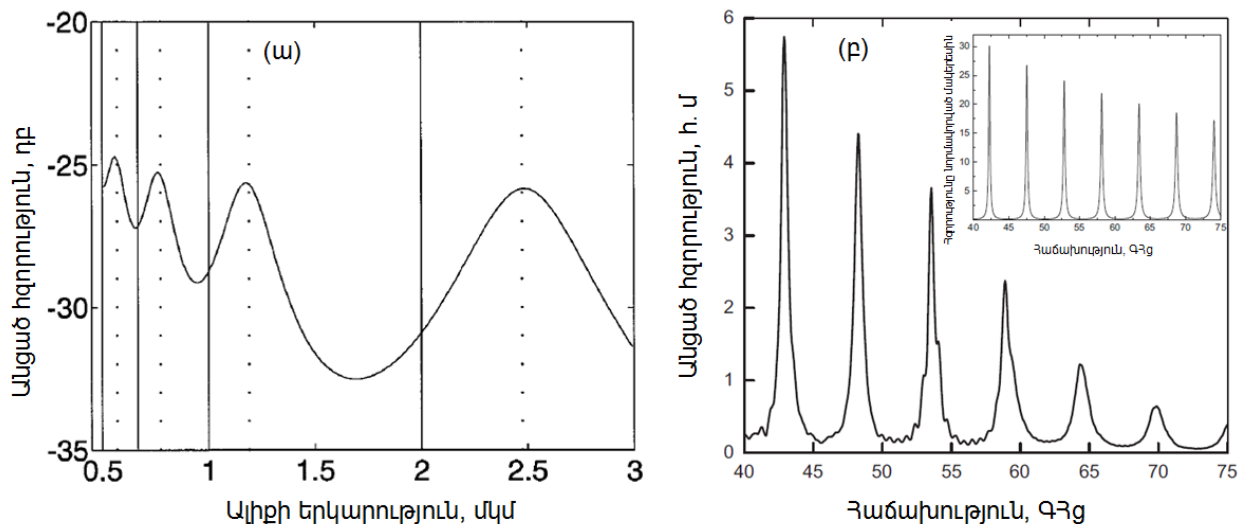
արդյունքները՝ [25] –ում դիտարկվում է լույսի արտասովոր անցումը միաճեղք համակարգով (Նկ. 5), որը կրում է ռեզոնանսային բնույթ (Նկ. 6ա): Նույն աշխատանքում օգտագործելով ճեղքում Ֆաբրի-Պերոյի ռեզոնանսների առաջանալու պայմանները և ենթադրելով, որ ՀԱԱ –ն իրականանում է ընկնող լույսի և ճեղքում առաջացած Ֆաբրի-Պերոյի լոկալ ռեզոնատորի դաշտերի վերադրման արդյունքում, ստացվում են անալիտիկ բանաձևեր, որոնք բնութագրում են ճեղքով անցած դաշտը ռեզոնանսային արժեքի վրա (1.1):

$$t_0 = \frac{2/(i\lambda)}{4(w/\lambda) \cos(k_0 t) \left[\ln\left(\frac{k_0 w}{2}\right) - \frac{3}{2} \right] - \sin(k_0 t)}, \quad (1.1)$$

որտեղ w –ն ճեղքի լայնությունն է, t –ն՝ մետաղի հաստությունը, k_0 –ն՝ ընկնող ալիքի ալիքային թիվը, իսկ λ –ն՝ ալիքի երկարությունը: Հետագայում [26] –ում փորձնական կերպով հաստատվեց ճեղքով ԼԱԱ անցումը ԳԲՀ տիրույթի համար (նկ. 6բ):



Նկ. 5 t հաստությամբ մետաղում փորված w լայնությամբ ճեղքի սխեման:



Նկ. 6 t հաստությամբ մետաղում փորված w լայնությամբ ճեղքով անցած հզորության սպեկտրալ տեսքը: (ա) Կախվածությունն ալիքի երկարությունից, երբ $w = 150$ մկմ, $t = 1$ մկմ: Ֆաբրի-Պերո ռեզոնանսները (նշված ուղղահայաց հոծ գծերով) միջոց ընկած են ճեղքով անցած հզորության պիկերից ավելի աջ: Կերպագծերով ցույց է տրված տեսության կողմից կանխատեսված պիկերի տեղերը: (բ) Կախվածությունը հաճախությունից ԳԲՀ տիրույթում, երբ $w = 75$ մկմ, $t = 28.2$ մմ:

Ռեզոնանսային արժեքի վրա անցման ինտենսիվության կախվածության համար առաջին անգամ բանաձև է ստացվել [27] –ում՝ ԻԷՀ մոտավորության համար:

$$T_{n\text{իգ.}} = \lambda/\pi w, \quad (1.2)$$

որտեղ, $T_{n\text{իգ.}}$ –ը ճեղքով անցած հզորությունն է ռեզոնանսային պիկի վրա, w –ն ճեղքի լայնությունն է, իսկ λ –ն՝ ալիքի երկարությունը: Հետագայում նույն արտահայտությունն

է ստացվել կապված մոդերի մեթոդով հաշվարկի ժամանակ [7]: Այնուամենայնիվ ԳԲՀ տիրույթում կատարված փորձերը ցույց տվեցին, որ այս արտահայտությունը չի գործում շատ նեղ ճեղքերի դեպքում՝ վերջավոր հաղորդականության պատճառով [28]: ՏՀց տիրույթում փորձերը [8] նույնպես ցույց տվեցին, որ (1.2) արտահայտությունը չի գործում 20 նմ և ավելի նեղ ճեղքերի դեպքում: Ավելին՝ ցույց տրվեց, որ ենթաալիքային ճեղքերով հնարավոր են ոչ-ռեզոնանսային (լայնաշերտ) անցումներ: Այս երևույթի և նրա տեսական բացատրության մասին կխոսենք § 1.2 –ում:

Տեղայնացված Ֆաբրի-Պերո ռեզոնանսներով պայմանավորված ԼԱԱ –ն, կախված ընկնող ալիքի անկման անկյունից, հետազոտվել է [29] –ում և [11–13] –ում, համապատասխանաբար p- և s- բևեռացված էլեկտրամագնիսական ալիքների համար: Հետաքրքրական է, որ p -բևեռացված ալիքների անկման դեպքում անցած հզորության սպեկտրը գրեթե չի փոխվում՝ անկման անկյունից կախված, մինչդեռ, s- բևեռացված ալիքների անկման դեպքում անցած հզորության սպեկտրը խիստ կախված է անկման անկյունից:

Միախոռոչ համակարգի հաջորդ օրինակը **գլանային անցքն** է: Պատմականորեն, գլանային փոքր անցքով էլեկտրամագնիսական դաշտի անցման առաջին ճշգրիտ նկարագրությունը տվել է Բետեն [33]՝ 0 հաստությամբ իդեալական հաղորդչում (ԻՀ) փորված r շառավղով փոքր շրջանաձև խոռոչների համար 1944 թ. –ին: Համակարգը, ներկայացնելով որպես ճառագայթող էլեկտրական և մագնիսական դիպոլների զույգ, ենթաալիքային անցքի մակերեսին նորմավորված անցման հզորության համար Բետեն ստացավ պարզ արտահայտություն.

$$T_{\rho k} = 64(k_{\omega}r)^4/27\pi^2, \quad (1.3)$$

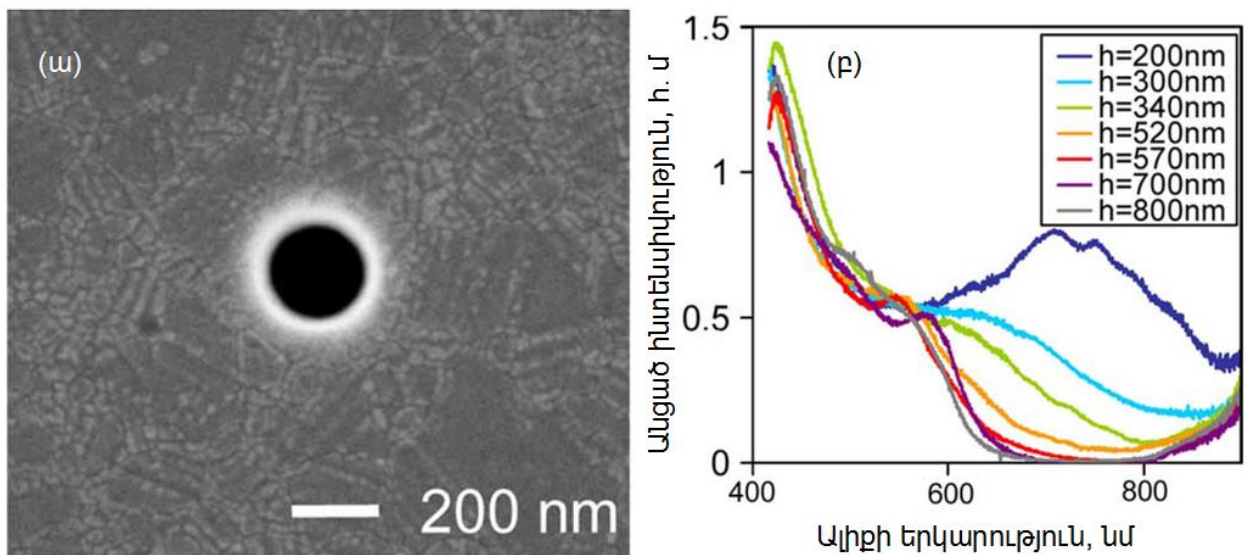
որտեղ k_{ω} –ն ընկնող ալիքի ալիքային թիվն է, r –ը՝ անցքի շառավիղը: Ավելի ուշ, Բոուվկամպը գտավ, որ $k_{\omega}r$ -ը կարելի է գրել շարքի տեսքով, որում Բետեի արտահայտությունը հանդիսանում է միայն առաջին անդամը:

$$T_{\rho n} = T_{\rho k} \left(1 + \frac{22}{25}(k_{\omega}r)^2 + \frac{7312}{18375}(k_{\omega}r)^4 + O(k_{\omega}r)^6 \right) \quad (1.4)$$

Թե՛ (1.3), և թե՛ (1.4) արտահայտությունները գործում են մինչև $\lambda \leq 2\pi r$ սահմանը, այսինքն անցքի շառավիղը փոքր է ալիքի երկարությունից 2 - 3 անգամ: Ավելին՝ այս

արտահայտությունները գրված էին արհամարհելի փոքր հաստությամբ իդեալական հաղորդչի համար, խոտորումների տեսության օգնությամբ:

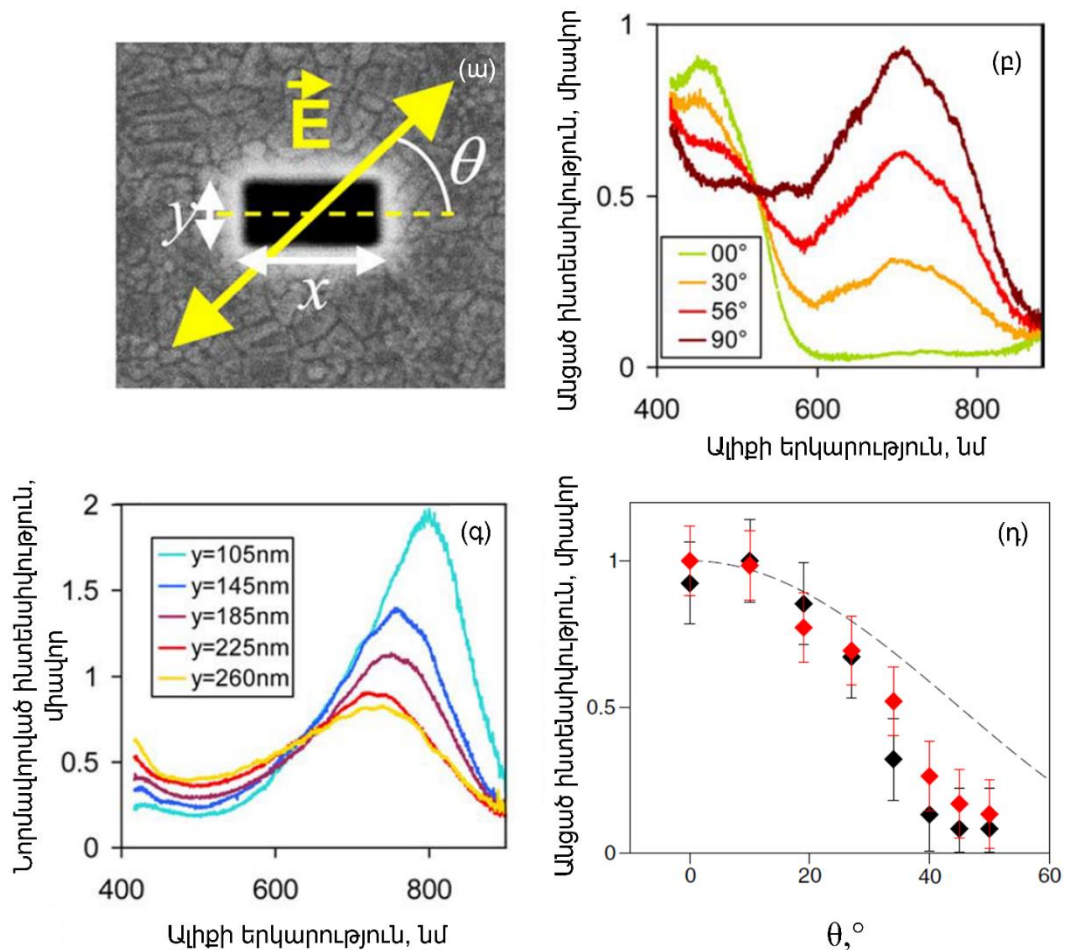
Լույսի արտասովոր անցման հայտնագործումը գլանային անցքերում [1] խթանեց նոր տեսական և փորձնական հետազոտությունների իրականացմանը: MMP (բազմակի բազմաբևեռների մեթոդ) մեթոդով թվային հաշվարկները ենթաալիքային անցքերում [34] ցույց տվեցին ռեզոնանսային արտասովոր անցումների առկայությունը 50 - 150 նմ հաստությամբ էկրաններում, որոնք հեղինակը կապում էր Մակերևութային Պլազմոն Պոլյարիտոնների (ՄՊՊ) գրգռման հետ: Բարակ արծաթի թիթեղում բացված գլանային անցքերով արտասովոր անցման հատկությունները՝ կախված կառուցվածքային պարամետրերից և անկման անկյունից, փորձնական ճանապարհով ուսումնասիրվել է [35] –ում (նկ. 7):



Նկ. 7 Արծաթե բարակ էկրանին բացված գլանային անցքից անցման հատկությունները: (ա) Անցքի նկարը՝ արված սկանավորող էլեկտրոնային միկրոսկոպի միջոցով: (բ) Նորմալ անկման դեպքում անցման սպեկտրը $d = 270$ նմ տրամագծով և տարբեր h խորություններ ունեցող անցքերի համար:

[36] –ում հեղինակները դիտարկում են բարակ ոսկու էկրանին բացված գլանային անցքից տեսանելի լույսի անցումը և ցույց տալիս, որ անցման ռեզոնանսային սպեկտրը որակապես նման է ոսկու նանոսկավառակներում դիպոլային պլազմոնային մասնիկների սպեկտրին: Այստեղ, ինչպես նաև նախորդ դեպքում, հեղինակները անցումը և ռեզոնանսային բնույթը բացատրում են տեղայնացված պլազմոնների գրգռմամբ: [37] –ում, օգտագործելով պլազմոնների հիբրիդային բնույթը որպես լիցքի վերաբաշխման ալիքներ, առաջարկվել է անցքում դաշտի մեծ տեղայնացումը և

արտասովոր անցումը բացատրել հետևյալ կերպ. անցքում գրգռված ՄՊՊ –ները անցքի երկայնքով ստեղծում են մեծ դիպոլային մոմենտներ, որոնք էլ ապահովում են ռեզոնանսային էֆֆեկտիվ կապ (coupling) ընկնող լույսի և անցքում ՄՊՊ –ների միջև: [38,39] –ում էլ ենթադրվում է, որ երկու տարբեր բաղադրիչներ են մասնակցում անցքով արտասովոր անցմանը. հզոր լոկալիզացված պլազմոն պոլյարիտոնների գրգռումը գլանային անցքի եզրերից և համեմատաբար թույլ ճառագայթումը՝ եզրերին կուտակված լիցքերի միջոցով առաջացած էլեկտրական դիպոլից:



Նկ. 8 Արժաթե բարակ էկրանին բացված ուղղանկյուն անցքից անցման հատկությունները: (ա) Անցքի նկարը՝ արված սկանավորող էլեկտրոնային միկրոսկոպի միջոցով: θ –ն էլեկտրական դաշտի և ուղղանկյան երկայնական բաղադրիչի միջև անկյունն է, x – ը երկայնական բաղադրիչն է, y – ը՝ լայնական: (բ) Անցքով անցած ինտենսիվության սպեկտրը՝ կախված θ –ից, երբ խորությունը՝ $h = 700$ նմ, $x = 310$ նմ, $y = 210$ նմ: (գ) Անցման ինտենսիվության սպեկտրը ($h = 300$ նմ, $x = 270$ նմ)՝ կախված լայնական կողմի մեծությունից (105 նմ < y < 260 նմ): Ընկնող լույսը գծային բևեռացված է, իսկ $\theta = 90^\circ$: Կորերը նորմալիզված են անցքի մակերեսին ընկնող հզորության նկատմամբ: (դ) Անցած ինտենսիվության անկյունային բաշխումը նորմալանկման դեպքում, երբ $h = 300$ նմ, $x = 290$ նմ, $y = 190$ նմ: Սև գույնով պատկերված է p - պոլյարիզացված լույսի դեպքում պիկային ալիքի երկարության վրա (500 նմ), իսկ կարմիր գույնով՝ s - պոլյարիզացված լույսի դեպքում պիկային ալիքի երկարության վրա (745 նմ): Կետագծերով պատկերված է $\cos^2\theta$ ֆունկցիան, համեմատության համար:

Ուղղանկյուն խոռոչներում արտասովոր անցումն առավելապես հետաքրքիր է ի հաշիվ բեռացումից խիստ կախվածության: [35] աշխատանքում փորձնական եղանակով

ուսումնասիրվել են նաև ուղղանկյուն անցքերը: Նկ 8 –ում երևում է անցման սպեկտրի փոփոխությունը բևեռացման հարթության պտույտին զուգընթաց, ինչպես նաև անցման կախվածությունը ուղղանկյան կողմերի հարաբերությունից: Ուղղանկյուն անցքով անցման երևույթը թվային մեթոդներով և տեսականորեն ուսումնասիրվել է [7,40] –ում: Օգտագործելով կապված մոդերի մեթոդը՝ p- բևեռացված լույսի անցման ռեզոնանսային արժեքների համար ստացվել է հետևյալ արտահայտությունը՝

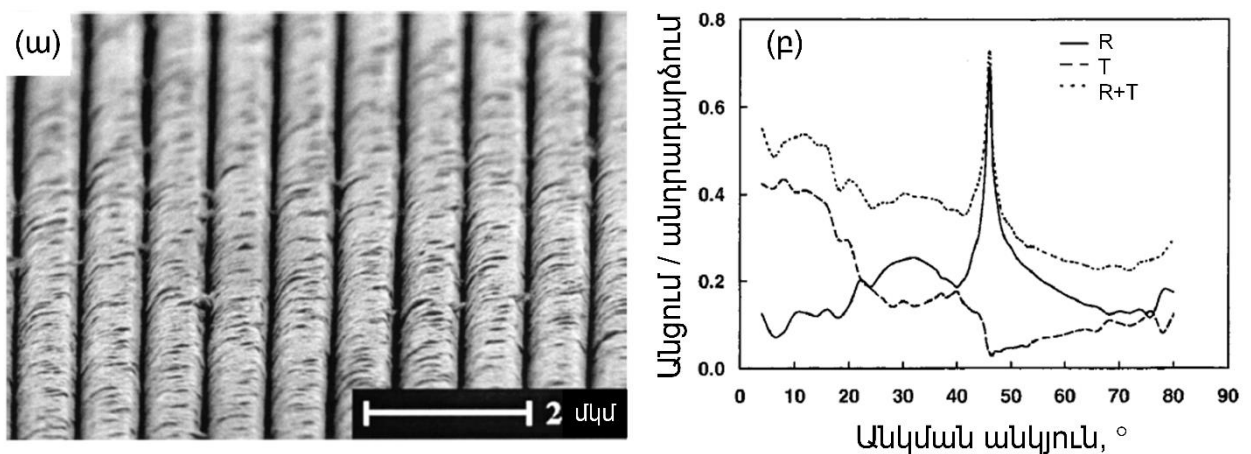
$$T_{n\bar{n}q} = \frac{3}{4\pi} \frac{\lambda_{n\bar{n}q}^2}{xy} \quad (1.5)$$

§ 1.1.2 Արտասովոր անցումը պարբերական խոռոչների համակարգերում

Մինչև լույսի արտասովոր անցման երևույթի բացահայտումը [1] ենթաալիքային անցքերի պարբերական համակարգում, միայն որոշ հետազոտություններ էին արված շերտավոր պարբերական համակարգերում անցման ռեզոնանսային բնույթը հասկանալու համար: ԼԱԱ երևույթի բացահայտումից հետո բազմաթիվ տեսական հաշվարկներ փորձեցին բացատրել երևույթը պարբերական ճեղքերի համակարգով p- բևեռացված լույսի համար: [23] –ում առաջին անգամ թվային հաշվարկներով ցույց տրվեց, որ ինչպես պարբերական գլանային անցքերի դեպքում [1], այստեղ նույնպես տեղի է ունենում արտասովոր անցում սպեկտրի կոնկրետ ալիքի երկարությունների վրա: Հենվելով անցման ռեզոնանսային բնույթի վրա՝ հեղինակը բացատրում է անցումը ՄՊՊ գրգռման միջոցով: [24] –ում հեղինակը ենթադրեց, որ անցումը պայմանավորված է ընկնող լույսի և ճեղքերում գրգռված տեղային ռեզոնատորների մոդերի կապով: Հետագայում բազմաթիվ հետազոտություններ հենվեցին այս պնդման վրա՝ տալով այս երկու երևույթներին տարբեր անուններ (հորիզոնական – ուղղահայաց ռեզոնանսներ, մակերևութային – ճեղքային ռեզոնանսներ, և այլն) [41–46]:

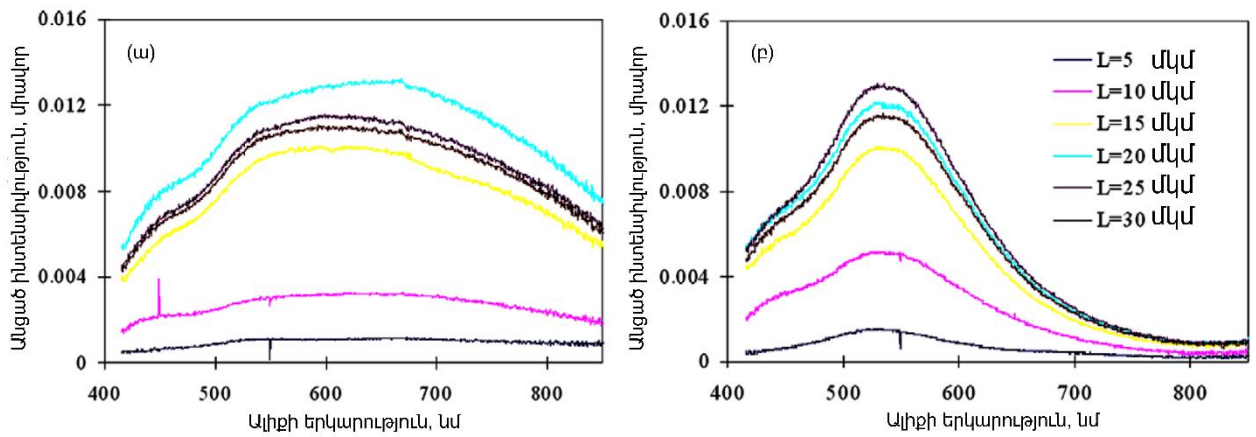
Որոշ աշխատանքներ էլ քննադատության ենթարկեցին վերոնշյալ տեսությունները [47–49]՝ ցույց տալով, որ որոշ դեպքերում ՄՊՊ –ի գրգռումը նույնիսկ խանգարում է անցման էֆֆեկտիվությանը: Օրինակ [49] –ում, թվային հաշվարկների օգնությամբ ցույց է տրվում, որ գրգռված ՄՊՊ –ները գրեթե 100% -ով անդրադառնում են ճեղքի եզրից՝ մեծացնելով էլեկտրամագնիսական ալիքի անդրադարձումը համակարգից: [50,51] աշխատանքներում հեղինակը արտասովոր անցման երևույթը բացատրում է դինամիկ դիֆրակցիայի տեսության օգնությամբ, ՄՊՊ –ն համարելով

համակարգից դիֆրակցիայի կարևոր և անբաժան մասնիկը, այնուհանդերձ, պնդելով, որ պլազմոնային և ֆոտոնային դիֆրակցիաները պետք է դիտարկել իրար հետ, որպես մի ամբողջական համակարգ: Ավելին՝ այն դեպքերում, երբ մետաղը կարելի է համարել իդեալական հաղորդիչ, ՄՊՊ –ները ներդրում չունեն դիֆրակցիայի մեջ, և մոդերի կապը կարող է տեղի ունենալ առանց ՄՊՊ առկայության [52]: Ենթաալիքային ճեղքերով արտասովոր անցման առաջին փորձնական հաստատումները գրանցվել են [53,54] աշխատանքներում՝ ԳԲՀ տիրույթում: [55] –ում ցույց տրվեց ռեզոնանսային արտասովոր անցումն օպտիկական տիրույթում սիլիցիումի վրա նստեցված բարակ ոսկու շերտում: Այստեղ հեղինակները անցումը բացատրում էին ՄՊՊ –ների և ճեղքերում ռեզոնատորների գրգռման հետ: [56,57] աշխատանքներում ուսումնասիրվում է սիլիցիումի վրա նստեցված բարակ արծաթի շերտում բացված ենթաալիքային ճեղքերի պարբերական համակարգով արտասովոր անցումը, որը նույնպես բացատրվում էր ՄՊՊ –ների գրգռմամբ: Այս աշխատանքներում ուսումնասիրվում է նաև p - բևեռացված լույսի անկյան տակ անկման դեպքը (նկ. 9): [58] աշխատանքում էլ ժամանակային տիրույթի սպեկտրոսկոպիայի միջոցով ուսումնասիրվել է անցումը տերահերցային տիրույթում:



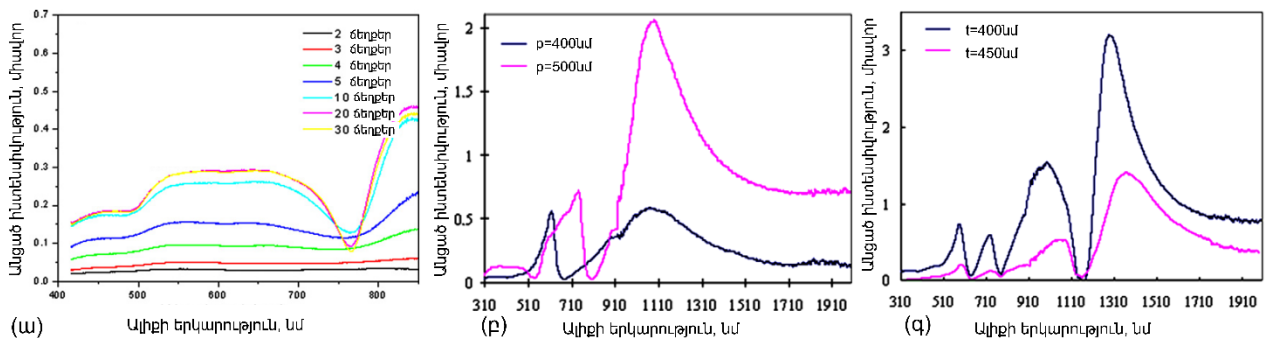
Նկ. 9 Ենթաալիքային ճեղքերում ռեզոնանսային արտասովոր անցման կախումն անկման անկյունից: (ա) [56] աշխատանքում փորձնական համակարգի լուսանկարը: (բ) Համակարգից անդրադարձման (R), անցման (T) և (R+T) արժեքները կախված p - պոլյարիզացված լույսի անկման անկյունից, երբ ալիքի երկարությունը 663 նմ է, արծաթի հաստությունը՝ 200 նմ, ճեղքերի պարբերությունը՝ 780 նմ, իսկ ճեղքի լայնությունը՝ 50 նմ:

Բավականին ծավալուն փորձնական հետազոտություն է կատարվել [59] –ում, որտեղ հետազոտվել են համակարգի դիսպերսիան, անցման կախվածությունը կառուցվածքային պարամետրերից, ճեղքերի քանակից և լույսի բևեռացումից: Նկ. 10, 11 –ում ներկայացված են այս հետազոտության որոշ արդյունքներ:



Նկ. 10 Մի ճեղքով անցման սպեկտրը, երբ ճեղքի լայնությունը 200 նմ է, իսկ մեմբրանի հաստությունը՝ 400 նմ, ըստ [59] աշխատանքի: (ա) p- բևեռացված լույսի համար (բ) s- բևեռացված լույսի համար:

Նմանատիպ փորձնական հետազոտություններ են կատարվել նաև տերահերցային տիրույթում լեգիրացված կիսահաղորդիչների պարբերական համակարգերի համար [60,61]: Որոշ աշխատանքներում էլ ուսումնասիրվել են ճեղքերից կազմված բարդ համակարգերով անցումը (ճեղքերի պարբերական համակարգ, որտեղ յուրաքանչյուր միավոր մասի վրա բացված են տարբեր չափսերով այլ ճեղքեր) [62,63]: Այստեղ անցման սպեկտրում առաջանում են լրացուցիչ մաքսիմումներ՝ կապված լրացուցիչ ճեղքերի հետ:



Նկ. 11 Արտասովոր անցման սպեկտրը բարակ մեմբրանային էկրանին փորված ճեղքերի պարբերական համակարգում: (ա) Անցած ինտենսիվության կախումը ճեղքերի քանակից p- բևեռացված լույսի նորմալ անկման դեպքում, երբ մեմբրանի t հաստությունը 300 նմ է, ճեղքի w լայնությունը՝ 250 նմ, իսկ ճեղքերի p պարբերությունը՝ 500 նմ: (բ) Անցած ինտենսիվության կախումը ճեղքերի քանակից p- պոլյարիզացված լույսի նորմալ անկման դեպքում, երբ $d = 400$ նմ, $w = 100$ նմ, $p = 400$ և 500 նմ: (գ) Անցած ինտենսիվության կախումը ճեղքերի քանակից p- բևեռացված լույսի նորմալ անկման դեպքում, երբ $w = 100$ նմ, $p = 750$, $d = 400$ և 450 նմ:

Երկչափ գլանային և ուղղանկյուն անցքերի պարբերական համակարգով լույսի արտասովոր անցման փորձնական հետազոտությունները սկսվել են հենց երևույթի բացահայտումով: Այս պարագրաֆի սկզբում արդեն ներկայացրել ենք այսպիսի համակարգով անցման առանձնահատկությունները էքսպերիմենտի փորձնական աշխատանքում: Աշխատանքում ենթադրություն էր արվում, որ անցումը պայմանավորված է ՄՊՊ –ների գրգռմամբ, և ռեզոնանսային անցումը բավարարվում

էր, երբ $k_{\text{ՄՊՊ}} = k_{\text{ընկնող}} + k_{\text{կառուցվածք}}$, որտեղ $k_{\text{ՄՊՊ}}$ –ը գրգռված ՄՊՊ –ի ալիքային վեկտորն էր, $k_{\text{ընկնող}}$ –ը՝ ընկնող ալիքի ալիքային վեկտորը, իսկ $k_{\text{կառուցվածք}}$ –ը՝ պարբերական կառուցվածքով պայմանավորված ալիքային վեկտորը: Հետագայում բավական մեծ թվով աշխատանքներում փորձ արվեց ցույց տալ, որ անցումը պայմանավորված է ՄՊՊ –ների գրգռմամբ [64–66]: Այնուամենայնիվ, երևույթի հայտնաբերումն իդեալական մետաղներում [11] և դիէլեկտրիկ միջավայրերում [67] հարցականի տակ դրեցին ՄՊՊ –ների դերը պարբերական անցքերի համակարգերով անցման գործում: [67] –ում առաջարկվում էր դիֆֆրակցիոն տեսություն, որը բացատրում էր անցումն անկախ պլազմոնների գրգռումից: [68] –ում էլ հեղինակները տեսականորեն բացատրում են անցումը, օգտվելով ԳԲՀ –ից հայտնի երկար գծերի տեսությունից՝ ռեզոնանսային անցման դեպքում՝ համաձայնեցնելով ալիքային դիմադրությունները: Հետագայում [69] աշխատանքում ցույց տրվեց, որ դիէլեկտրիկներում անցումն ամեն դեպքում պայմանավորված է թույլ կապված մակերևութային ալիքների գրգռմամբ (ոչ ՄՊՊ), որոնք հայտնի են որպես Ջեննեկի ալիքներ [70]: [52] –ում հեղինակը ցույց է տալիս որ ակոսավոր մակերևույթով իդեալական մետաղը կարելի է ներկայացնել հարթ մակերևույթով իրական մետաղի տեսքով, որի դիէլեկտրական թափանցելիության համար ստացվում է.

$$\varepsilon_{\text{էֆ}}(\omega) = (\pi^2 d^2 \varepsilon_{\text{անցք}} / 8w^2)(1 - \omega_p^2 - \omega^2), \quad (1.6)$$

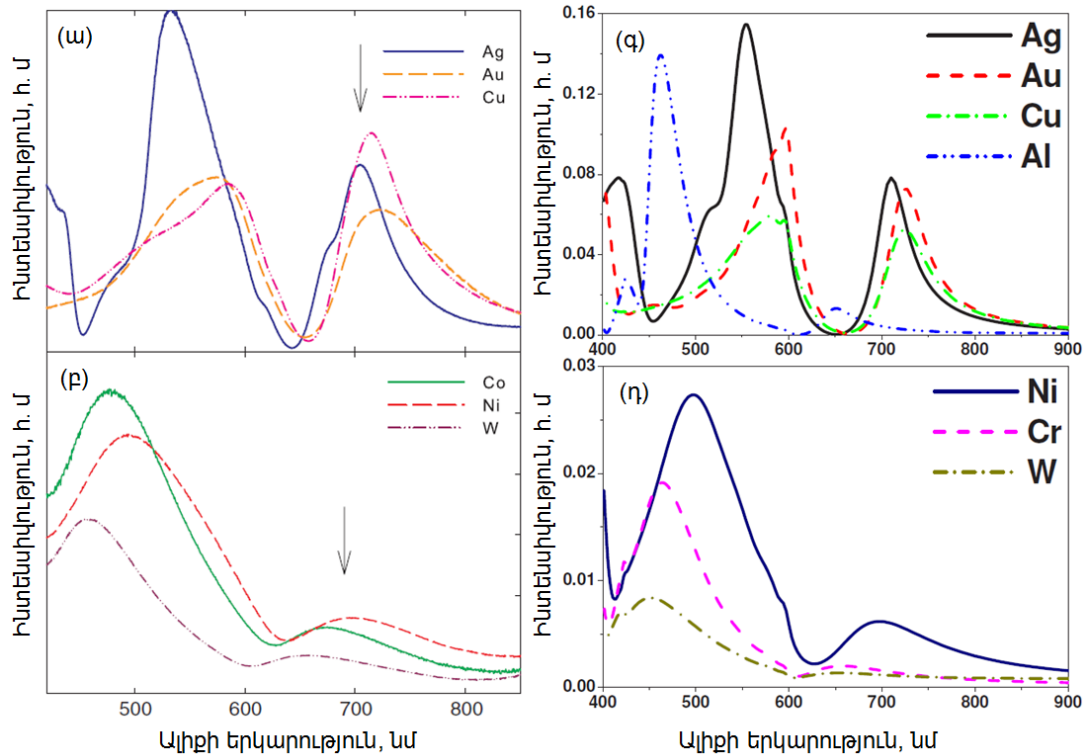
որտեղ $\varepsilon_{\text{անցք}}$ –ը անցքը լցնող նյութի դիէլեկտրական թափանցելիությունն է, իսկ ω_p –ն՝ պլազմային հաճախությունը: [9] աշխատանքում հեղինակը ներկայացնում է ենթաալիքային անցքերից անցման միկրոսկոպիկ տեսությունը և, օգտվելով գրգռված մակերևութային մոդերի և ընկնող ալիքի կապից, ինչպես նաև (1.6) –ից, բացատրում է անցումը նույնիսկ իդեալական հաղորդչի դեպքի համար: Արտասովոր անցման բացատրությունը մակերևութային ալիքների օգնությամբ թույլ է տալիս բացատրել որոշ դեպքերում անցման սպեկտրում նկատվող անոմալ կտրուկ անցումները Ֆանոյի մոդելի օգնությամբ [71]:

Ամփոփելով պարբերական խոռոչների համակարգով արտասովոր անցումը՝ ցույց տանք նրա կախվածությունը մետաղի տեսակից, համակարգի կառուցվածքային պարամետրերից և ընկնող ալիքի պոլարիզացիայից: Փորձնական ճանապարհով ցույց

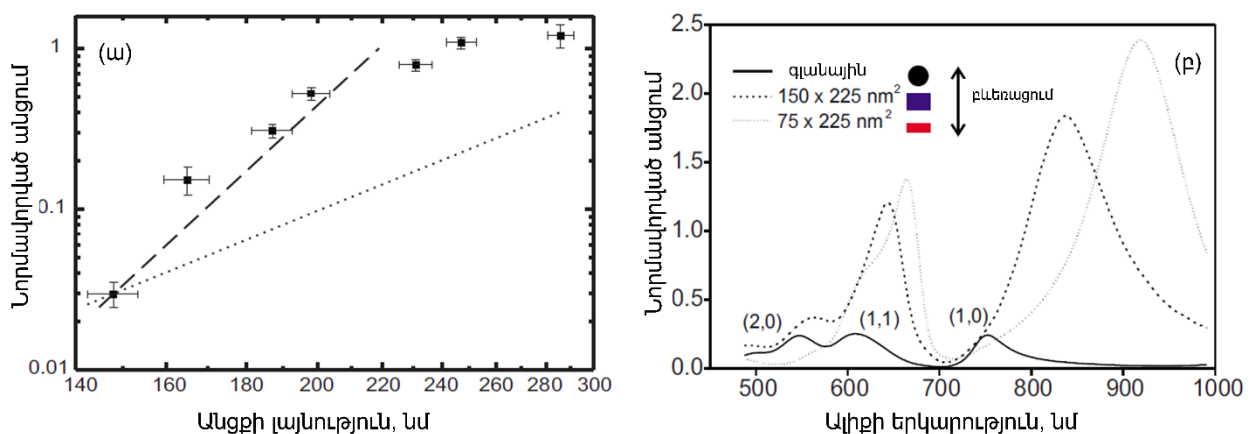
է տրվել, որ ռեզոնանսային անցման պիկային արժեքը նվազում է, և անցման սպեկտրալ գիծը լայնանում է մետաղի կեղծ մասի աճին զուգընթաց (կլանման մեծացմանը զուգընթաց) [38,72,73]: Նկ. 12 –ում ցույց են տրված փորձնական [72] և թվային հաշվարկների [10] օգնությամբ գտնված արտասովոր անցման սպեկտրալ տեսքը տարբեր մետաղներում օպտիկական տիրույթում: Լույսի արտասովոր անցումը տարբեր մետաղների համար դիտարկվել է նաև FeCl և SbCl տիրույթներում [75–77], ինչպես նաև տարբեր ոչ մետաղական նյութերի համար, ինչպիսիք են՝ սիլիցիումի, հաղորդիչ պոլիմերների, VO_2 , SrTiO_3 , GaAs , SiO_2 , SiC բարակ շերտերը [61,78–83]:

Հենց լույսի արտասովոր անցման բացահայտման պահից արդեն հայտնի էր երևույթի կախվածությունը համակարգի կառուցվածքային պարամետրերից [1]: Հետագայում տարբեր աշխատանքներում մանրակրկտորեն ուսումնասիրել են անցման կախվածությունը խոռոչների չափսերից [12,84,85], պարբերությունից [85,86] և դասավորությունից [87]: [12] աշխատանքում մանրամասն ուսումնասիրված է պարբերական համակարգում անցման կախվածությունը ճեղքի չափսից (նկ. 13ա): Երևում է, որ մինչև որոշ արժեքի հասնելը, անցումը կտրուկ աճում է անցքի չափսի մեծացմանը զուգընթաց, որոշ հագեցման անկյունից հետո անցման մեծացում գրեթե չի դիտվում: Անցքի չափսի փոփոխությունն ազդում է նաև ռեզոնանսային անցման պիկային ալիքի երկարության վրա (պիկային ալիքի երկարությունը կարճանում է չափսի մեծացմանը զուգընթաց): Անցման հզորության կտրուկ աճ է արձանագրվում, երբ գլանային անցքերը փոխարինվում են ուղղանկյուն անցքերով: Ինչպես արդեն նշել ենք, ուղղանկյուն անցքերում մաքսիմալ անցում դիտվում է, երբ ընկնող լույսի պոլարիզացիան ուղղված է ուղղանկյան փոքր կողմին զուգահեռ (այսպես է նաև էլիպսներում): Նկ 13.բ –ում ցույց է տրված ուղղանկյուն և գլանային անցքերով պարբերական համակարգերից անցման հզորության սպեկտրները: [86] աշխատանքում մանրամասն ուսումնասիրվել է ուղղանկյուն անցքերից անցման կախվածությունը պարբերությունից և ընկնող լույսի պոլարիզացիայից: Նկ. 14 –ում պատկերված են անցման սպեկտրներն ուղղանկյան կարճ կողմին զուգահեռ և ուղղահայաց բևեռացման դեպքերում՝ կախված անցքերի պարբերությունից: Պարբերական խոռոչների համակարգից արտասովոր անցումը ավարտելով՝ նշենք, որ պարբերականությունը որևէ

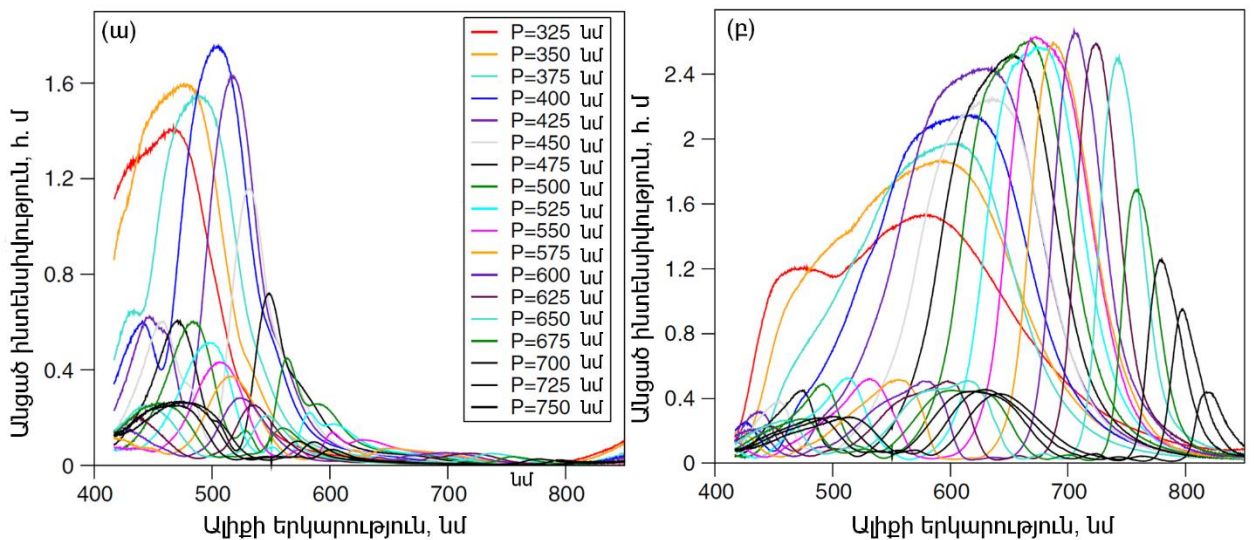
Ֆիզիկական դեր չի կատարում լույսի արտասովոր անցման երևույթի իրականացման համար (միախոռոչ անցման դեպքերը դրա ամենավառ ապացույցներն են), այսպիսի անցումներ են դիտարկվում նաև երկչափ քվադրաբերական ուղղանկյունների և գլանների համակարգերում [88]:



Նկ. 12. Լույսի արտասովոր անցման պիկային արժեքի կախվածությունը անցքի չափերից և ձևից: (ա) 200 նմ հաստությամբ ոսկու էկրանին բացված քառակուսի անցքերի 425 նմ պարբերություն ունեցող համակարգից անցման կախվածությունը քառակուսու կողի չափից: Անցման առանցքը մասշտաբավորված է ըստ լոգարիթմական ֆունկցիայի: (բ) Անցումը 200 նմ հաստությամբ ոսկու էկրանին բացված տարբեր չափերի ուղղանկյուն և 190 նմ տրամագծով գլանային անցքերից [74]:



Նկ. 13. Լույսի արտասովոր անցման պիկային արժեքի կախվածությունը անցքի չափերից և ձևից: (ա) 200 նմ հաստությամբ ոսկու էկրանին բացված քառակուսի անցքերի 425 նմ պարբերություն ունեցող համակարգից անցման կախվածությունը քառակուսու կողի չափից: Անցման առանցքը մասշտաբավորված է ըստ լոգարիթմական ֆունկցիայի: (բ) Անցումը 200 նմ հաստությամբ ոսկու էկրանին բացված տարբեր չափերի ուղղանկյուն և 190 նմ տրամագծով գլանային անցքերից [74]:

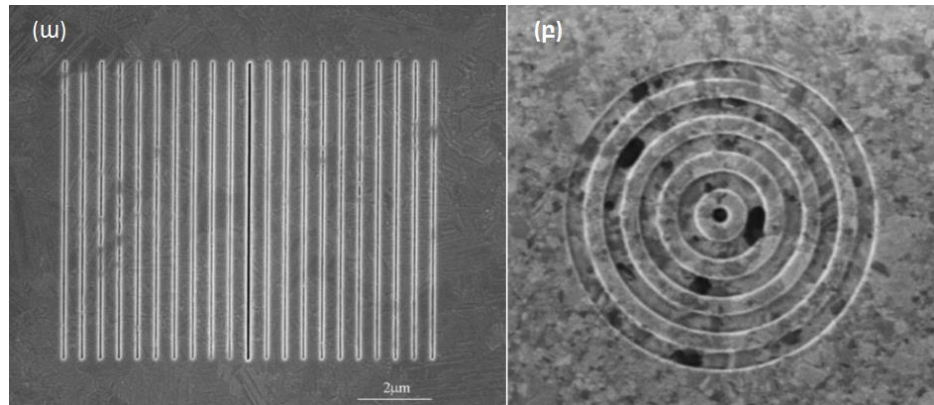


Նկ. 14. Արժաթե էկրանին բացված ուղղանկյուն անցքերից (260 նմ x 200 նմ) անցման սպեկտրը տարբեր պարբերությունների համար: (ա) Երբ ընկնող լույսի պոլարիզացիան ուղղահայաց է ուղղանկյան կարճ կողմին: (բ) Երբ ընկնող լույսի պոլարիզացիան ուղղահայաց է ուղղանկյան երկար կողմին:

§ 1.1.3 Արտասովոր անցումը միախոռոչ պարբերական համակարգերում

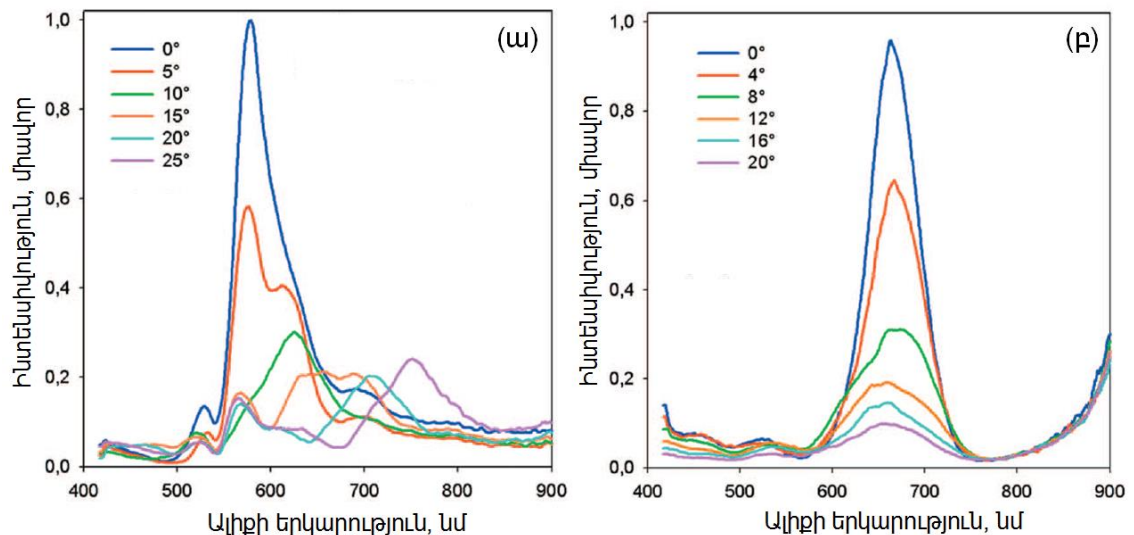
Վերջավոր թվով պարբերական ակոսներով շրջապատված միախոռոչ համակարգերից լույսի արտասովոր անցումը ակոսներով շրջապատված ենթաալիքային ճեղքից և օղակավոր (ուղղանկյուն) ակոսներով շրջապատված ենթաալիքային գլանային (ուղղանկյուն) անցքից առաջին անգամ ուսումնասիրվել է [6,89] –ում (նկ. 15): Ընդհանրապես միախոռոչ համակարգից անցած լույսը բավականին տարամիտված է և դժվարացնում է այսպիսի ճեղքերի կիրառումը որոշ համակարգերում (քանի որ անցած լույսը պետք է հավաքել): [6] աշխատանքում կատարված փորձերն անսպասելիորեն ցույց տվեցին, որ երբ ակոսներ են արվում ճեղքի հակառակ մակերևույթին (լույսի դուրս եկող մակերևույթ), անցած լույսի անկյունային բաշխումը հնարավոր է կառավարել՝ տվյալ ալիքի երկարության համար փոփոխելով ակոսների պարբերությունը: Մասնավորապես, ալիքի որոշ երկարությունների վրա համակարգի օգնությամբ կարելի է ստանալ իդեալականին մոտ զուգահեռ փունջ: Նկ. 16ա –ում պատկերված է անցած լույսի անկյունային բաշխվածության սպեկտրը լույսի ելքի կողմից՝ արձաթում փորված 10 ուղիղ ակոսներով շրջապատված միաճեղք համակարգում: Երբ հավաքման անկյունը տարբերվում է նորմալ ուղղությունից (0°), անցման սպեկտրում առաջանում են երկու ոչ սուր նմանատիպ պիկեր: Պատկերն այլ է օղակաձև ակոսներով շրջապատված գլանային անցքով անցման դեպքում (նկ.16բ): Այստեղ նկատվում է ուժեղ ռեզոնանսային պիկ 660 նմ ալիքի երկարության վրա, որը կտրուկ նվազում է հավաքման

անկյան աճին զուգընթաց: Արդեն $\pm 3^\circ$ շեղման դեպքում նկատվում է հզորության նվազում 2 անգամ, ինչը ցույց է տալիս փնջի լավ ուղղորդվածությունը:



Նկ. 15. [6,89] աշխատանքներում համակարգի պարկերն էլեկտրոնային միկրոսկոպի օգնությամբ:

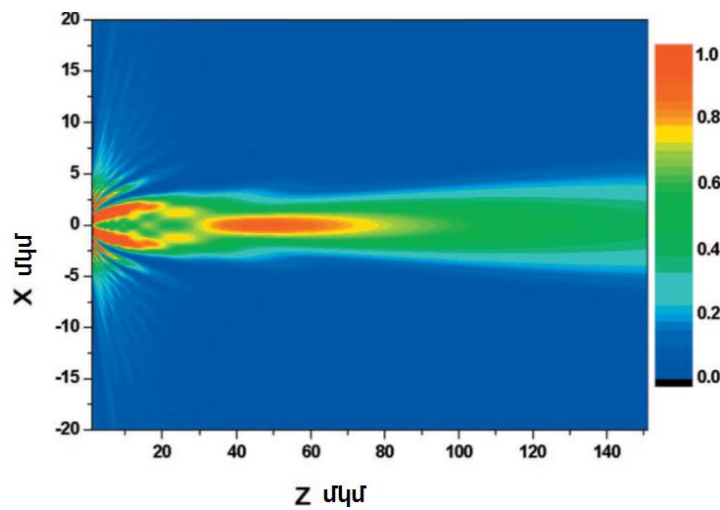
Այսպիսի համակարգերով խիստ ուղղորդված ճառագայթում ստանալու երևույթը հետազայում փորձնականորեն հաստատվեց ԳԲՀ և ՏՀց տիրույթներում [90,91]:



Նկ. 16. Միախոռոչ համակարգով անցած լույսի նեղ փնջով ուղղորդումը (կոլիմինացիան) ըստ [6,89] աշխատանքների: (ա) Անցման սպեկտրը, կախված ցրման անկյունից, բ- բևեռացված լույսի նորմալ անկման համար Նկ. 15ա –ում պարկերված համակարգում: (բ) Անցման սպեկտրը, կախված ցրման անկյունից, բ-բևեռացված լույսի նորմալ անկման համար Նկ. 15բ –ում պարկերված համակարգում:

Մասնավորապես [91] ժամանակային տիրույթում կատարված հետազոտությունները ցույց են տալիս, որ բոլոր ակոսները ժամանակային որոշ հապաղմամբ կրկնում են ենթաալիքային խոռոչից անցած ճառագայթման տեսքը և համապատասխան տարածական վերադրման արդյունքում ստացվում է խիստ ուղղորդված ճառագայթում: Հետազայում ցույց տրվեց, որ անցումը և ուղղորդումը կարելի է ղեկավարել պարբերական խոռոչների համակարգի միջոցով: Օրինակ, հնարավոր է ստանալ խիստ ուղղորդված լույսի ճառագայթ այն դեպքում, երբ ճառագայթող տիրույթը փոքր է ալիքի երկարությունից, և այլն: Նկ. 17 –ում ցույց է տրված պարբերական ակոսավոր

համակարգով շրջապատված ենթաալիքային ճեղքով լույսի արտասովոր անցման դաշտի տեսքը հաշվարկված թվային մեթոդների օգնությամբ:



Նկ. 17 Լույսի անցումը 300 նմ հաստությամբ արծաթե էկրանին բացված 85 նմ լայնությամբ ենթաալիքային ճեղքից, երբ այն շրջապատված է 85 նմ լայնությամբ, 40 նմ խորությամբ և 500 նմ պարբերությամբ 10 ալյոսներով (5 –ը աջից, 5 –ը ձախից): Նկարում պատկերված է էլեկտրական դաշտի տեսքը:

§ 1.1.4 Արտասովոր անցմամբ պայմանավորված կիրառությունները

Մինչ լույսի արտասովոր անցման երևույթի բացահայտումը ենթաալիքային խոռոչներով, այսպիսի համակարգերի օգտագործումը զուգակցվում էր բազմաթիվ խնդիրներով, ինչպիսիք են անցած դաշտի փոքր արժեքը կամ ուժեղ դիֆֆրակցիան խոռոչից: Օրինակ, սքանավորող մոտակա դաշտի միկրոսկոպներում ենթաալիքային խոռոչներն ապահովում էին ենթաալիքային լուծողականություն, սակայն անցած դաշտը (որը բացատրվում էր Բետեի տեսությամբ) շատ փոքր էր էֆֆեկտիվ կերպով գրանցելու համար: ԼԱԱ երևույթի բացահայտումից հետո հետաքրքրությունն այս համակարգերի նկատմամբ կտրուկ աճեց, մասնավորապես պայմանավորված նաև նրանով, որ այն լավ կապվում էր ՄՊՊ մոդերի հետ իրական մետաղների համակարգերում: ՄՊՊ –ները տարիներ շարունակ կարևոր դեր են խաղացել տարբեր տեսակի տվիչներում: Օրինակ, մակերևութային պլազմոնային ռեզոնանս (ՄՊՌ) տեխնիկան, որի օգնությամբ չափվում են բեկման ցուցիչի շատ փոքր փոփոխությունները և բիոմոլեկուլների հատկությունները, կամ մակերևութով ուժեղացված Ռամանյան սպեկտրոսկոպիան (ՄՌՌՍ): Երբ լույսի արտասովոր անցումը զուգակցվում է ՄՊՊ –ների գրգռմամբ, այն շատ զգայուն է դառնում մետաղին հաված շերտի դիէլեկտրական թափանցելիության նկատմամբ (ինչպես դասական ՄՊՌ դեպքում, երբ ՄՊՊ գրգռումը շատ խիստ կախված էր

պրիզմայի վրա մետաղ - դիէլեկտրիկ սահմանին դիէլեկտրիկ թափանցելիությունից): Ի տարբերություն պրիզմայի միջոցով ՄՊՌ –ի, ենթաալիքային ճեղքերով իրականացվող ՄՊՌ –ն իրականացման տեսանկյունից շատ պարզ է և զգայունությամբ (բեկման ցուցչի 10^{-5} զգայունություն) չի զիջում դասական կոմերցիալ ՄՊՌ սարքերին [2]: Մի այլ կիրառական ուղղություն է սպեկտրոսկոպիան: [92] աշխատանքում դիտարկվում է արտասովոր անցումը, երբ խոռոչը ծածկված է մոլեկուլների շերտով: Այսպիսի համակարգում մոլեկուլի կողմից ռեզոնանսային հաճախության վրա դիտարկվում է կլանման աճ ավելի քան 100 անգամ, ինչն այս համակարգը հետաքրքիր է դարձնում մոլեկուլների բարակ շերտերում քիմիական պրոցեսների հետազոտման համար: Համակարգը հաջողությամբ կիրառվում է նաև Ռամանյան սպեկտրոսկոպիայում, քանի որ հնարավորություն է տալիս ղեկավարել համակարգի ռեզոնանսային ալիքի երկարությունը, ինչպես նաև նախնական ֆիլտրում իրականացնել:

Հաշվի առնելով համակարգում մոլեկուլների կողմից կլանման ուժեղացումը՝ բնական էր ենթադրել նաև հակառակ պատկերը՝ ֆլուորեսցենտ ճառագայթման ուժեղացումը [93]: Համակարգը կարող է փոփոխել ֆլուորոֆորի (fluorophore) ճառագայթման ձևը, ինչը մեծապես լավացնում է ֆլուորեսցենտ կոռելացիոն սպեկտրոսկոպիայի հնարավորությունները, քանի որ հետազոտվող ծավալը փոքրանում է ընդհուպ մինչև 10^3 անգամ: Խոռոչում կտրուկ լավանում է ֆլուորեսցենտ ճառագայթիչ նյութի գրգռումը և ճառագայթումը՝ ի հաշիվ խոռոչում վիճակների խտության աճի [4]: Ենթախոռոչային կառուցվածքները լայն կիրառում ունեն նաև միկրոհեղուկային (microfluidic) համակարգերում, որտեղ բնական սահմանափակիչներ լինելուն զուգահեռ, ծառայում են որպես համակարգի ֆիզիկական մեծությունները չափող տվիչներ:

Թերևս, ԼԱԱ ամենապարզ կիրառությունները զանազան ֆիլտրերն ու բևեռացնող էլեմենտներն են: Պարբերական որոշ համակարգեր ունեն ռեզոնանսային պիկեր: Ռեզոնանսային ալիքի երկարությունը հեշտությամբ ղեկավարվում է՝ փոփոխելով ճեղքերի սիմետրիան, պարբերությունը, խոռոչների չափսերը և ընկնող ալիքի անկման անկյունը: Այսպիսի համակարգերը հեշտությամբ կարող են օգտագործվել որպես բևեռացման ֆիլտրեր, օգտագործելով, օրինակ, ակնարկի սկզբում դիտարկված ուղղանկյուն անցքերից անցման խիստ կախվածությունը բևեռացումից:

Համապատասխան պարամետրերով համակարգերը կարող են օգտագործվել որպես բևեռացման պտույտի մեխանիզմներ: Ավելին, օգտագործելով ուղղանկյուն անցքերում բևեռացումից կախված մեծ իզոտրոպիան, հնարավոր է ստանալ ղեկավարվող ալիքի երկարությամբ ճառագայթիչներ՝ փոփոխելով միայն անցքերի վրա ընկնող լույսի բևեռացումը: Այսպիսի ֆիլտրերի և բևեռացուցիչների առավելություններից մյուսն էլ այն է, որ նրանք լավ են աշխատում լազերների մեծ հզորությունների դեպքում, քանի որ կլանումները գրեթե աննշան են: Ենթաալիքային խոռոչների այսպիսի հատկությունները սկսել են օգտագործել նաև լազերներում, մասնավորապես պարբերական ակոսներով շրջապատված միախոռոչ համակարգերը սկսել են օգտագործել քվանտային կասկադային լազերներում, որպեսզի էֆֆեկտիվ կերպով ակտիվ միջավայրից դուրս բերեն խիստ նեղուղղված զուգահեռ փունջ [94]: Մինչդեռ, միախոռոչ համակարգերը օգնում են ստանալ շատ նեղ պայծառ լազերային փունջ, պարբերական խոռոչների համակարգերը կիրառվում են ուղղահայաց խոռոչային մակերեսով գրգռված լազերներում (ՈւՄՄԳԼ, VCSEL)՝ ղեկավարելու և կայունացնելու կոնկրետ բևեռացման ճառագայթման անկյունը: Օգտագործելով այս հատկությունը՝ առաջին անգամ հնարավոր է եղել ստանալ մի քանի ՈւՄՄԳԼ լազերներ միևնույն ակտիվ միջավայրի վրա և ճառագայթումը հաջողությամբ կապել օպտիկական ալիքատարին, որը նոր հեռանկարներ է բացում բևեռացման բազմակի հղում (multiplexing) ապահովելու համար [3]: Լուսարձակող դիոդներում ճառագայթված լույսի բավական մեծ մասը մնում է դիոդում՝ նյութի մեծ բեկման ցուցչի պատճառով: Սրան էլ եթե գումարենք անդրադարձումները մետաղական էլեկտրոդներից, դիոդներից չճառագայթված լույսը հասնում է զգալի չափսերի: Այստեղ մետաղական էլեկտրոդների վրա փորվում են ենթաալիքային խոռոչներ, որենք օգնում են կտրուկ մեծացնել ճառագայթվող լույսի ինտենսիվությունը և ղեկավարել դիոդի ուղղորդվածությունը [5]: Մյուս կողմից, այսպիսի համակարգերը կարող են օգտագործվել կլանվող լույսի էֆֆեկտիվությունը մեծացնելու համար (կամ կլանող մակերեսը փոքրացնելու համար): Համեմատաբար փոքր չափսերի սարքերում քչանում են իներցիոն երևույթները, հետևաբար մեծանում է արագագործությունը և հնարավոր է դառնում համակարգը օգտագործել ինտեգրալային միկրոսխեմաներում տակտային հաճախություններ ստանալու նպատակով:

ԼԱԱ երևույթը, լույսի ուղղորդված փունջ ստանալու տեխնիկայի հետ միասին, կարելի է օգտագործել միջին գոտում (մոտիկ և հեռու գոտիների միջև) միկրոսկոպների նախագծման համար, որոնց կետային լուծողականությունը չի զիջում կոնֆոկալ (confocal) միկրոսկոպերին, բայց հնարավոր է դարձնում միանգամից մի քանի տիրույթների սկանավորումը, ինչն արագացնում է սկանավորման պրոցեսը [95]:

ՄՊՊ կոմպակտ սարքերի իրականացումը պահանջում է արդյունավետ ՄՊՊ գրգռող սխեմաներ: Պարբերական խոռոչները և միախոռոչ համակարգերը հաջողությամբ օգտագործվում են մետաղի մակերևույթին ՄՊՊ գրգռելու համար: Գրգռված ՄՊՊ –ների տեսքը կարելի է ղեկավարել խոռոչների դասավորությամբ: Նշված եղանակով ՄՊՊ –ների գրգռման մեծ առավելությունն այն է, որ գրգռումը տեղի է ունենում մետաղի հակառակ մակերևույթին, ինչը հնարավորություն է տալիս ունենալ մաքուր պլազմոնային ալիք, որը զերծ է պարագիտային լույսից և աղմուկից [96]:

ԼԱԱ երևույթը կիրառվում է նաև ենթաալիքային լիտոգրաֆիայում, որպես պարզ և ոչ թանկ ալտերնատիվ եղած լիտոգրաֆիայի եղանակներին, հիմնարար գիտությունում, մասնավորապես՝ սառը ատոմի հետազոտություններում (օրինակ Բոզե-Էյնշտեյն կոնդենսատների մանիպուլացիայի համար), դաշտերի ժամանակատարածական ղեկավարման խնդիրներում: Վերջապես, լույսի արտասովոր անցման նմանությամբ, այսպիսի անցումներ են հայտնաբերվել նյութական, ակուստիկ ալիքներում [97]: Ինչպես էլեկտրամագնիսական, այնպես էլ ակուստիկ ալիքներում դիտարկվում են իդեալականին մոտ անցումներ ($\approx 100\%$) ենթաալիքային ճեղքերի համակարգերով: [98] աշխատանքում, ինչպես նաև § 1.2 –ում անալիտիկորեն դիտարկվում է լույսի արտասովոր անցումը ենթաալիքային ճեղքով: Ստացվում են ճշգրիտ, միևնույն ժամանակ պարզ բանաձևեր, որոնք բացատրում են անցման կախվածությունը համակարգի կառուցվածքային պարամետրերից, պարբերությունից, ինչպես նաև ցույց են տալիս իդեալականին մոտ անցման հնարավորությունը և իդեալական անցման անհրաժեշտ պայմանը: Ատենախոսության 3 –րդ գլխում էլ դիտարկվում է ենթաալիքային ճեղքերի կիրառման մի այլ՝ դեռ քիչ ուսումնասիրված բնագավառ:

§ 1.2 Ոչ ռեզոնանսային (լայնաշերտ) անցումը միաճեղք և պարբերական ճեղքերի համակարգերով նորմալ անկման դեպքում

Պարզագույն համակարգը, որտեղ տեղի է ունենում լույսի արտասովոր անցումը, բարակ մետաղական էկրանին բացված միաճեղք համակարգն է: Ինչպես նշվեց ակնարկում, որոշ հեղինակներ ԼԱԱ -ն բացատրում էին ճեղքում առաջացած ՄՊՊ – ների հանգամանքով [41,88] կամ ընկնող և դիֆրակցված լույսի միջև մագնիսա-էլեկտրական ինտերֆերենցիայով, կամ էլ ճեղքում լոկալ ռեզոնատորների և ընկնող լույսի կապով [25,26,40]: Նշված բոլոր բացատրություններում լույսի անցումն ուներ ռեզոնանսային բնույթ: Լույսի ոչ ռեզոնանսային արտասովոր անցման երևույթի բացահայտումը ենթաալիքային ճեղքերում [8] անհրաժեշտություն ստեղծեց վերանայել արտասովոր անցման ֆիզիկական բացատրությունը, և արդյունքները ներկայացնել անալիտիկ բանաձևերի տեսքով, որոնք ճշգրիտ կերպով կնկարագրեն անցումը [98,99]:

Դիտարկվում է t հաստությամբ բարակ իդեալական մետաղում փորված d լայնությամբ միաչափ ենթաալիքային ճեղք (նկ. 18): Ընկնող դաշտի մագնիսական բաղադրիչը ուղղված է ճեղքի առանցքով (այսինքն՝ $H_z, E_x, E_y \neq 0$) և ընկնում է բարակ մետաղական թաղանթին ուղղահայաց (նորմալ անկում): Ընկնող ալիքի էլեկտրական և մագնիսական բաղադրիչները նկարագրվում են հետևյալ բանաձևերով՝

$$E_x^{in}(y) = E_0 e^{iky}, \quad H_z^{in}(y) = -E_0 Z^{-1} e^{iky}: \quad (1.7)$$

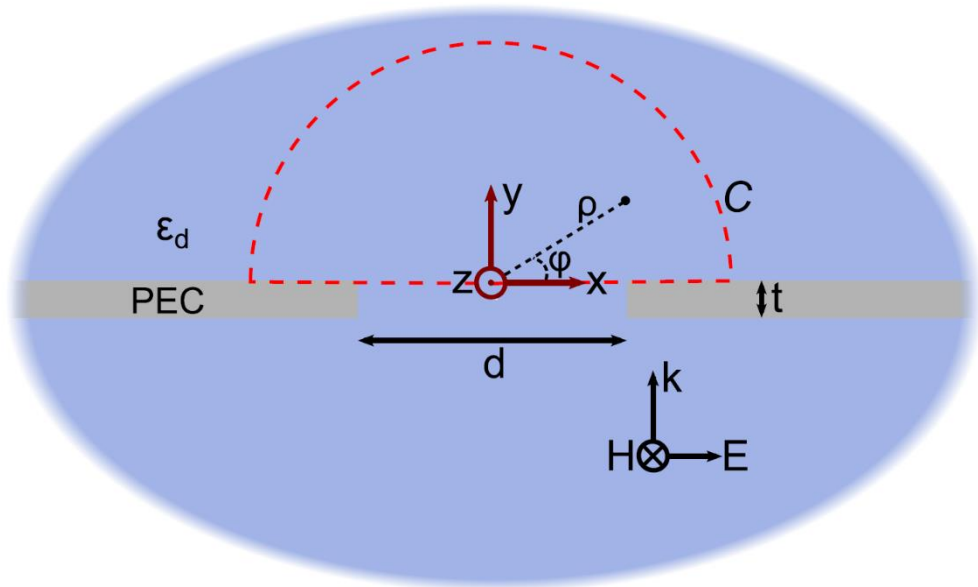
Այստեղ ենթադրվում է, որ ունենք մոնոքրոմատիկ ալիք՝ $\exp(-i\omega t)$, որտեղ $k = 2\pi/\lambda$ –ն ընկնող ալիքի ալիքային թիվն է ε_d դիէլեկտրիկ թափանցելիությամբ միջավայրում, $\lambda = \lambda_0/\sqrt{\varepsilon_d}$, λ_0 –ն ալիքի երկարությունն է վակուումում, E_0 –ն ընկնող էլեկտրական դաշտի ամպլիտուդն է, իսկ Z –ը՝ ալիքային դիմադրությունը:

Մեր խնդիրն է կապ գտնել ընկնող և անցած ալիքների դաշտերի միջև: Հաշվարկները սկսենք ենթադրելով, որ $t \ll d \ll \lambda$: Այսինքն՝

1. անցման պրոցեսի անալիտիկ բացատրության մեջ անտեսվում է մետաղի հաստությունը, ինչը հետագայում կտեսնենք, որ բնավ չի սահմանափակում ստացված

արդյունքների կիրառելիության սահմանը (արդյունքները ճիշտ են նաև բարակ, վերջավոր հաստությամբ այն մետաղների համար, որտեղ $t < d$):

2. $\rho > \lambda$ տիրույթում, որտեղ՝ $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$, ճեղքը կարելի է դիտարկել որպես ցրող կետային մասնիկ (scatterer):



Նկ. 18. t հաստությամբ բարակ իդեալական մետաղում փորված d լայնությամբ միաշափ ենթաալիքային ճեղքի սխեման: Համակարգը շրջապատող միջավայրը լցված է ϵ_d դիէլեկտրիկ թափանցելիությամբ նյութով, իսկ ընկնող TM (ρ) թվեռացված ալիքը տարածվում է y առանցքով:

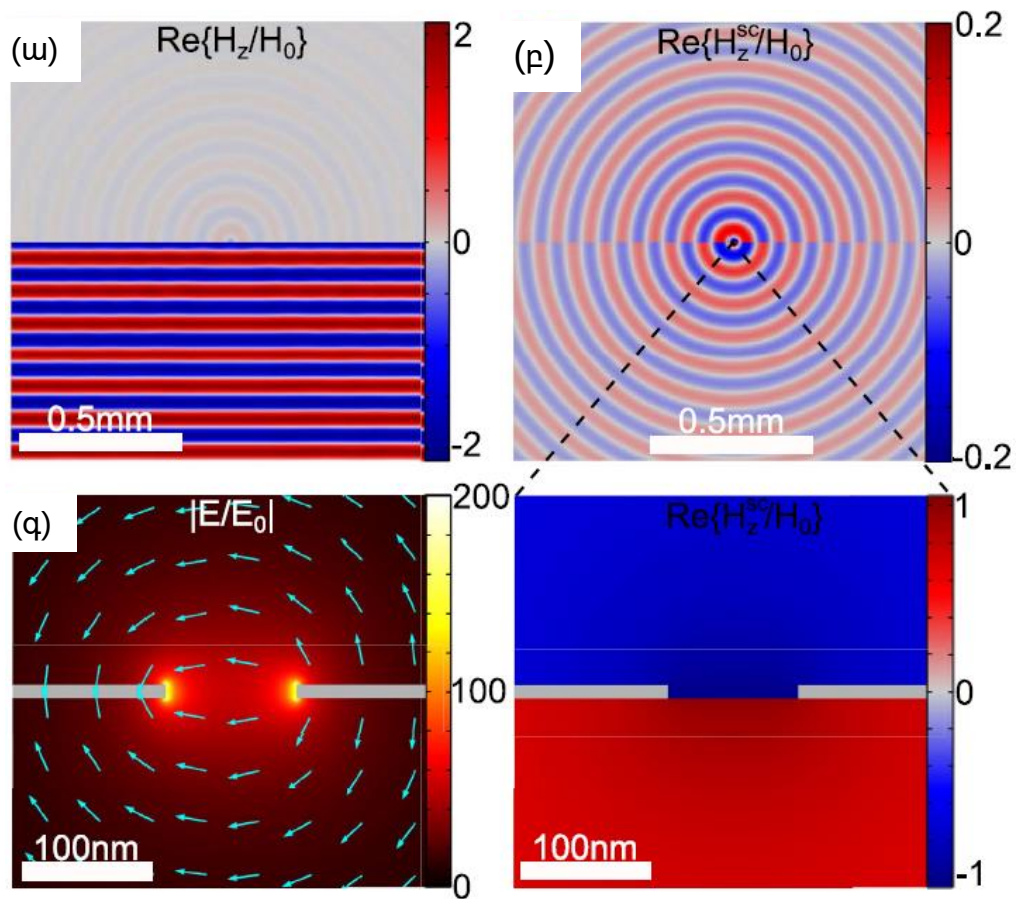
Համասեռ, իզոտրոպ միջավայրի համար, դաշտի մոտավոր լուծումները կարելի է ներկայացնել գլանային ալիքային ֆունկցիաների շարքի օգնությամբ [100]: Օգտվելով վերջին մոտավորությունից՝ ցրված դաշտերի համար գլանային կոորդինատական համակարգում կարող ենք գրել հետևյալ ֆունկցիոնալ ներկայացումները, որոնք ճիշտ են u' վերևի, u' ներքևի կիսահարթությունների համար.

$$E_{\varphi}^{sc}(\rho) = B H_1^{(1)}(k\rho)$$

$$H_z^{sc}(\rho) = -i B Z^{-1} H_0^{(1)}(k\rho) \quad (\rho \gg d), \quad (1.8)$$

որտեղ B –ն ամպլիտուդն է, $H_n^{(1)}$ –ն առաջին սեռի n –րդ կարգի Հանկելի ֆունկցիան է, իսկ $E_{\varphi} = -E_x \sin\varphi + E_y \cos\varphi$: φ անկյունը չափվում է ժամացույցի սլաքին հակառակ ուղղությամբ, սկսած x առանցքից (նկ. 18): Ինչպես երևում է (1.8) –ից, ցրված դաշտերն օժտված են գլանային սիմետրիայով, այսինքն կախված չեն φ անկյունից: Սա մեր կատարած կետային ցրիչի (scatterer) մոտավորության արդյունքն է: Այս մոտավորության

համապատասխանության իրականությանը կարելի է ստուգել վերջավոր տարրերի մեթոդով (ՎՏՄ)՝ օգտագործելով COMSOL Multiphysics միջավայրը: Խնդրի մոդելավորման և մեթոդի մասին մանրամասն կխոսենք այս գլխի 4 –րդ պարագրաֆում: Այժմ օգտագործենք թվային մոդելավորման արդյունքները կատարված մոտավորությունը ստուգելու համար: Նկ. 19 –ում պատկերված են թվային հաշվարկների միջոցով ստացված դաշտի տեսքերը: Ինչպես երևում է նկ. 19բ –ից, ճեղքից ցրված դաշտի մեծությունը կախված չէ տարածման ուղղությունից և բավական լավ նկարագրվում է Հանկելի ֆունկցիայի միջոցով: Ավելին՝ ինչպես երևում է նույն նկարից, վերևի և ներքևի կիսահարթություններում դաշտերի միակ տարբերությունը նշանի փոփոխությունն է (փուլը):



Նկ. 19. Մագնիսական լրիվ դաշտը (ա) և միայն ցրված բաղադրիչը (բ) $t = 10$ նմ հաստությամբ իդեալական մետաղական հաղորդչում փորված $d = 100$ նմ ճեղքով անցնելիս: Ալիքի երկարությունը վերցված է 100 մկմ: (գ) Էլեկտրական լրիվ դաշտը ճեղքի մոտ փրոյեկցիա: Սլաքներով ցույց է տրված էլեկտրական դաշտի ուղղությունը: Պատկերներում դաշտը նորմավորված է ընկնող դաշտի մեծությանը:

Այժմ մեր նպատակն է կարել ընկնող դաշտի ամպլիտուդը ճեղքում էլեկտրական դաշտի միջինացված ամպլիտուդին, որը կնշանակենք A տառով: Քանի որ դաշտերը կարելու ենք ճեղքի եզրի վրա, (1.8) հավասարումներում փոքր արգումենտների համար ($k\rho \ll 1$) Հանկելի ֆունկցիան կարող ենք գրել մոտավոր տեսքով՝

$$E_{\varphi}^{sc}(\rho) \cong \frac{-2iB}{\pi k\rho}$$

$$H_z^{sc}(\rho) \cong \frac{-iB}{Z} \left[1 + \frac{2i}{\pi} \ln(k\rho) \right] \quad (1.9)$$

Պետք է նկատենք, որ $H_0^{(1)}$ մոտարկումը, երբ $k\rho \ll 1$, ունի հիմնականում կեղծ լոգարիթմական անդամ, սակայն մենք պահել ենք նաև հաստատուն իրական անդամը (քառակուսի փակագծերում 1 գումարելին): Այս անդամն օգնում է ավելի ճշգրիտ նկարագրել ցրված դաշտի փուլը մոտիկ գոտում: Հանկելի 0 սեռի ֆունկցիայի՝ մինչև արգումենտի ($k\rho$) առաջին աստիճանը մոտարկման ժամանակ առաջանում է նաև կեղծ հաստատուն անդամ ($\cong -0.074i$), որը մենք անտեսել ենք փոքրության պատճառով: Ճեղքում էլեկտրական դաշտի արժեքը գտնելու համար կարող ենք օգտվել քվադրատատիկ մոտավորությունից (քանի որ ճիշտ է հետևյալ ենթադրությունը՝ $\rho \ll \lambda$) և ենթադրել, որ էլեկտրական դաշտի տանգենցիալ բաղադրիչը 0 է մետաղի մակերեսին և ունի A միջին արժեք ճեղքի եզրին:

$$E_x^{sc(+)}(x, y = 0) = A\vartheta\left(\frac{d}{2} - |x|\right) \quad (1.10)$$

$E_x^{sc(+)}$ -ում, փակագծի «+» նշանը ցույց է տալիս ճեղքից դեպի վերևի կիսահարթություն ցրված դաշտը, դեպի ներքևի կիսահարթություն ցրված դաշտը կնշանակենք՝ $E_x^{sc(-)}$: Դժվար չէ գտնել Պուասոնի հավասարման լուծումը վերին կիսահարթության համար, որը բավարարում է (1.10) սահմանային պայմանին:

$$E_x^{sc(+)}(x, y) = \frac{Ad}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin(kd/2)}{(kd/2)} e^{ikx - |k|y} dk, \quad (1.11)$$

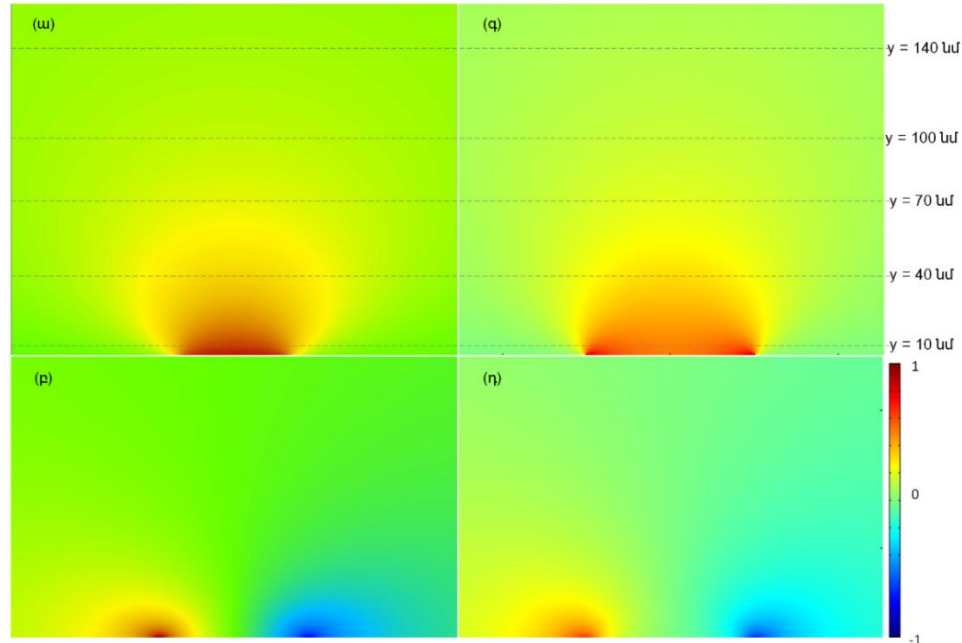
որտեղ ω -ն ընկնող ալիքի անկյունային հաճախությունն է. ենթադրվում է որ ունենք մոնոքրոմատիկ ալիք ($E \sim e^{-i\omega t}$): Արտահայտությունն ինտեգրելուց հետո կստանանք՝

$$E_x^{sc(+)}(x, y) = \frac{A}{\pi} \left\{ \arctan \left[\frac{2\left(\frac{2y}{d}\right)}{\left(\frac{2y}{d}\right)^2 + \left(\frac{2x}{d}\right)^2 - 1} \right] + \pi\vartheta \left(1 - \left[\frac{2y}{d} \right]^2 - \left[\frac{2x}{d} \right]^2 \right) \right\} \quad (1.12)$$

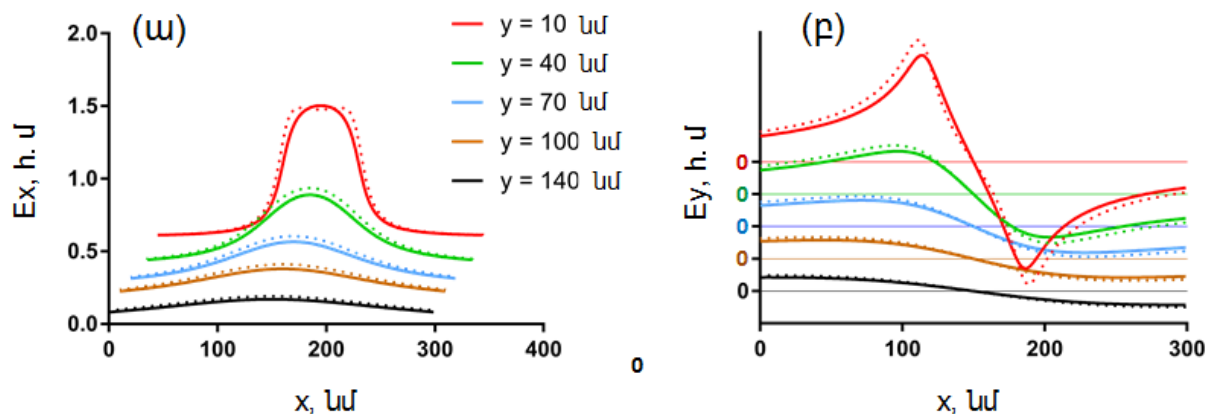
Օգտվելով Մաքսվելի 4 -րդ հավասարումից ($\text{div} \vec{E} = 0$) և ենթադրելով, որ ճեղքի մոտ չկան կուտակված լիցքեր, ինչպես նաև $E_z = 0$, $E_y(x, y)$ բաղադրիչի համար կստանանք՝

$$E_y^{sc(+)}(x, y) = -\frac{A}{2\pi} \ln \left[\frac{\left(\frac{2y}{d}\right)^2 + \left(1 + \frac{2x}{d}\right)^2}{\left(\frac{2y}{d}\right)^2 + \left(1 - \frac{2x}{d}\right)^2} \right] \quad (1.13)$$

Մինչև առաջ շարժվելը, ստուգենք (1.12) և (1.13) արտահայտությունների համապատասխանությունը թվային ՎՏ մեթոդի օգնությամբ ստացված արդյունքներին: Նկ. 20 –ում թվային հաշվարկների արդյունքները համեմատված են (1.12) և (1.13) արտահայտությունների հետ:



Նկ. 20. (1.12) և (1.13) արտահայտությունների համեմատությունը թվային հաշվարկների հետ: (ա) (1.12) ֆունկցիայով նկարագրվող E_x և (բ) (1.13) –ով նկարագրվող E_y դաշտերի տեսքը ճեղքին մոտ տիրույթում: COMSOL Multiphysics միջավայրում ՎՏՄ–ով հաշված (գ) E_x և (դ) E_y դաշտերի ճեղքին մոտ տիրույթում, երբ $t = 10$ նմ, $d = 70$ նմ, $\lambda = 10$ մկմ: Թվային հաշվարկներում որպես մեծագույն ընտրված է արժաթիվը: (ա) և (գ) նկարներում ընդհանուր գծերով նշված են $y = 10, 40, 70, 100, 140$ նմ գծերը, որոնց վրա դաշտերի արժեքները կապարկներ են գրաֆիկորեն: (1.12) և (1.13) նկարագրվող դաշտերը նորմավորված են $A = 1$ պայմանի օգնությամբ, մինչդեռ թվային մեթոդներով հաշվարկված դաշտերը նորմավորված են $E_x^{(+)}(0,0) = 1$ պայմանով:



Նկ. 21. (1.12) և (1.13) արտահայտությունների համեմատությունը թվային հաշվարկների հետ ճեղքից տարբեր բարձրությունների վրա՝ գրաֆիկական տեսքով: Անալիտիկ կորերը պարկերված են հոծ գծերով, իսկ թվային հաշվարկների արդյունքները՝ կետագծերով: (ա) (1.12) ֆունկցիայով նկարագրվող E_x դաշտի համեմատությունը թվային մեթոդներով հաշվարկված դաշտի հետ: Այստեղ ամեն նախորդ կոր հաջորդից շեղված է 0.2 միավոր դեպի վերև և 10 նմ դեպի աջ՝ պարկերը չխճճելու նպատակով: (բ) (1.13) ֆունկցիայով նկարագրվող E_y դաշտի համեմատությունը թվային մեթոդներով հաշվարկված դաշտի հետ: Այստեղ ամեն նախորդ կոր հաջորդից շեղված է դեպի վերև՝ պարկերը չխճճելու նպատակով: Յուրաքանչյուր կորի համար բարակ, հարիզոնական գծով նշված է համապատասխան կորի 0 առանցքը:

Համեմատությունն ավելի ակնառու դարձնելու նպատակով նկ. 21 –ում պատկերված են դաշտերի արժեքները ճեղքից տարբեր բարձրությունների վրա գծված երևակայական գծերի երկայնքով (տե՛ս նկ. 20):

(1.12) և (1.13) արտահայտությունները, պարզեցնելով $d \ll \rho \ll \lambda$ տիրույթում և անցնելով գլանային կոորդինատական համակարգի, կստանանք բավականին պարզ արտահայտություններ՝

$$\begin{aligned} E_{\rho}^{SC(+)} &= 0 \\ E_{\varphi}^{SC(+)} &= -\frac{Ad}{\pi\rho}; \end{aligned} \quad (1.14)$$

Այստեղ վերին կիսահարթությանը համապատասխանում է բացասական նշանը, իսկ ներքևի կիսահարթությանը (որտեղից ընկնում է հարթ ալիքը)՝ դրականը, իսկ

$$A = \frac{1}{d} \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} E_{\varphi}^{SC(+)}(x, y=0) dx \quad (1.15)$$

Օգտագործելով (1.9) և (1.15) հավասարումները, արդեն կարող ենք կապ գտնել ցրված դաշտի ամպլիտուդի և ճեղքում դաշտի միջին արժեքի միջև՝

$$B = \frac{-i\pi d}{\lambda} A: \quad (1.16)$$

Ունենալով (1.16) արտահայտությունը մեզ մնում է միայն կապ գտնել ընկնող դաշտի E_0 ամպլիտուդի և ճեղքում՝ դաշտի A միջին արժեքի միջև: $d \ll \lambda$ պայմանից պարզ է, որ ճեղքից հետո ցրված դաշտը պետք է շատ փոքր լինի ընկնող ալիքի համեմատությամբ: Այս փաստը հատկապես լավ է երևում նկ. 19ա –ում, որտեղից ակնհայտ է դառնում, որ ներքևի կիսահարթությունում դոմինանտ դաշտը կանգուն ալիքն է, որը ձևավորվում է ընկնող և մետաղի մակերեսից անդրադարձած ալիքների ինտերֆերենցիայի արդյունքում:

$$E_x^{(-)}(y) = 2iE_0 \sin(ky), \quad H_z^{(-)}(y) = -2E_0 Z^{-1} \cos(ky): \quad (1.17)$$

Այստեղից ակնհայտ է, որ էլեկտրական դաշտը մետաղի մակերեսին ($y = 0$) 0 է դառնում, հետևաբար E_x –ի անընդհատությունը ճեղքի մոտ վերածվում է դեպի ներքևի

կիսահարթություն ցրված $E_x^{SC(-)}$ դաշտի անընդհատության: Այստեղից հետևում է, որ $E_x^{SC(+)}(x, y) = E_x^{SC(-)}(x, -y)$ (ինչպես երևում է նկ. 19գ -ում): Ավելին՝ քանի որ E_x^{SC} -ը ճեղքում դոմինանտ դաշտն է և նվազում է y առանցքի երկայնքով ճեղքից հեռանալիս, ցրված մագնիսական դաշտը, որը համեմատական է $\frac{\partial E_x^{SC}}{\partial y}$, պետք է բավարարի հետևյալ պայմանին՝ $H_z^{SC(+)}(x, y) = -H_z^{SC(-)}(x, -y)$ (ինչպես երևում է նկ. 19բ -ում): Մագնիսական դաշտի անընդհատությունից կունենանք՝ $H_z^{SC(+)} = H_z^{(-)} + H_z^{SC(-)}$, կամ օգտագործելով վերևում ստացված առնչությունը՝ $H_z^{SC(+)} = H_z^{(-)} - H_z^{SC(+)}$: Այստեղ, ենթադրելով, որ մագնիսական դաշտը հաստատուն է ճեղքում (կարող ենք համոզվել նկ. 19բ -ում, խոշորացված նկարից), (1.17) -ից կստանանք՝

$$H_z^{SC(+)} = -E_0/Z \quad (1.18)$$

Վերջապես, E_0 ամպլիտուդի և ճեղքում դաշտի A միջին արժեքի միջև կապ գտնելու համար օգտվենք դաշտի համագործության սկզբունքից իդեալական մետաղներում բացված ճեղքերի համար [101]: Հայտնի է, որ ճեղքից ցրված դաշտը համարժեք է $J_m = -2\hat{n} \times E_a$ մագնիսական հոսանքից ճառագայթմանը, որտեղ $\hat{n}$ -ը մակերևույթի նորմալն է, իսկ E_a -ն ճեղքի էլեկտրական դաշտը: Ենթաալիքային ճեղքի դեպքում, մագնիսական հոսանքը կարելի է մոտարկել հետևյալ կերպ՝ $J_m = 2Ad\hat{z}$: Ընդգծենք, որ (1.9) -ում գրված դաշտի հետ համագործության սկզբունքը ճիշտ է միայն $\rho \gg d$ տիրույթում: Այնուամենայնիվ, որպեսզի դաշտերն ունենան միևնույն ամպլիտուդը և փուլը $\rho \gg d$ տիրույթում, պետք է տեղի ունենա հետևյալ հավասարությունը՝

$$\frac{2}{d} \int_0^{d/2} H_z^{SC(+)} d\rho = -\frac{E_0}{Z}, \quad (1.19)$$

որը կապում է $\rho \leq d/2$ տիրույթում կետային աղբյուրի մագնիսական դաշտը ճեղքում մագնիսական դաշտի արժեքի հետ: (1.19) -ում, տեղադրելով $H_z^{SC(+)}$ դաշտի արժեքը (1.9) -ից, ինտեգրելով և օգտագործելով (1.16) առնչությունը՝ մենք վերջապես կստանանք կապ ընկնող ալիքի ամպլիտուդի և ճեղքում էլեկտրական դաշտի միջին արժեքի միջև.

$$A = \frac{\lambda}{d} \frac{i}{i\pi + 2 \left[\ln\left(\frac{\lambda}{\pi d}\right) + 1 \right]} E_0 \quad (1.20)$$

Ինչպես սպասվում էր, ոչ դիսպերսիոն միջավայրում և մետաղի շատ բարակ հաստության պայմաններում, ճեղքում դաշտի միջին ուժեղացումը (A/E_0) կախված է միայն λ/d հարաբերությունից: Ունենալով կապն ընկնող և ցրված դաշտերի

ամպլիտուդների միջև՝ այժմ կարող ենք հաշվել ենթաալիքային ճեղքից դեպի հեռու գոտի անցած դաշտը ($\rho \gg \lambda$): Հեռու գոտում արդեն կարող ենք օգտագործել Հանկելի ֆունկցիաների ասիմպտոտիկ մոտավորությունը մեծ արգումենտների համար, որից հետո հեռու գոտում ցրված դաշտի համար կարող ենք գրել՝

$$H_z^{SC(+)}(\rho) \cong \frac{-iB}{Z} \sqrt{\frac{2}{\pi k \rho}} e^{i(k\rho - \frac{\pi}{4})}, \quad (1.21)$$

Էլեկտրական դաշտի համար էլ ունեինք՝ $E_\varphi^{(+)} = iZH_z^{SC(+)} e^{-\pi/2}$: Այսպիսով, Պոյնտինգի վեկտորն ունի միայն ոչ - զրոյական ρ կոմպոնենտ և կարելի է գրել $S_\rho = \frac{1}{2} Z |H_z^{SC(+)}|^2$: Անցած լրիվ հզորության համար կունենանք՝

$$P_{tr} = \int_0^\pi S_\rho \rho d\varphi = \frac{\lambda}{2Z} \frac{1}{\pi + \frac{4}{\pi} \left[\ln\left(\frac{\lambda}{\pi d}\right) + 1 \right]^2} E_0^2: \quad (1.22)$$

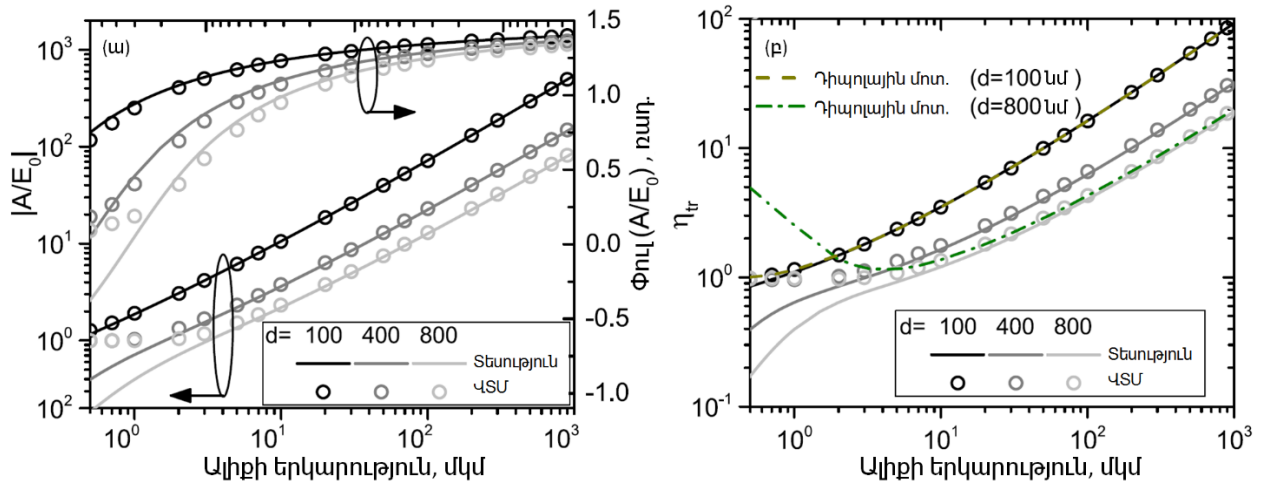
Լույսի արտասովոր անցման երևույթներում հետաքրքրական մեծություն է հանդիսանում ճեղքից անցած հզորության հարաբերությունը ճեղքի մակերեսին ընկած հզորությանը՝ անցման էֆֆեկտիվությունը: Այս մեծության համար կստանանք՝

$$\eta_{tr} = \frac{\lambda}{d} \frac{1}{\pi + \frac{4}{\pi} \left[\ln\left(\frac{\lambda}{\pi d}\right) + 1 \right]^2}: \quad (1.23)$$

$\lambda > d$ տիրույթում, ֆիքսված d չափսի դեպքում, λ/d -ն ավելի արագ աճող ֆունկցիա է քան $\ln(\lambda/(\pi d))$ -ն: Այստեղից հետևում է, որ անցման էֆֆեկտիվությունը և ճեղքում դաշտի ուժեղացումը մոնոտոն կերպով աճում են ալիքի երկարության աճին զուգընթաց: Այս կախվածությունը $\lambda \gg d$ տիրույթում գրեթե գծային է, որը ճշգրտորեն համընկնում է $S < g$ տիրույթում կատարված փորձերի հետ [8]:

Այժմ պարզենք ստացված (1.20) և (1.23) տեսական բանաձևերի կիրառելիությունը՝ ենթաալիքային ճեղքով լույսի արտասովոր անցման երևույթները բնութագրելիս: Այս նպատակով թվային մեթոդների միջոցով ստացված արդյունքները համեմատենք ստացված բանաձևերի հետ: Որպես ամենաակնառու օրինակ սկսենք ճեղքի վրա ընկնող և ճեղքում դաշտի միջին ամպլիտուդի և փուլի համեմատությունից՝ տարբեր չափսերի ճեղքերի համար ($d = 100, 400, 800$ նմ)՝ $0.5 - 1000$ մկմ սպեկտրում, երբ իդեալական մետաղի հաստությունը 10 նմ է (նկ. 22ա): Հաշվի առնելով, որ (1.20) բանաձևի դուրս բերման համար օգտագործվել են մոտավորություններ, ուշագրավ է տեսնել, թե ինչպիսի ճշտությամբ են համընկնում ճեղքում դաշտի թե՛ ամպլիտուդը, թե՛

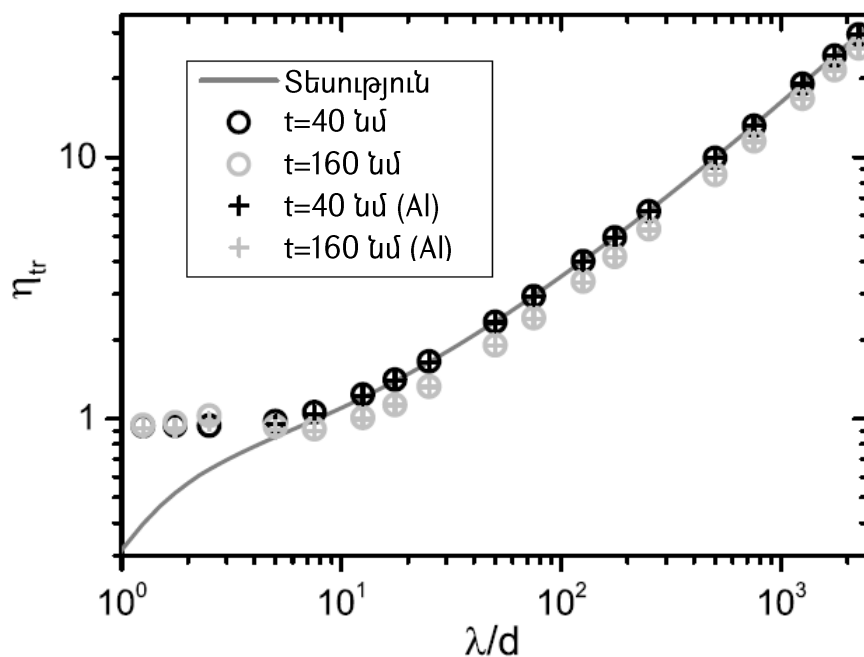
փուլը թվային հաշվարկների հետ, երբ $\frac{\lambda}{d} > 10$ և միայն շատ փոքր տարբերությամբ՝ ընդհուպ մինչև $\frac{\lambda}{d} \sim 5$: Հարկ է նկատել, որ ալիքի երկարությունից փուլի կախվածության այսպիսի մեծ ճշտությունը պայմանավորված է (1.9) –ում Հանկելի ֆունկցիան մոտարկելիս իրական հաստատուն անդամի պահպանմամբ:



Նկ. 22. Տեսական (հոծ գծեր) և թվային մեթոդներով (շրջանագծեր) հաշվարկները: (ա) էլեկտրական դաշտի միջին արժեքը ճեղքում և (բ) անցման էֆֆեկտիվությունը՝ կախված ալիքի երկարությունից, 10 նմ հաստությամբ իդեալական մետաղում բացված փարբեր լայնության ճեղքերի համար: (բ) –ում ընդհափ գծերով պատկերված են նաև անցման էֆֆեկտիվությունները դիպոլային մոտավորության դեպքում, երբ ճեղքում էլեկտրական դաշտի ամպլիտուդը վերցնում ենք թվային հաշվարկներից:

Ստացված տեսական արտահայտությունը ցույց է տալիս, որ ինֆրակարմիր և ավելի մեծ ալիքի երկարությունների տիրույթներում ստանդարտ նանոմշակման եղանակներով ստեղծված ճեղքերում հնարավոր է ստանալ դաշտի զգալի ուժեղացում՝ (1.20) բանաձևի օգնությամբ ճիշտ ընտրելով λ/d հարաբերությունը: Համապատասխան անցման էֆֆեկտիվությունը՝ կախված ալիքի երկարությունից (նկ. 22բ), լավ համաձայնության մեջ է թվային հաշվարկների հետ, երբ $\frac{\lambda}{d} > 10$: Հատկանշական է, որ այստեղ անցման էֆֆեկտիվությունը շատ մեծ է ($\eta_{tr} \gg 1$) և ցուցաբերում է արտասովոր միտում՝ աճելով λ/d –ի աճին զուգընթաց: Ճեղքից և կետային աղբյուրից ցրված դաշտերի հավասարարժեքության մոտավորության համեմատական վերլուծության համար նկարում պատկերված են նաև դիպոլային մոտավորությամբ նկարագրվող կորերը, որտեղ ճեղքում էլեկտրական դաշտի միջին արժեքը վերցվել է թվային հաշվարկներից: Ինչպես սպասվում էր, ցրող կետային մասնիկի մոտավորությունը չի աշխատում արդեն $\lambda/d \leq 5$ դեպքում, որն ակնհայտորեն երևում է $d = 800$ նմ դեպքի համար: Անալիտիկ բանաձևերի ստացման ընթացքում ենթադրվել էր նաև, որ մետաղն

անվերջ բարակ է կամ $t \ll d$: Որպեսզի չափենք, թե ինչպիսի ազդեցություն է թողնում մետաղի վերջավոր հաստությունը ստացված բանաձևերի ճշտության վրա, նկ. 23 –ում դիտարկվում է թվային մեթոդներով հաշված անցման էֆֆեկտիվությունը $\frac{d}{t} = 10$ և $\frac{d}{t} = 2.5$ դեպքերի համար և համեմատվում բանաձևի հետ: Ակնհայտ է, որ երբ $t \ll d$ պայմանը խստորեն չի պահպանվում, անալիտիկ ներկայացումը շատ փոքր չափով գերազնահատում է անցման էֆֆեկտիվությունը: Չնայած սրան, ալիքի երկարությունից կախվածության տեսքը, միևնույնն է, լավ համընկնում է $\lambda \gg d$ տիրույթում: Ավելին՝ նկ. 23 –ից պարզ է դառնում, որ այլումինե էկրանին, որի դիէլեկտրիկ թափանցելիությունը վերցվել է [102] –ից, փորված ենթաալիքային ճեղքով անցման էֆֆեկտիվությունը գործնականում չի տարբերվում իդեալական հաղորդչում անցման արժեքներից: Այս պատճառով առաջարկված տեսական արդյունքները կարող են մեծ ճշտությամբ կիրառվել մեծ թվով մետաղների համար ինֆրակարմիր և ավելի երկարալիք տիրույթներում:



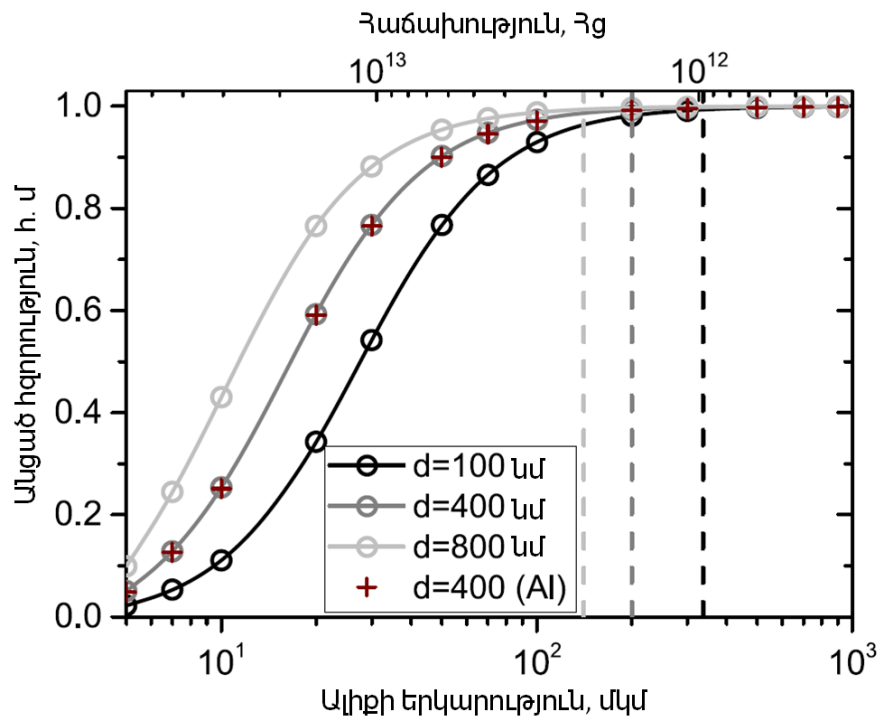
Նկ. 23. Անցման էֆֆեկտիվության սպեկտրի տեսական (հոծ գծեր) և թվային մեթոդներով (շրջանագծեր) հաշվարկները $t = 40$ նմ և $t = 160$ նմ դեպքերի համար, երբ $d = 400$ նմ: «+» նշաններով ցույց է տրված նույնը, երբ իդեալական մետաղի փոխարեն օգտագործված է այլումին:

Առաջարկված տեսական բանաձևերի հաջորդ կիրառությունը ճեղքերի Λ պարբերությամբ պարբերական համակարգն է: Այստեղ ենթադրում ենք, որ $t \ll d \ll \Lambda \ll \lambda$: $d \ll \Lambda$ պայմանը ցույց է տալիս, որ հարևան ճեղքերի միջև կապը բավական թույլ է, այսինքն պարբերական համակարգի հատկությունները հիմնականում

պայմանավորված են մի ճեղքի հատկություններով: Այս պարագայում կարելի է ցույց տալ, որ պարբերական համակարգը կարող է ցուցադրել ոչ-ռեզոնանսային (լայնաշերտ) իդեալական անցում, երբ՝

$$\eta_{tr}d \geq \Lambda \quad (1.24)$$

Թվային հաշվարկները ցույց են տալիս, որ իդեալական հաղորդչում կամ այլումինում փորված պարբերական ճեղքային համակարգից անցած ճառագայթումը կտրուկ աճում է ալիքի երկարության աճին զուգընթաց (նկ. 24): Հետաքրքրական կերպով, այս պարբերական համակարգից անցումը հասնում է ընդհուպ մինչև իդեալական անցման՝ սկսած այն ալիքի երկարությունից, որը կանխատեսվել էր դուրս բերված բանաձևերի կողմից՝ $\eta_{tr}d = \Lambda$:



Նկ. 24. Պարբերական ճեղքերի համակարգից անցման սպեկտրը, երբ $t = d/10$, $d = 100, 400, 800$ նմ և $\Lambda = 4$ մկմ: «+» նշաններով ցույց է տրված $d = 100$ նմ դեպքում անցումն արժաթե մետաղական էկրանից: Ուղղահայաց ընդհուպ գծերը ցույց են տալիս բանաձևերով կանխատեսված իդեալական անցման ալիքի երկարությունը:

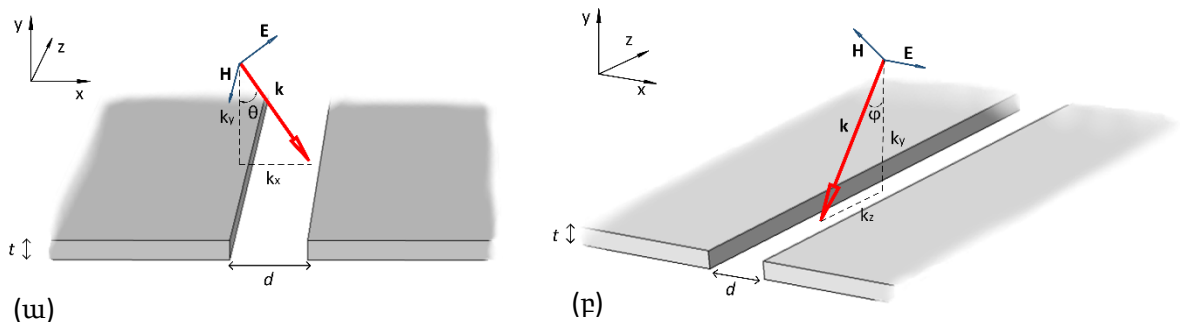
§ 1.3 Ոչ ռեզոնանսային (լայնաշերտ) անցումը ճեղքով ոչ նորմալ անկման դեպքում

Լույսի արտասովոր անցման բնույթը և համակարգի հատկությունները հասկանալու համար հետաքրքիր է իմանալ անկյան տակ անկման դեպքում անցման հատկությունները: Ինչպես արդեն ակնարկում նշվել է, [28,29] աշխատանքներում հեղինակները դիտարկում են ԼԱԱ երևույթն անկման անկյունից կախված,

համապատասխանաբար p - և s - բևեռացված ալիքների համար: Այս աշխատանքներում լույսի անցումն ուներ խիստ ռեզոնանսային բնույթ և պայմանավորված էր ընկնող լույսի և մակերևութային մոդերի ռեզոնանսային կապով: Ենթաալիքային ճեղքով լույսի ոչ ռեզոնանսային անցման հնարավորության բացահայտումը և տեսական բացատրությունը (տե՛ս § 1.2) անհրաժեշտություն առաջացրեցին վերանայել անցման անկյունային կախվածությունն այս դեպքի համար [103]: Այս պարագրաֆում թվային մեթոդներով ինֆրակարմիր տիրույթում հետազոտվել են ԼԱԱ հատկություններն անկյան տակ անկման դեպքում: Դիտարկվել է երկու կարևոր դեպք՝

1. p - բևեռացված ալիք, երբ մագնիսական դաշտի վեկտորը զուգահեռ է մետաղի մակերևույթին և ճեղքի առանցքին (նկ. 25ա),
2. s - բևեռացված ալիք, երբ էլեկտրական դաշտի վեկտորը զուգահեռ է մետաղի մակերևույթին և ուղղահայաց ճեղքի առանցքին (նկ. 25բ):

Այստեղ նույնպես ենթադրվում է, որ ընկնող ալիքի երկարությունը շատ մեծ է ճեղքի լայնությունից, որն էլ իր հերթին մեծ է մետաղի հաստությունից:



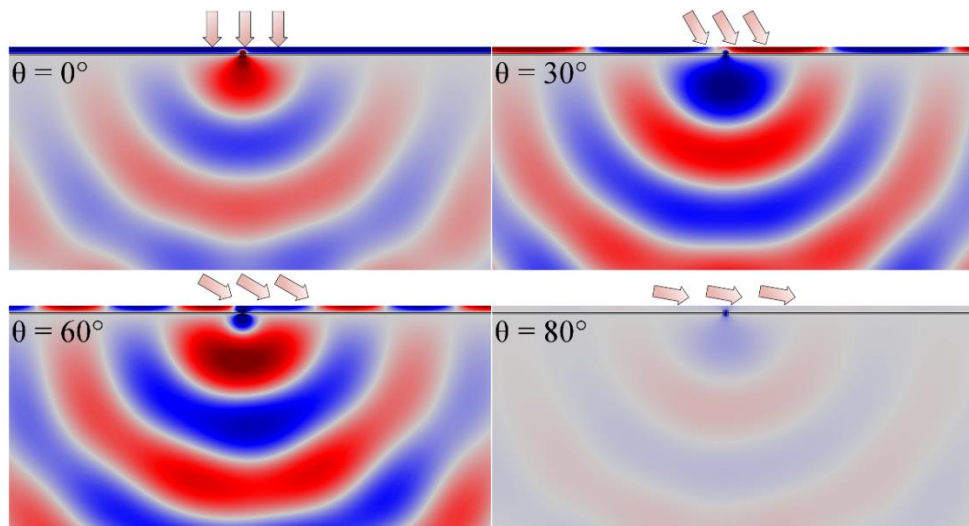
Նկ. 25. Ուսումնասիրվող համակարգի կառուցվածքային սխեման: (ա) Երբ p - բևեռացված հարթ ալիքի ալիքային վեկտորը XOY հարթությունում է: (բ) Երբ s - բևեռացված հարթ ալիքի ալիքային վեկտորը ZOY հարթությունում է:

Ի տարբերություն նախորդ պարագրաֆի, այստեղ օգտագործվել է վերջավոր տարբերությունների մեթոդը ժամանակային տիրույթում (FDTD), քանի որ այս մեթոդի որոշ առանձնահատկություններ արդյունքներն ավելի ստաբիլ և ճշգրիտ են դարձնում անկման մեծ անկյունների դեպքում: Այս մեթոդի և կառուցված մոդելի առանձնահատկությունների մասին առավել մանրամասն կխոսենք այս գլխի 4 –րդ պարագրաֆում: Այժմ ներկայացնենք, թե ինչ հատկություններ ունի լույսի ոչ ռեզոնանսային արտասովոր անցման երևույթը, երբ ալիքն ընկնում է անկյան տակ: Սկսենք p - բևեռացված ալիքի դեպքից, երբ ընկնող ալիքի ալիքային $\mathbf{k}$ վեկտորն ընկած է XOY հարթությունում ($\varphi = 0^\circ$, նկ. 25ա), և փոփոխենք անկման անկյունը 0 -ից 89

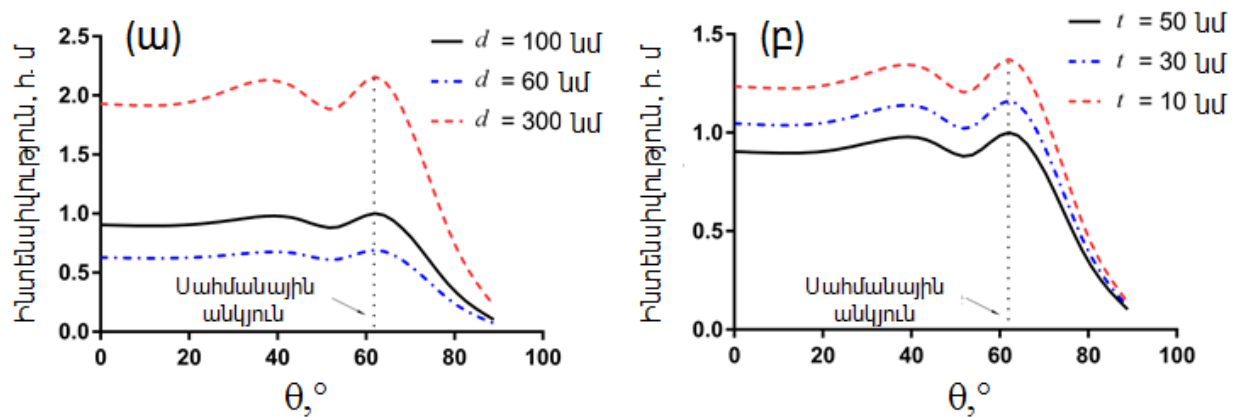
աստիճան՝ անցման ինտենսիվության կախվածությունը անկման անկյունից ստանալու նպատակով: Նկ. 26 –ում պատկերված է էլեկտրական դաշտի բաշխվածությունը՝ տարբեր անկման անկյունների դեպքում, p - բևեռացված ալիքների համար: Քանի որ թվային հաշվարկներում լույսն ընկնում է վերևի կիսահարթությունից, այդ կիսահարթությունում ստացվում է կանգուն ալիք, որն առաջանում է ընկնող և մետաղից անդրադարձած ալիքների ինտերֆերենցիայի արդյունքում: Այս տիրույթն իր մեջ արժեքավոր ինֆորմացիա չի պարունակում, այդ պատճառով մենք կենտրոնանում ենք ճեղքից անցած էլեկտրական դաշտի վրա՝ ներքևի կիսահարթությունում՝ ճեղքին մոտ տիրույթում: Ինչպես ենթադրվեց և հետագայում ապացուցվեց նախորդ պարագրաֆում և [98,99] –ում, նորմալ անկման դեպքում ճեղքից ցրված դաշտը նկարագրվում է Հանկելի ֆունկցիայով: Ինչպես տեսնում ենք, այստեղ նույնպես, անկախ անկման անկյունից, ցրված դաշտի բաշխվածությունը կարելի է ներկայացնել Հանկելի ֆունկցիայի օգնությամբ:

Նկ. 26 –ում պատկերված դեպքի համար, ճեղքով անցած հզորության կախվածությունն անկման θ անկյունից պատկերված է նկ. 27 –ում հոծ գծով: Հաջորդիվ, ուսումնասիրվում է լույսի արտասովոր անցման կախվածությունն անկման անկյունից իդեալական մետաղի տարբեր հաստությունների և ճեղքի տարբեր լայնությունների դեպքում: Նկ. 27ա և (բ) –ից երևում է, որ անկյունային կախվածության կորի վարքը նույնն է տարբեր կառուցվածքային պարամետրերի դեպքում: Միակ զգալի տարբերությունը դա անցած էներգիայի մեծությունն է, որը լավ համաձայնության մեջ է նախորդ պարագրաֆում դիտարկված նորմալ անկման դեպքում ($\theta = 0^\circ$) ստացված տեսական և թվային հաշվարկների հետ: Ինչպես կարելի է համոզվել նկ. 27 –ից, իդեալական հաղորդչում բացված ճեղքից անցումն ունի ոչ-ռեզոնանսային բնույթ, երբ $t < d$, քանի որ ՀԱԱ անկյունային կախվածության կորի տեսքը կախված չէ կառուցվածքային պարամետրերից:

Հաջորդիվ, ուսումնասիրվում է ՀԱԱ երևույթն իրական մետաղների համար՝ ինֆրակարմիր տիրույթում օգտագործելով [102] –ում բեկման ցուցիչների համար գրված արժեքները: Ինչպես սպասվում էր, կորերը ոսկու և արծաթի համար գրեթե իդեալական



Նկ. 26. Էլեկտրական դաշտի բաշխվածությունը ճեղքի մոտ p - և ռեռացված ալիքի տարբեր անկման անկյունների համար, երբ $d = 100$ նմ, իդեալական հաղորդչի հաստությունը $t = 50$ նմ և ալիքի երկարությունը $\lambda = 5000$ նմ: Նկարում p - և ռեռացված ընկնող ալիքի ուղղությունը ցույց է տրված սլաքներով:

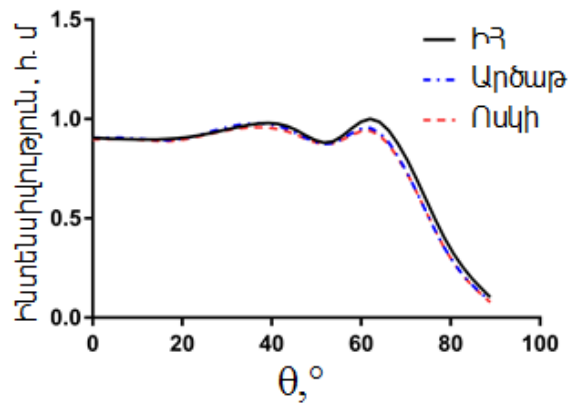


Նկ. 27. Բարակ իդեալական մետաղական հաղորդչում փորված ենթաալիքային ճեղքով անցած հզորության կախվածությունը p - և ռեռացված 5000 նմ ալիքի երկարությամբ ընկնող ալիքի անկման անկյունից: (ա) $t = 50$ նմ, տարբեր d լայնությունների համար: (բ) $d = 100$ նմ, տարբեր t հաստությունների համար: Բոլոր կորերը նորմավորված են $t = 50$ նմ և $d = 100$ նմ (հոծ գիծ) կորի նկատմամբ: Կորերի արժեքները պատկերված են մինչև 88° անկյունը:

կերպով համընկնում են իդեալական մետաղի կորի հետ (նկ. 28), քանի որ այս տիրույթում մետաղների բեկման ցուցիչները բավականաչափ մեծ են իդեալական մետաղ համարվելու համար:

Մինչ առաջ շարժվելը, դիտարկվում է նաև լույսի արտասովոր անցման սպեկտրի կախվածությունը p - և ռեռացված լույսի θ անկյունից ինֆրակարմիր տիրույթում, երբ $t < d$: Ինչպես կարելի է տեսնել նկ. 29 -ից, տարբեր ալիքի երկարությունների վրա լույսի արտասովոր անցման՝ անկման անկյունից կախվածության, միակ նշանակալի տարբերությունն անցած հզորության մեծությունն է, ինչը լավ համընկնում է նախորդ պարագրաֆում ստացված տեսական բանաձևերի հետ՝ նորմալ անկման դեպքում: Ամփոփելով մինչ այս ստացված արդյունքները՝ ակնհայտ է, որ անցած հզորությունը ոչ-

ռեզոնանսային անցման դեպքում պրակտիկորեն կախված չէ անկման անկյունից՝ մինչև որոշ սահմանային անկյուն ($\theta \approx 62^\circ$), որից հետո կտրուկ նվազում է մինչև 0 արժեքը:

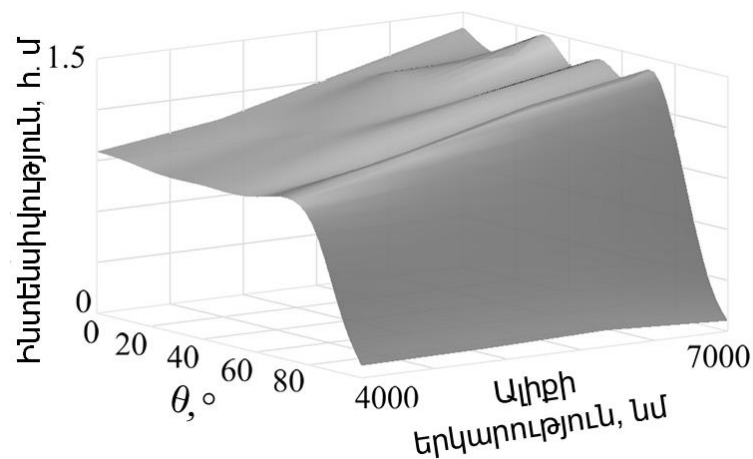


Նկ. 28. Քարակ մետաղական հաղորդչում փորված ենթաալիքային ճեղքով անցած հզորության կախվածությունը p -բևեռացված 5000 նմ ալիքի երկարությամբ ընկնող ալիքի անկման անկյունից ոսկու և արծաթի քարակ էկրանների համար, երբ $t = 50$ նմ և $d = 100$ նմ: Կորերը նորմավորված են իդեալական հաղորդչի ($I <$) կորի նկատմամբ (հոծ գիծ):

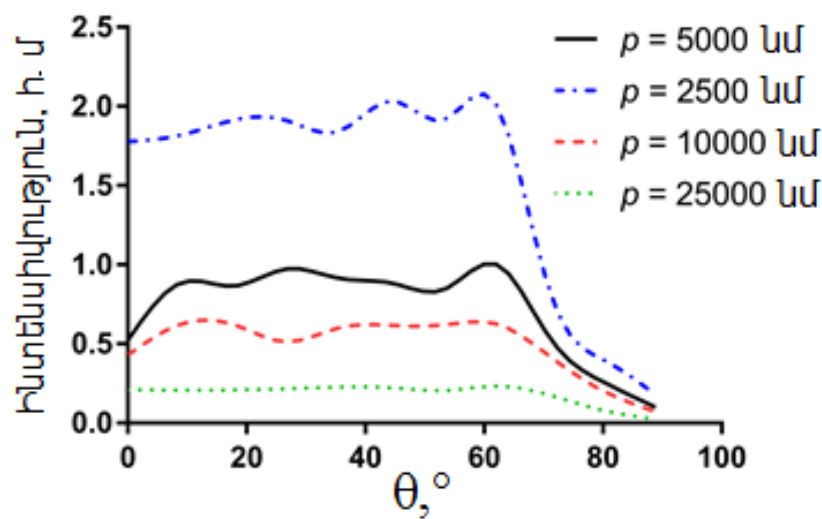
Սահմանային անկյան արժեքն իր հերթին պրակտիկորեն կախված չէ համակարգի կառուցվածքային պարամետրերից, ալիքի երկարությունից և մետաղի տեսակից:

Այժմ դիտարկվում է ճեղքերի պարբերական համակարգ, որտեղ ընկնող p -բևեռացված ալիքի ալիքային վեկտորը դեռ XOY հարթությունում է ($\varphi = 0$, նկ. 25ա): Ինչպես նախորդ պարագրաֆում, այստեղ էլ համակարգի p պարբերությունը շատ անգամ մեծ է ճեղքի d լայնությունից, ինչն ապահովում է, որ անցման մեջ գլխավոր դերակատարումն ունենան ինդիվիդուալ ճեղքերը: Պարբերական ճեղքերի համակարգից անցած հզորության անկյունային կախվածության կորերը տարբեր p պարբերությունների համար ներկայացված են նկ. 30 –ում:

Ինչպես պարզ է դառնում, սահմանային անկյունը մնում է նույնն ինչ միաճեղք համակարգում էր և կախված չէ ճեղքերի պարբերությունից: Այստեղից էլ կարելի է ենթադրել, որ սահմանային անկյան արժեքը հենց ճեղքի հատկությունն է, այսինքն պարբերական համակարգն օգնում է մեծացնել անցման էֆֆեկտիվությունը (ինչպես ցույց է տրված նախորդ պարագրաֆում), բայց չի բերում որևէ փոփոխություն սահմանային անկյան արժեքի մեջ ոչ-ռեզոնանսային անցման դեպքում: Այս երևույթը հատկապես հետաքրքիր է, երբ համեմատության մեջ է դրվում լույսի ռեզոնանսային արտասովոր անցման անկյունային կախվածության կորերի հետ [28,29], որտեղ կոնկրետ անկյունների դեպքում առաջանում էր նպաստավոր պայման ճեղքերում լույսի ռեզոնատորների գրգռման համար:



Նկ. 29. Քարակ իդեալական մեյադական հաղորդում փորված ենթաալիքային ճեղքով անցած հզորության կախվածությունը ρ - բևեռացված ալիքի անկման անկյունից փարբեր ալիքի երկարությունների դեպքում, երբ $t = 50$ նմ և $d = 100$ նմ: Բոլոր արժեքները նորմավորված են 5000 նմ ալիքի երկարությամբ բաղադրիչի կորի նկարմամբ:

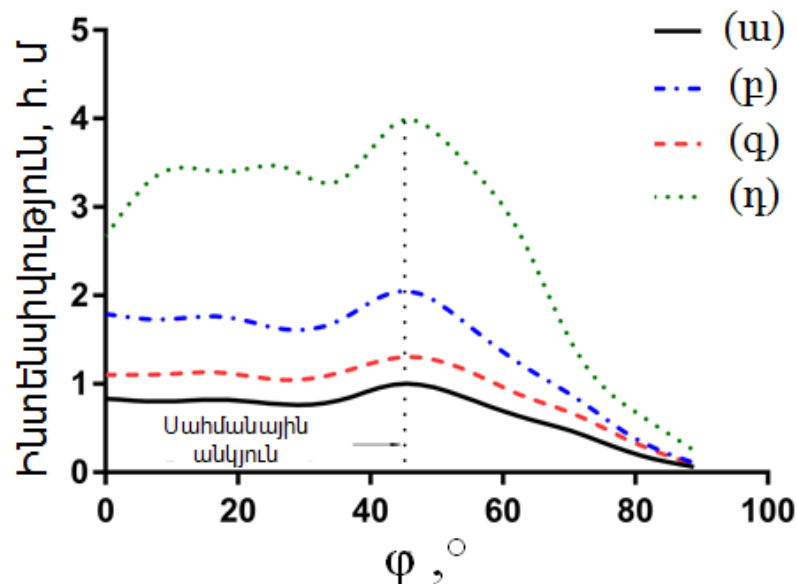


Նկ. 30. Քարակ իդեալական մեյադական հաղորդում փորված ենթաալիքային ճեղքերի պարբերական համակարգից անցած հզորության կախվածությունը ρ -բևեռացված ալիքի անկման անկյունից $t = 50$ նմ և $d = 100$ նմ, $\lambda = 5000$ նմ դեպքում փարբեր ρ պարբերությունների դեպքում: Կորերը նորմավորված են $\rho = 5000$ նմ կորի (հոծ գիծ) նկարմամբ:

Ինչպես նկ. 30 –ից է երևում, $\rho = 25000$ նմ պարբերությանը համապատասխանող կորի դեպքում (կետավոր կոր) արդեն գրեթե իդեալական կերպով համընկնում է միաճեղք համակարգում անկյունային կախվածության կորի տեսքին: Կարելի է ենթադրել, որ այսպիսի մեծ պարբերությունների վրա ճեղքերը չեն փոխազդում միմյանց հետ և պարբերական համակարգն իրեն պահում է ինչպես միաճեղք համակարգը: Նկ. 30 –ում պարբերական համակարգերի համար ստացված կորերը լավ համընկնում են [104] աշխատանքում համասեռ դաշտերի մոտավորությամբ հաշվարկված արդյունքների հետ:

Այժմ ուսումնասիրենք իդեալական հաղորդիչ էկրանին բացված ենթաալիքային ճեղքով (պարբերական ճեղքերի համակարգով) արտասովոր անցման կախվածությունն ընկնող ալիքի անկյունից s - բևեռացված ալիքի դեպքում, երբ ալիքային k վեկտորը գտնվում է ZOY հարթությունում ($\theta = 0^\circ$, նկ. 25բ): Ժամանակային տիրույթի թվային մեթոդների օգնությամբ կատարվել են բազմաթիվ հաշվարկներ, որպեսզի պարզվի անցած հզորության կախվածությունը s - բևեռացված ալիքի φ անկյունից՝ մետաղական էկրանի տարբեր t հաստությունների, ճեղքի տարբեր d լայնությունների և տարբեր p պարբերությունների համար: Ընդհանուր առմամբ, անցած ինտենսիվության կախվածությունն անկման φ անկյունից շատ նման է նկ. 27 -ի կորերին՝ անցած ինտենսիվության մակարդակների տեսանկյունից, բայց այստեղ սահմանային անկյունը զգալիորեն տարբերվում է p - բևեռացված ալիքի դեպքից:

Աշխատանքը, նկարներով չձանրաբեռնելու համար, նկ. 31 -ում պատկերված են անցման անկյունային կորերը տարբեր հաստությունների, ճեղքի տարբեր լայնությունների և պարբերությունների համար: Ինչպես կարելի է նկատել նկարից, սահմանային անկյունն այս դեպքում մոտ է 44° -ին և կախված չէ ճեղքի լայնությունից, մետաղական էկրանի հաստությունից և ճեղքերի պարբերությունից:



Նկ. 31. Բարակ իդեալական մետաղական հաղորդչում փորված ենթաալիքային ճեղքերի համակարգից անցած հզորության կախվածությունը s - բևեռացված ալիքի անկման անկյունից, երբ $\lambda = 5000$ նմ: (ա) ենթաալիքային ճեղքում, $t = 50$ նմ, $d = 100$ նմ, (բ) ենթաալիքային ճեղքում, $t = 50$ նմ, $d = 300$ նմ, (գ) ենթաալիքային ճեղքում, $t = 10$ նմ, $d = 100$ նմ, (դ) $p = 5000$ նմ պարբերությամբ ճեղքերի համակարգով, $t = 50$ նմ, $d = 100$ նմ: Կորերը նորմավորված են (ա) կորի նկարմամբ (հոծ գիծ):

§ 1.4 Համակարգի թվային մոդելավորումը

Գիտության մեջ՝ ընդհանրապես, ու ֆիզիկայում՝ մասնավորապես, հանդիպում են խնդիրներ, որոնք անալիտիկորեն լուծելը շատ բարդ է կամ անհնար: Դա կարող է կապված լինել, օրինակ, համակարգի հավասարումների գործակիցները որոշելու բարդության, կոորդինատական համակարգի ընտրության հետևանքով առաջացած խնդիրների կամ ընդհանրապես մաթամատիկական լուծման բարդության հետ: Նշված դեպքում խնդրի լուծումը կարող է իրականացվել թվային մեթոդների օգտագործմամբ: Շատ խնդիրներում դա նշանակում է իրականացնել մոտավորությունների հաջորդականություններ՝ իտերատիվ կերպով կրկնելով այդ գործընթացը շատ անգամներ: Հարց կարող է առաջանալ թվային մեթոդներով ստացված արդյունքների ճշտության և տվյալների ամբողջականության հետ կապված: Ճիշտ մոդելավորված և ծրագրավորված թվային մեթոդները համարյա միշտ տալիս են փորձնական արդյունքներին համապատասխանող լուծումներ՝ թույլատրելի սխալանքների ու մոտարկման հետևանքով առաջացած շեղումների սահմաններում: Թեպետ թվային մեթոդները գոյություն են ունեցել դեռևս 17-18 –րդ դարերում, բայց լայնորեն չեն կիրառվել հաշվողական տեխնիկայի բացակայության պատճառով: Արագագործ բազմամիջուկային պրոցեսորների և գրաֆիկական պրոցեսորների զարգացումը հիմք հանդիսացավ գիտության մեջ թվային մեթոդների դերի մեծացման համար: Որոշ խնդիրներ, ինչպիսիք են օրինակ կամայական տեսքի մակերևույթից ալիքների դիֆրակցիան, կամ բարդ, բազմաշերտ համակարգերով ալիքների անցումը հնարավոր է լուծել միայն թվային մեթոդների օգնությամբ: Մյուս կողմից՝ թվային մեթոդները կարող են կիրառվել ստացված անալիտիկ արտահայտություններում կատարված մոտավորությունների ճշտությունը ստուգելու համար, որի շնորհիվ անալիտիկական և թվային մեթոդները լրացնում են միմյանց: Մյուս կողմից, որոշ դեպքերում, թվային մեթոդները կարելի է կիրառել փորձին փոխարինելու համար, երբ փորձ դնել տվյալ պայմաններում անհնար է, ծախսատար, կամ ժամանակատար: Այսպիսով, օգտագործելով թվային մեթոդները, գիտնականները ստանում են հետևյալ առավելությունները.

1. Անալիտիկորեն բարդ լուծվող խնդիրների իրագործելիություն և լուծում:

2. Ժամանակի և միջոցների էֆեկտիվ օգտագործում:
3. Առանց անմիջական փորձի՝ դրան մեծ ճշտությամբ մոտ արդյունքների ստացում:
4. Մոդելների պարամետրիզացիայի լայն հնարավորություն:

Օպտիկական և ԳԲՀ տիրույթներում ամենատարածված թվային մեթոդներն են՝ վերջավոր տարրերի մեթոդը (FEM), վերջավոր փոփոխությունների մեթոդը ժամանակային տիրույթում (FVTD), վերջավոր տարբերությունների մեթոդը ժամանակային տիրույթում (FDTD), վերջավոր տարբերությունների մեթոդը հաճախային տիրույթում (FDFD) և մոմենտների մեթոդը (MoM): Օպտիկական և ԳԲՀ տիրույթում առավել մեծ հետաքրքրություն են ներկայացնում հետևյալ մեթոդները:

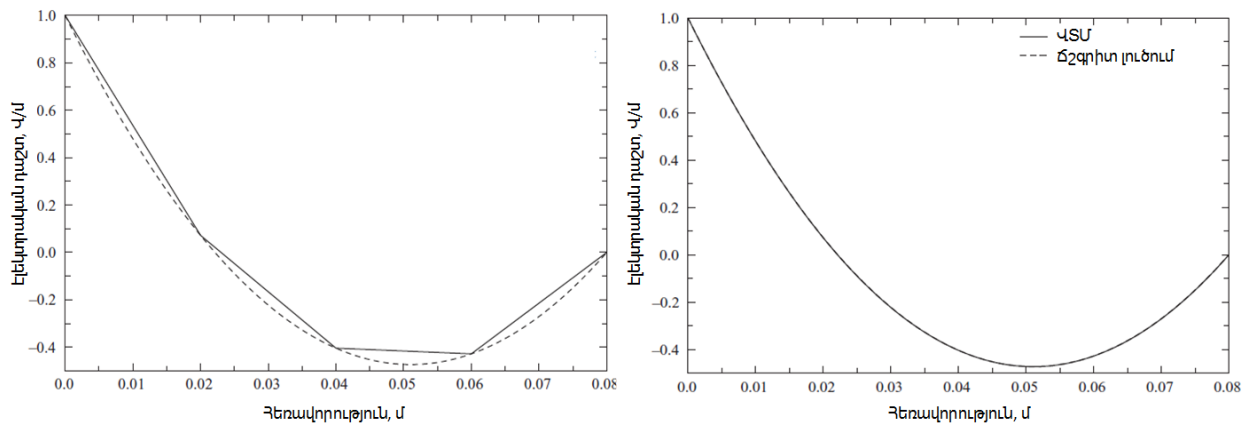
- Վերջավոր տարրերի մեթոդը, քանի որ հնարավորություն է տալիս միևնույն մոդելի վրա լուծել բազմաֆիզիկական (multiphysics) խնդիրներ, օրինակ միաժամանակ լուծել խնդիր, որտեղ աշխատում են Մաքսվելի հավասարումները, ջերմահաղորդականության օրենքները և մեխանիկական շարժումը [105]: Այս մեթոդը խնդիրների շատ լայն տիրույթում աշխատում է օպտիմալ՝ օգտագործելով ավելի քիչ հաշվողական ռեսուրս և դինամիկ հիշողություն (RAM), ի տարբերություն FDTD մեթոդի, որտեղ դինամիկ հիշողության սպառումն աճում է մոդելի ցանցերի քանակի քառակուսու, իսկ հաշվողական ռեսուրսի օգտագործումը (լուծման ժամանակը)՝ խորանարդի օրենքով:
- Վերջավոր տարբերությունների մեթոդը ժամանակային տիրույթում (FDTD), քանի որ հնարավորություն է ստեղծում ժամանակային լուծման համար, ինչպես նաև մեծ անկման անկյունների դեպքում ավելի էֆեկտիվորեն է կլանում կլանող պատերին ընկած ալիքը: [106]:

Ի հավելումն նշված առավելությունների, այս երկու մեթոդների վրա հիմնված ստեղծվել են բավականին լավ կոմերցիոն ծրագրեր, որոնց օգտագործումը հեշտացնում է հաշվարկները:

§ 1.4.1 Խնդրի հաշվարկը վերջավոր տարրերի մեթոդով (FEM)

Վերջավոր տարրերի մեթոդը (ՎՏՄ) թվային հաշվարկի տեխնիկա է՝ մասնակի դիֆերենցիալ հավասարումներում սահմանային արժեքի խնդիրները մոտավոր լուծելու

համար: Լուծման համար մեծ խնդիրը բաժանվում է փոքր, պարզ մասերի, որոնք էլ կոչվում են վերջավոր տարրեր: Յուրաքանչյուր տարրում փնտրվող ֆիզիկական մեծությունը (օրինակ էլեկտրական դաշտը) գրվում է պարզ բազմանդամային շարքի օգնությամբ (օրինակ 2D խնդրում գծային մոտարկման դեպքում i –րդ էլեմենտում՝ $E_i(x, y) = c_i + a_i x + b_i y$ կամ խորանարդային մոտարկման դեպքում՝ $E_i(x, y) = c_i + a_i^1 x + b_i^1 y + a_i^2 x^2 + b_i^2 y^2 + a_i^3 x^3 + b_i^3 y^3$): Այս պարզ օրենքների բազմություններն արդեն նկարագրում են ամբողջական համակարգը: ՎՏՄ –ն օգտագործում է վարիացիոն հանրահաշվի մեթոդները, որպեսզի ինտերակտիվ կերպով փոքրացնի համակարգի մոտարկման սխալը: Մեթոդի խնդիրն է մաքսիմալ ճշտությամբ գտնել a_i^j և b_i^j գործակիցները (որտեղ j –ն բազմանդամի աստիճանն է)՝ օգտագործելով տարրերի միջև և տարր – մոդել սահմանի ընդհանուր հատույթները որպես սահմանային պայմաններ: Լուծման ճշտության մեջ կարևոր դեր է խաղում մոտարկման ճշտությունը, որքան մեծ է մոտարկման շարքի կարգը, այնքան հաշվարկը ճիշտ է նկարագրում իրական փորձը: Նկ. 32 –ում պատկերված է երևակայական խնդրում՝ էլեկտրական դաշտի ճշգրիտ անալիտիկ լուծման համեմատությունը ՎՏՄ հաշվարկների հետ, երբ տարրերում դաշտը մոտարկվել է շարքի միայն առաջին էլեմենտով (գծային) (նկ. 32ա) և մինչև բազմանդամի 4 –րդ կարգը (նկ. 32բ):



Նկ. 32. Վերջավոր տարրերի մեթոդով հաշվարկված էլեկտրական դաշտի արժեքի համեմատությունը տեսական ճշգրիտ հաշվարկի հետ, (ա) երբ տարրերում մոտարկումը սահմանափակված է բազմանդամի միայն առաջին կարգով և (բ) երբ տարրերում մոտարկումը սահմանափակված է բազմանդամի չորրորդ կարգով:

Ինչպես տեսանք, մոտարկող բազմանդամի կարգը բարձրացնելիս հաշվարկի ճշտությունը մոտենում է անալիտիկ լուծմանը: Մյուս կողմից, անընդհատ մեծացնելով բազմանդամը, ավելորդ ծանրաբեռնվում է համակարգի դինամիկ հիշողությունը և հաշվողական ռեսուրսը: Հիմնական խնդիրներում այս հարցը լուծվում է համակարգային

օպտիմիզատորների միջոցով, որոնք սկսում են լուծել պարզ մոտավորություններով և բարձրացնում են բազմանդամի կարգը, երբ լուծման սխալի դիսպերսիան մեծանում է մուտքագրված մեծությունից:

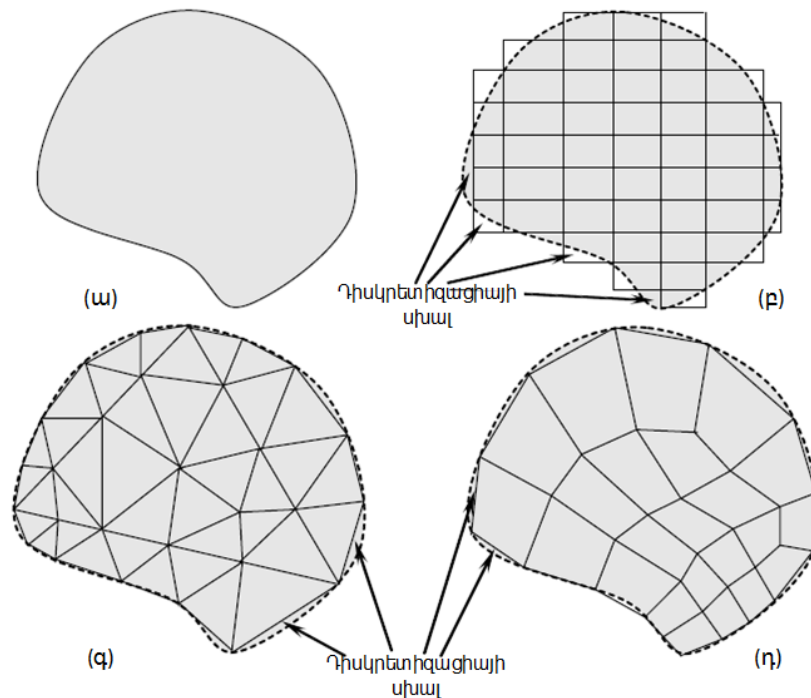
Այսպիսով ՎՏՄ մեթոդով խնդիրը լուծելու համար պետք է՝

1. Բաժանել խնդրի տարածությունը վերջավոր չափսերի փոքր տարրերի:
2. Ստանալ այդ տիրույթներում աշխատող դիֆֆերենցիալ հավասարումների մասնավոր ածանցյալներով տեսքերը (Էլեկտրամագնիսական խնդիրների համար սա ալիքային հավասարումն է, որը ստացվում է Մաքսվելի հավասարումներից):
3. Վերջավոր տարրերում ընտրել մոտարկման ֆունկցիաներ:
4. Ստեղծել յուրաքանչյուր տարրի բանաձևերի մատրիցական ներկայացումները:
5. Այս մատրիցաներից հավաքել գլոբալ մատրիցական համակարգը:
6. Տարրերի միջև և խնդրի պատերին կիրառել սահմանային պայմանները, ֆիզիկական մեծություններն իրար կարելու համար:
7. Լուծել գլոբալ մատրիցական հավասարումը:
8. Մշակել լուծումները՝ օգտագործողին հարմար տեսքով ներկայացնելու համար:

Տարածությունը վերջավոր տարրերի բաժանելու համար օգտագործվում են երևակայական ցանցեր, որոնք կոչվում են մեշեր (mesh): Կան մեշերի տարբեր եղանակներ, որոնցից ամենակիրառվողներն են ուղղանկյուն, եռանկյուն և քառանկյուն մեշերը (նկ. 33): 2D խնդիրներում պարզագույն մեշն ուղղանկյունն է, բայց այստեղ մեծ են դիսկրետիզացիայի սխալները: Այս սխալները ավելի քչանում են եռանկյուն և քառանկյուն մեշերում: Մեշերի ստեղծման ժամանակ պետք է հետևել հետևյալ կանոններին՝

- Եռանկյուն մեշերը պետք է հնարավորինս հավասարակողմ լինեն:
- Քառանկյուն մեշերը պետք է մոտ լինեն քառակուսուն:
- Կետային աղբյուրները, դիպոլները պետք է գտնվեն մեշերի հատման կետերում:
- Մեշը պետք է բավարար ճշտությամբ նկարագրի խնդրի երկրաչափությունը:
- Խնդրի այն տիրույթներում, որտեղ սպասվում է ֆիզիկական մեծության մեծ փոփոխություն (օրինակ ճեղքի մեջ), մեշի չափսերը պետք է լինեն բավականաչափ փոքր:

- Կոր մակերևույթների վրա մեշերը պետք է խտացնել, որպեսզի ընդհատ գծերը հնարավորինս ճիշտ նկարագրեն կորը:
- Ալիքների ազատ տարածման դեպքում լավ պրակտիկա է մեշի չափսը պահել փոքր ալիքի երկարության 1/5 մասից:
- Մեշերը չեն կարող հատվել:
- Հարևան մեշերը պետք է ունենան ընդհանուր կողմ:
- Ներքին մեշերի կողերը պետք է պատկանեն ամենաքիչը երեք էլեմենտների:



Նկ. 33. (ա) Տարածության բաժանումը վերջավոր տարրերի (բ) ուղղանկյուն, (գ) եռանկյուն, և (դ) քառանկյուն մեշերի դեպքում:

Դիսկրետ վերջավոր էլեմենտների բաժանման սահմաններին և էլեմենտների ու մոդելի սահմանին կիրառվում են սահմանային պայմանները: Էլեկտրամագնիսական դաշտերի լուծման ժամանակ 1 –ին և 2 –րդ էլեմենտների սահմանին նորմալ դեպքում պետք է տեղի ունենան անընդհատության պայմանները՝

$$\hat{n} \times (E_1 - E_2) = 0$$

$$\hat{n} \times (H_1 - H_2) = 0, \quad (1.25)$$

որտեղ $\hat{n}$ –ը բաժանման սահմանին տարված նորմալն է: Երբ երկու էլեմենտների բաժանման սահմանին առաջանում է էլեկտրական հոսանք (J) կամ լիցք (ρ), (1.25) բանաձևերը կարող են գրվել՝

$$\hat{n} \times (E_1 - E_2) = \frac{\rho}{\varepsilon}$$

$$\hat{n} \times (H_1 - H_2) = J, \quad (1.26)$$

Երբ երկրորդ միջավայրում գտնվում է ոչ իդեալական մետաղ, (1.26) սահմանային պայմանը գրվում է՝

$$\frac{1}{\mu_1} \hat{n} \times \text{rot} E - \frac{i q}{\gamma} \hat{n} \times \text{rot} E = 0$$

$$\frac{1}{\varepsilon_1} \hat{n} \times \text{rot} H - i q \gamma \hat{n} \times \text{rot} H = 0, \quad (1.26)$$

որտեղ $\gamma = \sqrt{\mu_2/\varepsilon_2}$ և $q = \omega\sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$:

Արտաքին սահմանները սահմանափակում են մոդելը տարածության մեջ: Այս սահմանները կարող են լինել կամ սահմանափակող նյութեր, կամ էլ ազատ տարածություն: Այսպիսի սահմանների օրինակներ են՝

- Իդեալական էլեկտրական կամ իդեալական մագնիսական հաղորդիչներ. համապատասխանաբար՝ $\hat{n} \times E = 0$ կամ $\hat{n} \times H = 0$:
- Չեզոք. այս սահմանները հանդիսանում են իդեալական էլեկտրական և մագնիսական հաղորդիչներ. միաժամանակ $\hat{n} \times E = 0$ և $\hat{n} \times H = 0$:
- Համաձայնեցված սահմանային պայմանն օգտագործվում է ազատ տարածության հետ խնդիրը համաձայնեցնելու համար: Այն կարող է օգտագործվել դեպի խնդրի տիրույթ β տարածման հաստատունով էլեկտրական (E_0) կամ մագնիսական դաշտ (H_0) մտցնելու, խնդրից դաշտը դուրս բերելու համար:

$$\hat{n} \times \text{rot} E - i\beta(E - (\hat{n} \cdot E)\hat{n}) = -2i\beta(E_0 - (\hat{n} \cdot E_0)\hat{n})$$

$$\hat{n} \times \text{rot} H - i\beta(H - (\hat{n} \cdot H)\hat{n}) = -2i\beta(H_0 - (\hat{n} \cdot H_0)\hat{n}) \quad (1.27)$$

- Պարբերական սահմանային պայմաններն օգտագործվում են, երբ խնդրի սահմանափակումը ցանկալի չէ, կամ դիտարկվում է պարբերական սիմետրիկ համակարգ (օրինակ պարբերական ճեղքերի համակարգ): Պարբերական համակարգերն անվերջ անգամ կրկնում են իրենց միջև պարփակված խնդրի լուծումը: Այսպիսով, ճեղքերի պարբերական համակարգ մոդելավորելու համար անհրաժեշտ է վերցնել խնդրի կենտրոնում տեղադրված մի ճեղք և նրանից աջ և

ծախ սահմաններին կիրառել պարբերական սահմանային պայմանները: Պարբերական համակարգերը շատ կիրառելի են նաև, երբ անհրաժեշտ է անկյան տակ գցել հարթ ալիք: Պարբերական համակարգի սահմանային պայմանները համապատասխանում են իդեալական էլեկտրական հաղորդիչների սահմանային պայմանին p - տիպի ալիքների համար և իդեալական մագնիսական հաղորդիչների սահմանային պայմանին s - տիպի ալիքների համար: Պարբերական սահմանային պայմաններ օգտագործելիս պետք է հատուկ ուշադրություն դարձնել մեշին և պահանջել, որ խնդիրը սահմանափակող պարբերական սահմանների վրա մեշը կրկնի դիմացի սահմանի մեշը:

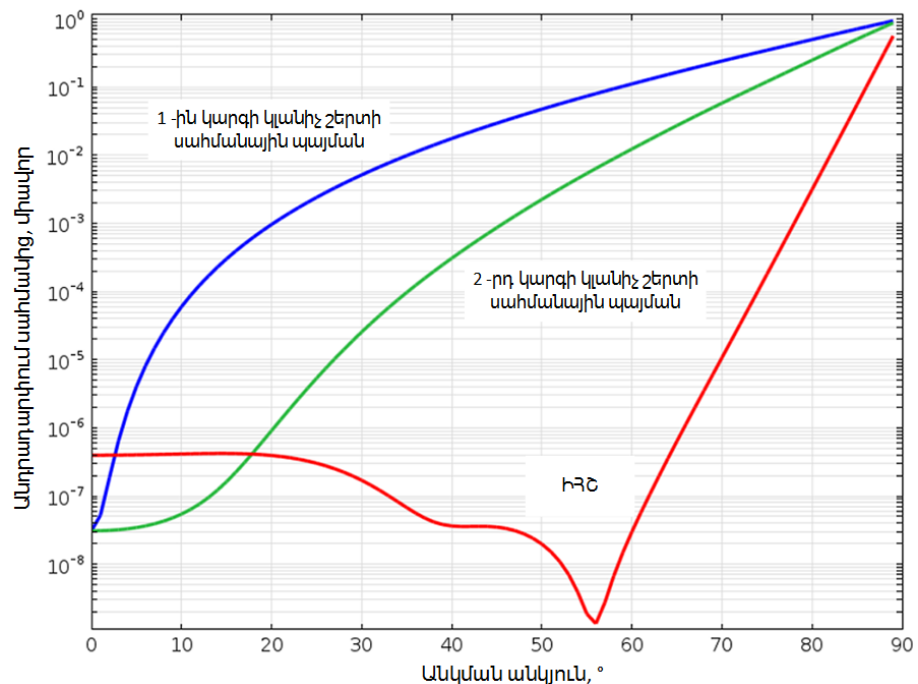
- Իդեալական համաձայնեցված շերտերն (ԻՀՇ, PML) անդրադարձած և ցրված դաշտը առանց անդրադարձումների համակարգից դուրս բերելու և անվերջություն ուղղելու համար ամենից հաճախ օգտագործվող պայմաններն են: Այստեղ ԻՀՇ –երը հանդիսանում են խնդրի մասեր, և սովորաբար լայնությունը վերցվում է ալիքի երկարության կարգի: Իդեալական համաձայնություն ապահովելու համար շերտում էլեկտրական և մագնիսական թափանցելիությունները վերցվում են շերտին անմիջականորեն հպվող միջավայրի թափանցելիություններին համապատասխան: Դաշտի կլանումն ապահովելու համար էլեկտրական թափանցելիության կեղծ մասն աստիճանաբար մեծացնելու փոխարեն (սա կհանգեցնեք անդրադարձումների) վարվում են այլ կերպ: ԻՀՇ –ում y ուղղությամբ կլանում մտցնելու համար կոորդինատական համակարգի մատրիցական ներկայացումը բազմապատկվում է հետևյալ օպերատորով՝

$$L = \begin{pmatrix} a - ib & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{a - ib} & 0 \\ 0 & 0 & a - ib \end{pmatrix} \quad (1.28)$$

Այստեղ a , b պարամետրերն ընտրվում են խնդրի առանձնահատկություններից ելնելով: Այս զուտ մաթեմատիկական գործողությունից հետո, էլեկտրական դաշտի տարածումն ԻՀՇ –ում կնկարագրվի այսպես՝

$$|E| = |E_0|e^{-bk_y\Delta y} \quad (1.29)$$

Ինչպես երևում է (1.29) –ից, ԻՀՇ –ում կոորդինատական կոմպլեքս ձևափոխության արդյունքում ստացվում է y ուղղությամբ մարող ալիք, ընդ որում, ընտրելով b պարամետրը, կարելի է ղեկավարել կլանման չափսը: a –պարամետրն օգտագործվում է երկու համաձայնեցված շերտերի հատման վրա դաշտերը կարելու համար. այն չենք քննարկի: Համաձայնեցված շերտերում պետք է հատուկ ուշադրություն դարձնել մեշին: Երբ մեծացվում է b –ն, պետք է զուգահեռ խտացնել մեշը, որպեսզի խուսափել դաշտի կտրուկ փոփոխությունների հետևանքով առաջացող մոտարկման սխալներից: Համաձայնեցված շերտերում մեշերը կառուցելու մյուս կարևոր առանձնահատկությունը մեշի տեսքն է: Շատ կարևոր է, որ այստեղ մեշերը լինեն հնարավորինս իրար հավասար ուղղանկյունների կամ քառանկյունների տեսքով՝ ամբողջ երկայնքով հավասարաչափ մարում ապահովելու համար [107]: ԻՀՇ –ներն ստեղծվել են ժամանակային մեթոդների համար և շատ լավ աշխատում են այնտեղ: ՎՏՄ –ում ԻՀՇ –ների կիրառությունը դառնում է ոչ նպատակահարմար, երբ սահմանի նորմալի նկատմամբ անկման անկյունները մեծանում են: Արդեն 80° անկման դեպքում ընկնող ալիքի ավելի քան 1% անդրադառնում է, իսկ 89° անկման դեպքում անդրադառնում է ընկած ալիքի կեսից ավելին (նկ. 34):



Նկ. 34. Տարբեր կլանիչ շերտերի և ԻՀՇ –ի անդրադարձման հարաբերությունն ընկնող ալիքի դաշտի արժեքին՝ կախված սահմանին ընկնող ալիքի անկյունից:

ՎՏՄ –ում գոյություն ունի երկու հիմնական հաշվարկի ձևակերպում՝

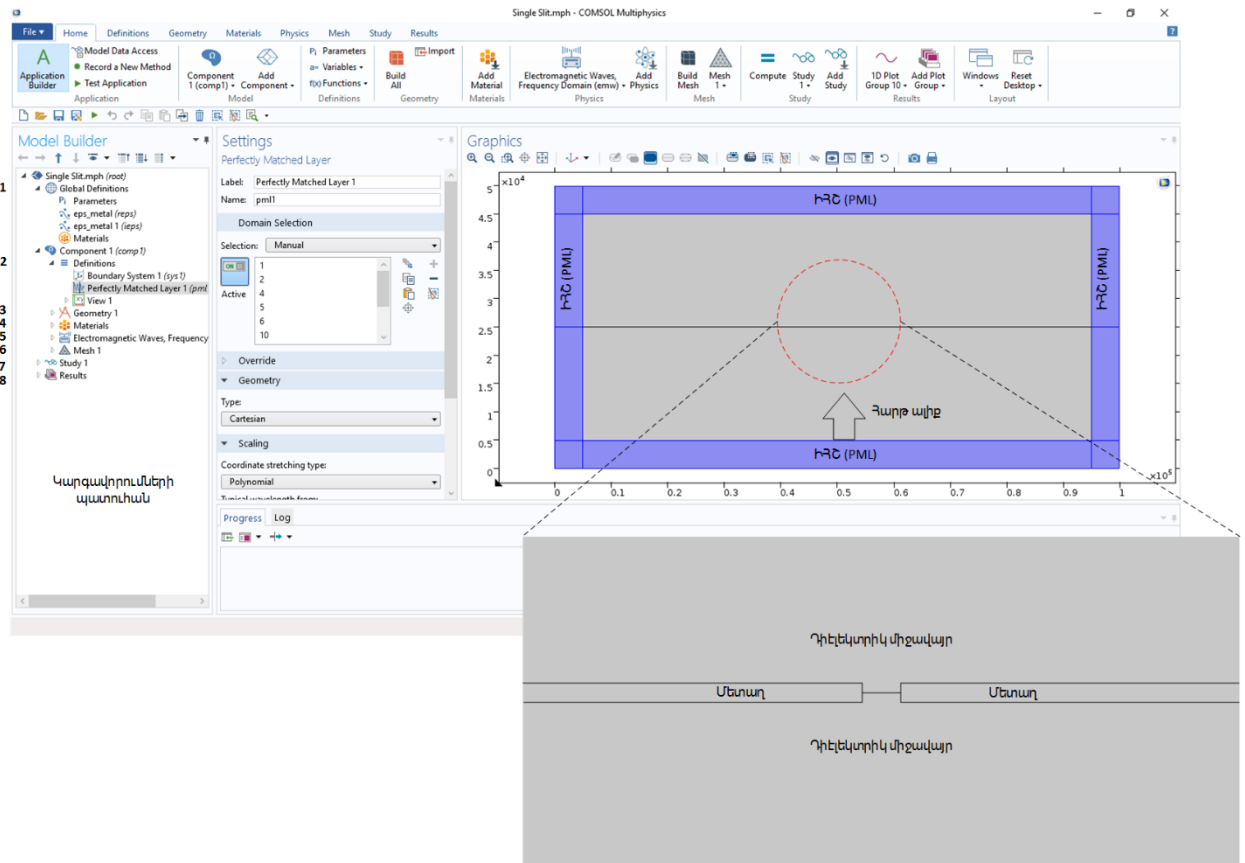
1. Ամբողջական դաշտի լուծումը (full-field ձևակերպում), երբ ուսումնասիրվող խնդիր դաշտը մտցվում է սահմանային պայմանի օգնությամբ: Այս մեթոդով ստացված դաշտն իրենից ներկայացնում է ընկնող, խնդրից անդրադարձած և ցրված դաշտերի գումարը: Քանի որ գիտենք ընկնող դաշտի անալիտիկ տեսքը, կարելի է ուղղակիորեն լուծումից հանել այն և ունենալ լուծումը ցրված դաշտի համար: Քանի որ լուծումը մոտավոր է, նրանից ընկնող դաշտի անալիտիկ տեսքը հանելիս կառաջանան շատ փոքր սխալանքներ: Հաճախ ցրված դաշտն այնքան թույլ է լինում ընկնող դաշտից, որ նույնիսկ այս սխալանքները դառնում են զգալի:
2. Ցրված դաշտի լուծումը (scattered-field ձևակերպում), երբ ընկնող դաշտը միանգամից ներկայացվում է ցրիչի վրա: Այս դեպքում բացակայում է ընկնող դաշտը և ստացված լուծումը ներկայացնում է ցրված դաշտի բավական ճշգրիտ լուծում:

§ 1.4.1.1 Խնդրի մոդելավորումը և հաշվարկը COMSOL Multiphysics

միջավայրում

Ենթաալիքային ճեղքից և պարբերական համակարգերից լույսի արտասովոր անցումն ուսումնասիրելու, ստացված տեսական արդյունքները ստուգելու և կատարված մոտավորությունների ճշմարտանմանությունը հաստատելու համար COMSOL Multiphysics միջավայրում կառուցվել է համակարգի մոդելը: COMSOL Multiphysics միջավայրն իրականացնում է ՎՏՄ հաշվարկներ՝ հիմնվելով ընտրված ֆիզիկայի բնագավառի վրա: Հետազոտություններում օգտագործվել է RF մոդուլը: Քանի որ §1.2 –ում ներկայացվող խնդիրը երկչափ խնդիր է (նկ. 18), այսինքն երկրաչափական կառուցվածքը և դաշտերի արժեքը կախված չեն z առանցքից, մոդելավորման համար ընտրվել է 2D տարածություն (նկ. 35): Միաճեղք համակարգի համար մոդելն ունի նկ. 35 –ում պատկերված տեսքը, որի երկրաչափությունը կառուցվել է օգտվելով 3 կարգավորումից: 4 կարգավորումում մետաղների համար ընտրվել է իդեալական էլեկտրական հաղորդիչ, իսկ շրջապատող դիէլեկտրիկ միջավայրի համար՝ օդ: Խնդրի էլեկտրամագնիսական կարգավորումները տրվում են 5 կարգավորման օգնությամբ: Այստեղ մոդելը բոլոր կողմերից շրջապատված է իդեալական համաձայնեցված

շերտերով (նկ. 35 –ում կապույտով նշված տիրույթները), որոնք էլ իրենց հերթին շրջապատված են կլանող սահմանային պայմաններով: Ներքևի $\Gamma_{\text{ՀՀ}}$ –ի ներքին հատվածի վրա, լրացուցիչ սահմանային պայմանի օգնությամբ, դեպի խնդիր է մտցվում հարթ էլեկտրամագնիսական ալիք: Մոդելում ամենուրեք (նաև $\Gamma_{\text{ՀՀ}}$ –ում) դաշտերի սկզբնական արժեքը վերցված է 0: Հաջորդ կարևոր քայլը մեշի ստեղծումն է: Մեշը բաժանվում է 4 հիմնական մասի՝ ազատ տարածության եռանկյուն մեշը, լավացված եռանկյուն մեշը մետաղներում, քառանկյուն մեշը $\Gamma_{\text{ՀՀ}}$ –երում և հատուկ խտացված եռանկյուն մեշը ճեղքում, քանի որ այստեղ տեղի ունի դաշտի կտրուկ ուժեղացում: Մեշն ամբողջ համակարգը բաժանում է 374298 էլեմենտի, որոնցից 19024 –ն ունեն արտաքին սահման: Մեշի պատկերը ցուցադրված է նկ. 36 –ում:



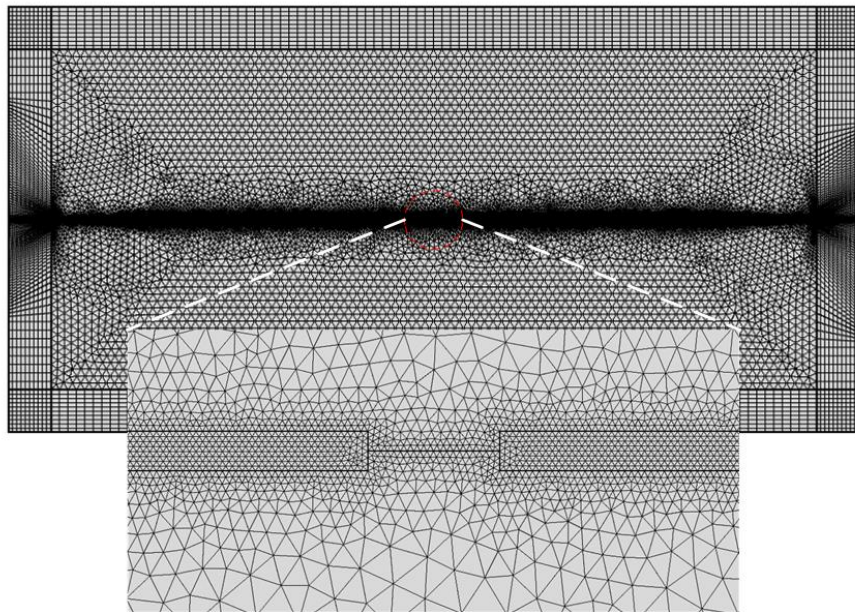
Նկ. 35. Թվային հաշվարկների միջավայրի ընդհանուր տեսքը: Թվերով նշանակված են հետևյալ կարգավորումները՝ 1. Գլոբալ կարգավորումներ, օրինակ՝ մետաղի հաստությունը, ճեղքի չափսը, մետաղների թափանցելիությունները: Այստեղ են գրվում նաև այն բոլոր պարամետրերը, որոնք լուծման ընթացքում պետք է փոփոխվեն: 2. Սահմանումներ, օրինակ $\Gamma_{\text{ՀՀ}}$ –ի ընտրություն: 3. Խնդրի երկրաչափություն: 4. Խնդրում օգտագործվող նյութերի նկարագրություն և կապ երկրաչափության հետ: 5. Էլեկտրամագնիսական տիրույթի նկարագրություն, օրինակ՝ սահմանային պայմանները, խնդրի լուծման տիրույթը: 6. Մեշի կարգավորումները: 7. Լուծումը, որտեղ ընտրվում է լուծման մեթոդը, ճշտությունը, պարամետրերի փոփոխման տիրույթը լուծման ընթացքում (եթե այդպիսիք կան): 8. Արդյունքները:

Գլոբալ պարամետրեր բաժնից ընտրելով աշխատանքային ալիքի երկարությունը և լուծումը ղեկավարող դիֆերենցյալ հավասարումը՝

$$\frac{1}{\mu} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) - k_0^2 \left(\varepsilon - \frac{i\sigma}{\omega \varepsilon_0} \right) \mathbf{E} = \mathbf{0}$$

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{E}(x, y) e^{-ik_z z} \quad (1.30)$$

արդեն կարելի է լուծել խնդիրը: Այստեղ ենթադրված է, որ z ուղղությամբ չկա ալիքի տարածում, այսինքն $k_z = 0$: Լուծման ընթացքում COMSOL –ում օգտագործվում է MUMPS (բազմաֆունկցիոնալ զանգվածային զուգահեռ ուղղակի հաշվման միջոց) միջոցը՝ մատրիցական և վեկտորական գործողությունները զուգահեռ պրոցեսորների վրա իրականացնելու համար:



Նկ. 36. Մեշի միջոցով վերջավոր տարրերի բաժանված խնդիրը: ՎՏՄ –ներում օգտագործվել է քառանկյուն մեշը և mapping տեխնոլոգիան՝ այն բաժանելով 10 մասի: Ազատ տարածության համար կիրառվել են եռանկյուն մեշեր՝ $\lambda/10$ մաքսիմալ չափսով և 1.4 աճման արագության գործակցով: Մետաղում օգտագործվել է եռանկյուն մեշեր՝ $t/10$ մաքսիմալ չափսով և 1.1 աճման արագության գործակցով, ինչն ապահովում է, որ ընկնող ալիքը սահմանային պայմանների սխալանքի արդյունքում չթափանցի մետաղով: Ճեղքի լայնքով գծված գծի վրա իրականացված է distributed մեշ տեխնոլոգիան 20 էլեմենտով:

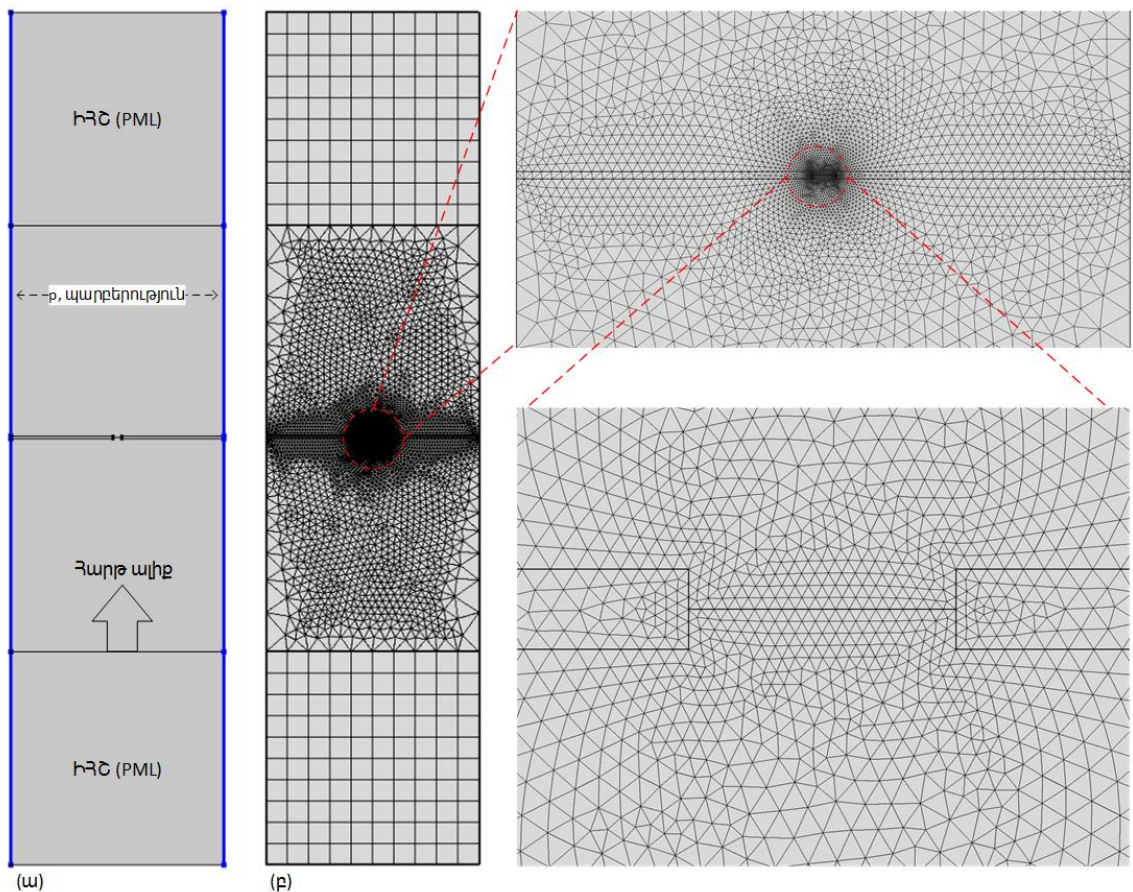
Սխալների կանխագուշակման և ճշտման համար օգտագործվում է վարիացիոն հաշվից հայտնի L-BFGS (սահմանափակ հիշողությամբ- BFGS) ալգորիթմը: Վարիացիաների քանակը վերցվել է 25, իսկ միջին քառակուսային սխալի ընդունելի արժեքը՝ 10^{-4} : 8 միջուկանի 5 –րդ սերնդի Intel Core i7 պրոցեսորի վրա խնդրի լուծումը տևում է ավելի քան 3 ժամ և օգտագործում է մոտ 8 Գիգաբայթ դինամիկ հիշողություն: Հաշվարկի ավարտից հետո լուծման ճշտությունը կարելի է ստուգել մի քանի տարբերակով:

1. Ստուգել լուծման միջին քառակուսային սխալը:
2. Ստուգել էլեմենտի որակն ամբողջ լուծման համար (COMSOL –ում qual ֆունկցիան):
3. Ստուգել Γ –ից անդրադարձումները (COMSOL –ում pml.detInvT ֆունկցիան):

Լուծման արդյունքները պատկերված են նկ. 19-23 –ում:

Այժմ դիտարկենք պարբերական ճեղքերի համակարգի մոդելավորումը: Ինչպես արդեն այս պարագրաֆի սկզբում նշվեց, խնդիրը հնարավոր է լուծել օգտագործելով պարբերական սահմանային պայմանները: Սահմանային պայմաններն անվերջ քանակությամբ կրկնում են խնդրի երկրաչափությունը և դաշտի տեսքերը: Համակարգի պարբերությունը կարելի է ղեկավարել փոփոխելով մոդելի լայնությունը: Նկ. 37 –ում պատկերված է պարբերական ճեղքերի համակարգի թվային մոդելավորման երկրաչափությունը և մեշը: Այստեղ, մոդելի ձախ և աջ կողմերում Γ –ների փոխարեն արդեն ունենք պարբերական սահմանային պայմաններ (նկ. 37ա, ձախ և աջ եզրերի եզրագծված սահմանները), իսկ Γ –ներ կիրառվում են միայն վերևի և ներքևի տիրույթներում՝ ճեղքից անցած դաշտը և մետաղից անդրադարձած դաշտն էֆֆեկտիվորեն կլանելու համար: Պարբերական սահմանային պայմանների տիպն ընտրված է Ֆլուե, քանի որ սա թույլ է տալիս ընկնող հարթ ալիքը համակարգ մտցնել անկյան տակ՝ սահմանի վրա համաձայնեցնելով ընկնող ալիքի ալիքային վեկտորը: Ինչպես արդեն նշվել է, պարբերական եզրային պայմանները պահանջում են, որպեսզի իրար համարժեք եզրերի վրա մեշերն իդեալական կերպով կրկնեն իրար: Այս նպատակով, նախ ձախ եզրին կիրառվել է մեշի edge տեխնիկան, որը հետո copy տեխնիկայի օգնությամբ արտապատկերվել է աջ եզրին: Ինչպես երևում է նկ. 37բ –ից, այստեղ ձախ և աջ եզրերին իրոք ունենք միմյանց իդեալականորեն կրկնող մեշեր: Համեմատության համար, այստեղ խնդիրը բաժանվում է ընդհամենը 8536 վերջավոր տարրի, իսկ լուծումը 8 միջուկանի 5 – րդ սերնդի Intel Core i7 պրոցեսորի վրա տևում է մի քանի րոպե: Ստացվում է, որ պարբերական համակարգերի թվային հաշվարկները շատ ավելի պարզ են միաճեղք համակարգի հաշվարկներից, որը բացատրվում է միաճեղք համակարգի մոդելի շատ մեծ լայնական չափսերով, ինչն անհրաժեշտ է առանց պարբերական սահմանային պայմանի կիրառության (նախորդ դեպք) հարթ

ալիք ստանալու համար: §1.3 –ում լույսի արտասովոր անցման կախումը հարթ ալիքի անկման անկյունից ուսումնասիրելու համար ՎՏՄ –ը այնքան էլ հաջող ընտրություն չէ՝ մեծ անկման անկյունների դեպքում պատերից անդրադարձումների պատճառով (նկ. 34): Ինչպես հետագայում կպարզվի, ՎՏՄ մեթոդով անկյունից կախվածության կորը մինչև $\sim 70^\circ$ անկման անկյունների դեպքում լավ համընկնում է ժամանակային տիրույթում վերջավոր տարբերությունների (FDTD) մեթոդով հաշվարկների հետ, ինչից հետո պատերից անդրադարձումները մոդելը վերածում են ռեզոնատորի և աղավաղում պատկերը: Ի տարբերություն ՎՏՄ –ի, ժամանակային տիրույթում վերջավոր տարբերությունների մեթոդում հաջողվում է բավականին լավ դուրս բերել անդրադարձած, ցրված դաշտերը՝ խնդրի տիրույթից նույնիսկ մեծ անկման անկյունների դեպքում [107]:



Նկ. 37. Պարբերական ճեղքերի համակարգի թվային մոդելավորումը COMSOL Multiphysics միջավայրում: (ա) Մոդելի երկրաչափական տեսքը: Եզրագծված են պարբերական սահմանային պայմաններով եզրերը: (բ) Մեշի միջոցով վերջավոր տարրերի բաժանված տեսքը:

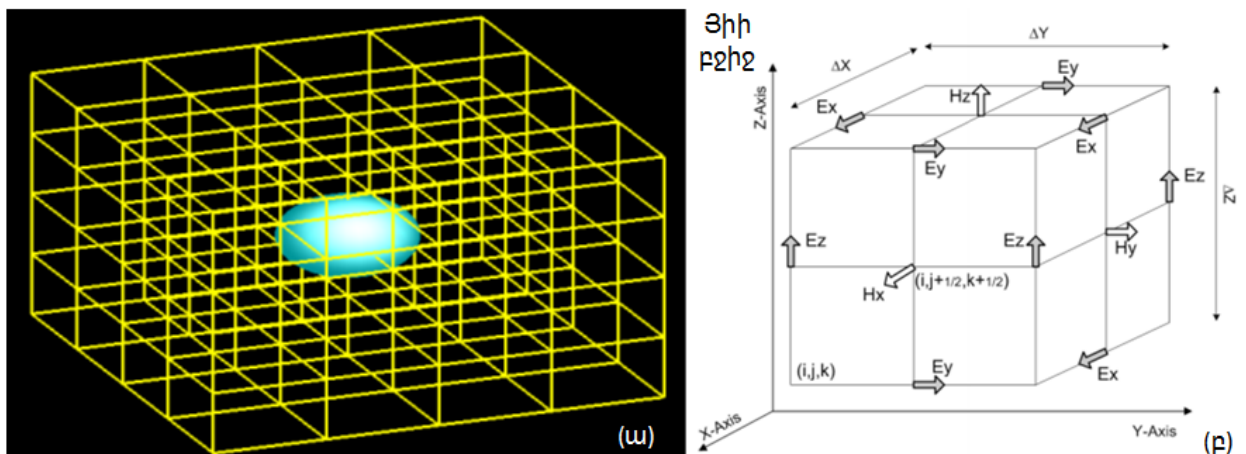
§ 1.4.2 Խնդրի հաշվարկը ժամանակային տիրույթում վերջավոր տարրերությունների (FDTD) մեթոդով

Ի տարբերություն ՎՏՄ –ի, որը մասնակի դիֆերենցիալ հավասարումների լուծման համար ընդհանուր մեթոդ է, FDTD –ն առաջացել է Մաքսվելի հավասարումները լուծելու նպատակով և սկզբնական շրջանում ունեցել է միայն ռազմական նշանակություն: Ինչպես կարելի է կոսիել, այս մեթոդը ժամանակային մեթոդ է՝ դաշտի արժեքները ստացվում են ժամանակից կախված: $E(t), H(t)$ մեծությունները դիսկրետ են ժամանակային տիրույթում՝ $E(t) \rightarrow E^{n\Delta t}$ և $H(t) \rightarrow H^{(n+\frac{1}{2})\Delta t}$: Իմանալով դաշտերի արժեքը տվյալ տիրույթում և կիրառելով Մաքսվելի հավասարումները՝ կարելի է գտնել դաշտերի տեսքը հաջորդ տիրույթում:

$$E^{n+1} = E^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \nabla \times H^{n+\frac{1}{2}}$$

$$H^{n+\frac{3}{2}} = H^{n+\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{\mu} \nabla \times E^{n+1}: \quad (1.31)$$

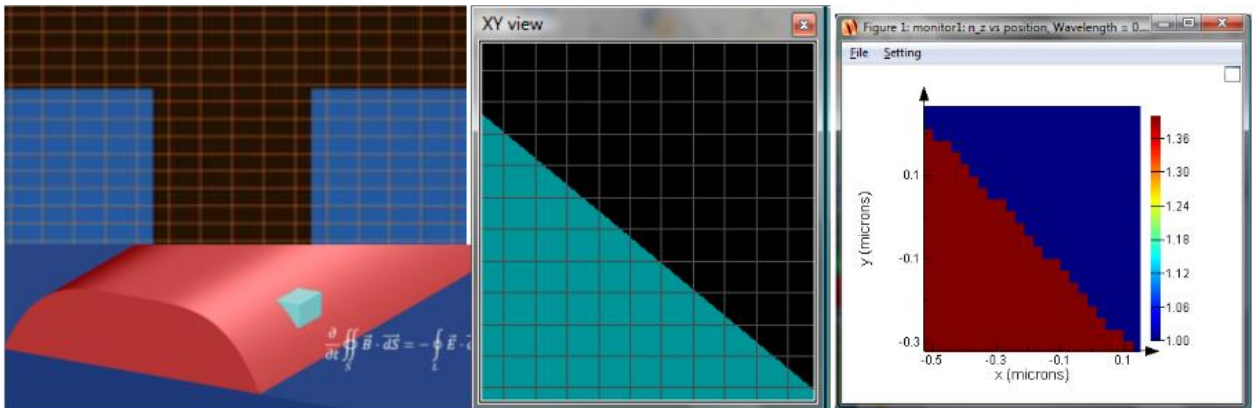
Այսպիսով, իմանալով դաշտի արժեքը սկզբնական պահին, սկզբնական կետում, կարելի է հաջորդաբար գտնել արժեքները խնդրի ամբողջ տիրույթում՝ $E^0 \rightarrow H^{\frac{1}{2}} \rightarrow E^1 \rightarrow H^{\frac{3}{2}} \rightarrow E^2 \rightarrow \dots \rightarrow H^{\frac{2N-1}{2}} \rightarrow E^N$, որտեղ N –ը խնդրի վերջին բջիջն է (մեթոդական տեսանկյունից, այստեղ տարրերն անվանվում են բջիջներ): Խնդիրը լուծելու համար տարածությունը բաժանում ենք երևակայական բջիջների, որոնք կոչվում են Յիի բջիջներ [108] (նկ. 38):



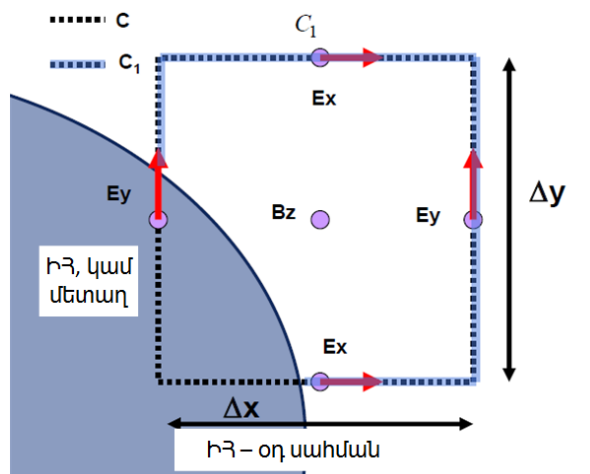
Նկ. 38. Եռաչափ խնդրի բաժանումը Յիի բջիջների: (ա) Բջիջների ընդհանուր տեսքը և (բ) մի բջջում էլեկտրական և մագնիսական դաշտերի փախկապակցվածությունը:

Այսպիսի բջիջներում մեծագույն խնդիրներն առաջանում են երկու միջավայրերի բաժանման սահմանին (նկ. 39): Վերջավոր տարբերությունների մեթոդները չեն կարող տարրալուծել միջավայրերի սահմանների երկրաչափությունը, կամ հաստությունները ավելի լավ՝ քան Յիի մեշի չափսն է: Տվյալ մեթոդում խնդիրը լուծվում է կամ փոքրացնելով բջիջների չափսերը միջավայրերի բաժանման սահմանին, կամ կոնֆորմալ մեշ տեխնոլոգիայով, կամ էլ երկուսը միասին: Կոնֆորմալ մեշի տեխնոլոգիան լուծում է Մաքսվելի հավասարումների ինտեգրալ տեսքերն այն մեշերում, որտեղ առկա են միջավայրերի հպման եզրեր: Մետաղների և իդեալական էլեկտրական հաղորդիչների դեպքում օգտագործվում է Յու-Միտտրայի մոտեցումը. C ուղղանկյուն կորով շրջապատված Յիի բջջում մագնիսական (էլեկտրական) դաշտը գտնելու համար C կոնտուրով ինտեգրումը փախարհնվում է C_1 կոնտուրով ինտեգրմամբ (նկ. 40)՝

$$\frac{\Delta B_z}{\Delta t} = -\oint_C \mathbf{E} d\mathbf{l} = -\oint_{C_1} \mathbf{E} d\mathbf{l}: \quad (1.32)$$



Նկ. 39. Յիի մեշի հեղուկանքով առաջացող որոշ խնդիրների օրինակներ:



Նկ. 40. Յու-Միտտրայի մեթոդով կոնֆորմալ մեշի իրականացումը

Յու-Միտտրայի մոտեցման նման ստեղծվել են նաև դիէլեկտրիկ - դիէլեկտրիկ սահմանի և ավելի ճշգրիտ մետաղ – դիէլեկտրիկ (հիմնականում կիրառվում է պլազմոն – պոլյարիտոնների հաշվարկների համար) կոնֆորմալ մեշի մեթոդներ:

Վերջավոր տարբերությունների մեթոդի թերություններից մեկը դինամիկ հիշողության և հաշվողական հզորության ավելի ինտենսիվ օգտագործումն է՝ ՎՏ մեթոդի համեմատ:

	Եռաչափ խնդիր	Երկչափ խնդիր
Դինամիկ հիշողության օգտագործում	$\sim(\lambda/dx)^3$	$\sim(\lambda/dx)^2$
Հաշվողական հզորության օգտագործում (հաշվարկի տևողություն)	$\sim(\lambda/dx)^4$	$\sim(\lambda/dx)^3$

Աղյուսակ 1. Հաշվողական ռեսուրսների և հիշողության օգտագործումը ՎՏ մեթոդի դեպքում երկչափ և եռաչափ խնդիրներում

Այստեղ լավ պրակտիկա է ազատ տարածությունում մեշի չափսը վերցնել $\lambda/10$ –ի կարգի, որտեղ λ –ն հետաքրքրող ամենափոքր ալիքի երկարությունն է: Հաշվարկից հետո ստացվում են դաշտերի լուծումները՝ կախված ժամանակից: Հաճախ կարևոր է իմանալ դաշտերի տեսքը կոնկրետ ալիքի հաճախության համար: Այս նպատակով կարելի է դաշտի լուծումը հեշտությամբ վերլուծել սպեկտրալ ներկայացման՝ Ֆուրիեի ձևափոխության միջոցով: Որպեսզի իմանանք համակարգի արձագանքը կոնկրետ հաճախության (ալիքի երկարության) վրա, կարող ենք լուծման սպեկտրալ ներկայացումը բաժանել լուծում մտցված ընկնող ալիքի սպեկտրին՝

$$\mathbf{E}(\omega) = \frac{1}{s(\omega)} \int_0^{T_{sim}} e^{i\omega t} \mathbf{E}(t) dt, \quad (1.33)$$

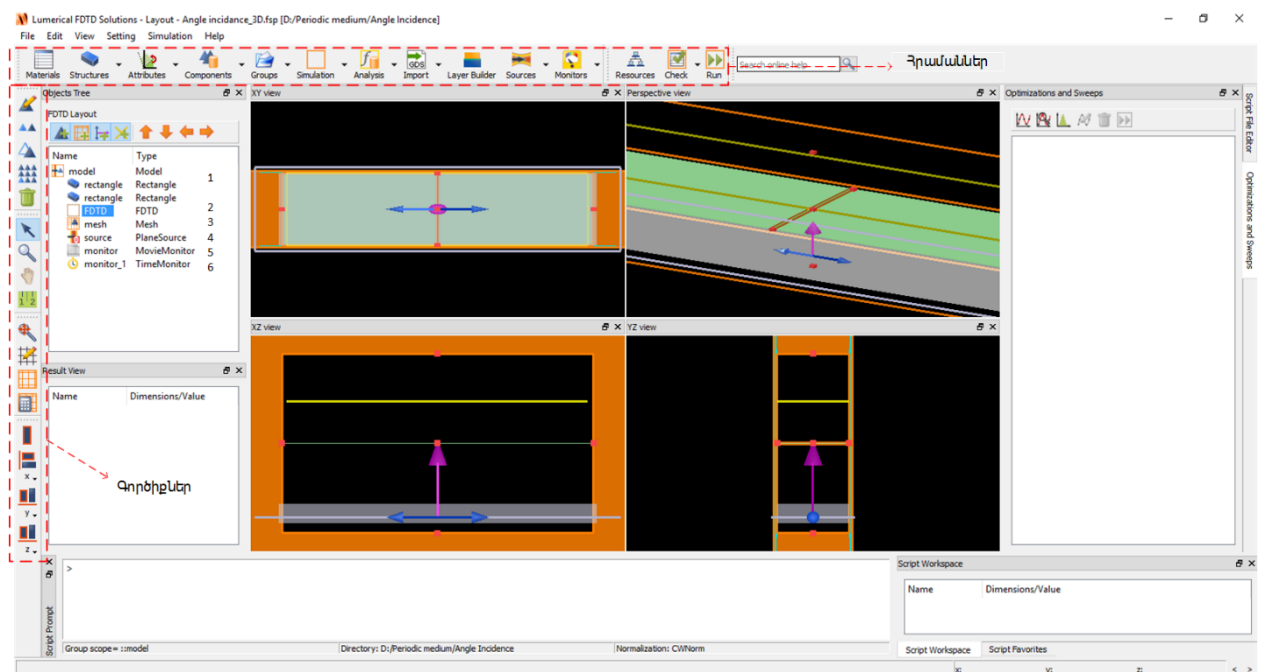
որտեղ T_{sim} –ը սիմուլյացիայում ժամանակի տևողությունն է, իսկ $s(\omega)$ –ն աղբյուրի սպեկտրալ բաշխվածությունը: Իդեալական դեպքում ձգտում են որ $s(\omega) = 1$ ՝ այսինքն $s(t) = \delta$: Գործնականում կիրառվում են շատ կարճ իմպուլսներ. օպտիկական տիրույթի համար՝ մի քանի ֆեմտովայրկյան:

Ի տարբերություն ՎՏՄ –ի, այստեղ սահմանային պայմանները կիրառվում են միայն մոդելի եզրային բջիջների խնդրի սահմանին հավող կողերի նկատմամբ: Ամենատարածված սահմանային պայմաններն են՝ ԻՀՇ –ն, իդեալական էլեկտրական հաղորդիչը, սիմետրիկ և ասիմետրիկ պարբերական սահմանային պայմանները և

Բլոխի պարբերական սահմանային պայմանը, որը համընկնում է Ֆլոկեի պայմանին ՎՏՄ –ում: Բլոխի սահմանային պայմանը հատկապես կիրառվում է, երբ անհրաժեշտ է անկյան տակ խնդիր մտցնել հարթ ալիք: Օրինակ, եթե Բլոխի պայմանը դրված է x ուղղությամբ սահմանային պատերի վրա, այն ապահովում է, որ $E(x + a) = e^{ika}E(x)$, որտեղ a –ն մոդելի չափսն է x ուղղությամբ, իսկ k –ն՝ Բլոխի վեկտորը: Բլոխի վեկտորի ճիշտ ընտրությունից է կախված խնդիր մտցվող հարթ ալիքի ապահովվումը:

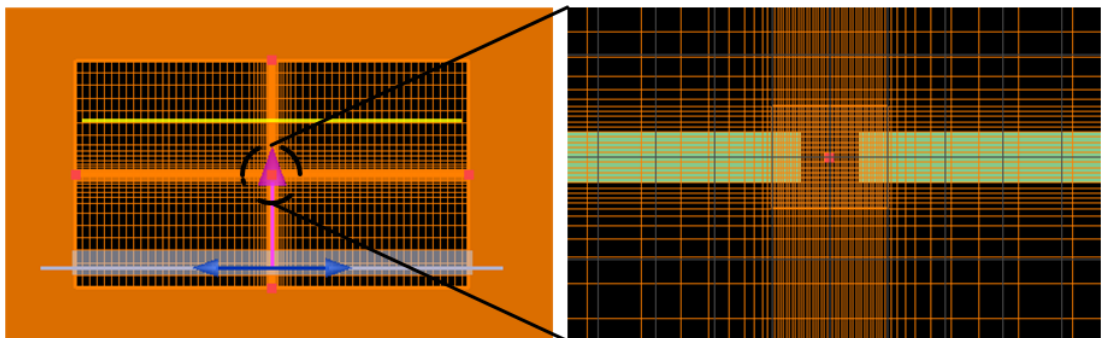
§ 1.4.2.1 Խնդրի մոդելավորումը և հաշվարկը Lumerical միջավայրում

Ենթաալիքային ճեղքից և պարբերական համակարգերից լույսի արտասովոր անցման անկյունային կախվածությունն ուսումնասիրելու համար Lumerical միջավայրում [106] կառուցվել է խնդրի մոդելը (նկ. 41): Հարկ է նշել, որ այստեղ s –բևեռացված անկյան տակ ընկնող լույսի համար (նկ. 25բ) խնդիրը դադարում է երկչափ լինել (առաջանում է z ուղղությամբ տարածվող բաղադրիչ) և հարկ է առաջանում խնդիրը լուծել եռաչափ տարածությունում:



Նկ. 41. Թվային հաշվարկների Lumerical միջավայրի ընդհանուր տեսքը: Վերևի աջ պատուհանում պարկերված է մոդելի եռաչափ տեսքը, մինչդեռ մյուս 3 պատուհաններում պրոյեկցիաներն են՝ XY, XZ, YZ հարթություններում: Թվերով նշանակված են հետևյալ կարգավորումները՝ 1. Մոդելի երկրաչափությունը: 2. FDTD մեթոդի հաշվարկների փրոյոյթի նկարագրությունները: Այստեղ են ընտրվում սահմանային պայմանները, մոդելավորման ժամանակը, ստանդարտ մեջը և այլն: 3. Խտացված կամ կոնֆորմալ մեշի կարգավորումները: 4. Ճառագայթման աղբյուրի կարգավորումները: Այստեղ են ընտրվում ընկնող ալիքի տեսակը, բևեռացումը (ցուցադրված է կապույտ սլաքներով), ճառագայթման ուղղությունը (ցուցադրված է կարմիր սլաքով), կենտրոնական հաճախությունը, իմպուլսի տեսքը և փոփոխությունը: 5. և 6. Արդյունքները:

1 կարգավորման օգնությամբ կառուցվում է մոդելը, որը պատկերված է նկ. 41 – ում: Ինչպես ՎՏՄ –ում, այստեղ նույնպես ճեղքերի պարբերությունը որոշվում է x առանցքի ուղղությամբ մոդելի չափսով: 2 կարգավորման օգնությամբ ընտրվում է հաշվարկների տիրույթը: Հաջորդիվ, մոդելի $X_{\min}$, $X_{\max}$, $Z_{\min}$ և $Z_{\max}$ սահմանների համար ընտրվում է BFAST- Broadband Fixed Angle Source Technique սահմանային պայմանը, որը Բլոխի պարբերական պայմանի ընդլայնումն է լայնաշերտ սպեկտրի համար: BFAST սահմանների վրա Բլոխի k վեկտորն ընտրվում է այնպես, որ համաձայնության մեջ գտնվի ընկնող ալիքի անկման անկյան հետ: Մյուս կողմից, $Y_{\min}$ և $Y_{\max}$ սահմանների համար ընտրվում է 12 շերտանի լավացված ԻՀՇ՝ մեծ անկման անկյան տակ ընկած ալիքներն էֆֆեկտիվորեն կլանելու համար: Մոդելավորման տևողությունն ընտրված է 500 ֆվ: Քանի որ ճեղքում և մետաղների մակերևույթներին մեշերը բավականին ճշգրիտ չեն նկարագրում մոդելը, այս տիրույթներում 3 կարգավորման օգնությամբ ընտրվում է ավելի խիտ մեշ և կիրառվում է վերևում քննարկված կոնֆորմալ մեշի տեխնոլոգիան մետաղ-դիէլեկտրիկ սահմանի համար (նկ. 42): Այսպիսով, ամբողջ տիրույթը բաժանված է $\Delta X = \Delta Y = 50$ նմ և $\Delta Z = 150$ նմ Յիի բջիջների, իսկ ճեղքին մոտենալիս բջիջների չափսերն աստիճանաբար փոքրանում են՝ կազմելով $\Delta X = \Delta Y = 2$ նմ և $\Delta Z = 5$ նմ: 0.99 ժամանակային ստաբիլության գործակցով այսպիսի բաժանումը խնդրի լուծումը կատարում է 0.0116753 ֆվ ժամանակային քայլով:



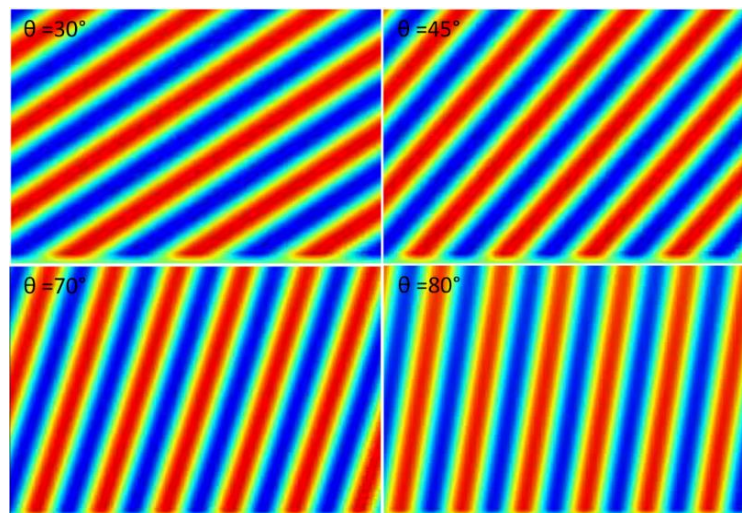
Նկ. 42. Խնդրի բաժանումը Յիի բջիջների և խտացումը ճեղքի մոտակա տիրույթում՝ XOY հարթությունում:

4 կարգավորման օգնությամբ ընտրվում են խնդիր մտնող դաշտի պարամետրերը: Ալիքի տիպը՝ հարթ ալիք, անկման անկյունը փոփոխվում է՝ անցման կախվածությունը անկման անկյունից գտնելու համար, բևեռացումը՝ p- կամ s- , դիրքը՝ ներքին ԻՀՇ –ից քիչ վերև (նկ. 41), կենտրոնական ալիքի երկարությունը՝ 5000 նմ (հետագայում փոփոխվում է), իմպուլսի տևողությունը՝ 80 ֆվ, իմպուլսի ամպլիտուդի

կախվածությունը ժամանակից ունի Գաուսյան բաշխվածության տեսք: 5 կարգավորման օգնությամբ ընտրված է ամբողջ տիրույթում դաշտերը ձայնագրող մոնիտոր ԻՀՇ –ների՝ պարբերական համակարգի ճիշտ աշխատանքում համոզվելու համար (այս մոնիտորը բացառվում է վերջնական հաշվարկում, դինամիկ հիշողություն խնայելու համար): 5 կարգավորման օգնությամբ ճեղքից վերև՝ մինչև վերին ԻՀՇ –ն տեղադրված է անցած հզորությունը գրանցող մոնիտոր՝ հարթ ալիքի անկման անկյունից անցած հզորության կախվածությունը գրանցելու համար:

Այստեղ, կախված ճեղքերի պարբերությունից (մոդելի x չափսից), լուծումը 4 միջուկանի 4 –րդ սերնդի Intel Core i7 պրոցեսորի վրա p - բևեռացված ալիքի համար տևում է մոտ 10–100 րոպե, իսկ s - բևեռացված ալիքի համար՝ մոտ 2-18 ժամ: Այս ահռելի տարբերությունը հետևանքն է այն բանի, որ p - բևեռացված ալիքի համար խնդրի լուծումը եռաչափ տարածությունից հնարավոր է տեղափոխել երկչափ տարածություն: Եռաչափ խնդրի լուծման համար պահանջվում է ավելի քան 22 ԳԲ դինամիկ հիշողություն, իսկ անկյունային կախվածությունը ստանալու համար կատարված պարամետրական լուծման դեպքում հաշվարկը տևում է ավելի քան 3 օր:

Լուծման արդյունքները մանրամասն կերպով պատկերված են նկ. 26-31 –ում: Ավարտելով պարագրաֆը՝ ցույց տանք, թե ինչպիսի ճշգրտությամբ են աշխատում ԻՀՇ –ները և Բլոխի պարբերական սահմանային պայմանները FDTD մեթոդում (նկ. 43):



Նկ. 43. Հարթ ալիքի անցումը մոդելի XOY հարթությունով, երբ մետաղական բարակ էկրանը հանված է մոդելից՝ ԻՀՇ –երի և պարբերական սահմանային պայմանների ճշգրտությունը ստուգելու համար: ԻՀՇ –երը տեղադրված են մոդելի վերին և ստորին եզրերին, իսկ Բլոխի պարբերական սահմանային պայմանները՝ աջ և ձախ եզրերին:

Նկ. 43 –ից պարզ է դառնում, որ 1. նույնիսկ 80° անկման անկյան դեպքում այստեղ $\Gamma < \Sigma$ –ները գրեթե իդեալական կերպով կլանում են ընկնող դաշտը՝ չհանգեցնելով անդրադարձումների դեպի մոդել և 2. Բլոխի սահմանային պայմաններն աշխատում են լավ՝ ապահովելով իդեալականին մոտ հարթ ճակատով ալիք:

Առաջին գլխի ամփոփում

Այսպիսով, այս գլխում ստացվեցին պարզ, բայց և ճշգրիտ արտահայտություններ, որոնք նկարագրում են իդեալական մետաղական հաղորդիչ էկրանին բացված ենթաալիքային ճեղքում դաշտի միջին արժեքը և անցման էֆֆեկտիվությունը: Ստացված արտահայտությունները կիրառելի են պրակտիկորեն բոլոր մետաղների համար ինֆրակարմիր և ավելի մեծ ալիքների տիրույթներում: Պարզագույն եղանակով ստեղծված ճեղքերում հնարավոր է ստանալ $\sim 10^2$ դաշտի և ~ 10 անցման էֆֆեկտիվության ուժեղացում: Այսպիսի ենթաալիքային ճեղքերից կազմված պարբերական համակարգը կարող է իրականացնել հզորության իդեալական (100%) փոխանցում:

Թվային մեթոդներով ուսումնասիրվեց արտասովոր անցման կախվածությունը հարթ ալիքի անկման անկյունից: Պարզվեց որ, անցած հզորության կախումն ալիքի անկման անկյունից զգալի կերպով չի փոխվում մինչև սահմանային արժեքը (62° p–բևեռացված ալիքների և է 44° s–բևեռացված ալիքների համար), որից հետո նկատվում է կտրուկ նվազում: Սահմանային անկյան արժեքը կախված չէ ալիքի երկարությունից, մետաղի տիպից կամ հաստությունից, ճեղքի լայնությունից այս պարամետրերի բավական մեծ տիրույթում: Հետաքրքրական է, որ անկախ անկման անկյունից անցած դաշտի բաշխվածությունը կարելի է նկարագրել Հանկելի ֆունկցիաների օգնությամբ:

Արդյունքները կարևոր հետևանք ունեն թե՛ հիմնարար, թե՛ տեխնոլոգիական կիրառություններում՝ սկսած ենթաալիքային ճեղքերով իրականացվող մոտական դաշտի SՀց միկրոսկոպիայից մինչև մակերևութային ուժեղացված գծային և ոչ գծային սպեկտրոսկոպիա և տարատեսակ տվիչների մշակում [109]:

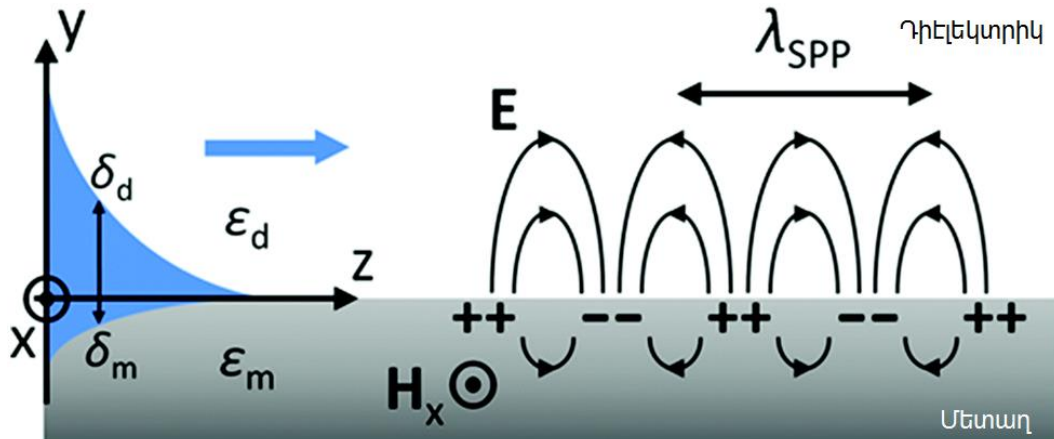
ԳԼՈՒԽ 2. ՄԱԿԵՐԵՎՈՒԹԱՅԻՆ ՊԼԱՋՄՈՆ – ՊՈԼՅԱՐԻՏՈՆԱՅԻՆ ԱՆՑՈՒՄԸ ՄԵՏԱՂՈՒՄ ԲԱՑՎԱԾ ԵՆԹԱԱԼԻՔԱՅԻՆ ՃԵՂՔԵՐՈՎ ԵՎ ՃԵՂՔԵՐԻ ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ՀԱՄԱԿԱՐԳԵՐՈՎ

§ 2.1 Մակերևութային պլազմոն-պոլյարիտոնների հատկությունները

Մետաղի մակերևութային մակերևութային ալիքների հնարավոր առաջացումը ուսումնասիրվել է դեռևս 1907 թվականից սկսած, երբ Ջեննեկն անլար հեռագրության համար հետազոտում էր էլեկտրամագնիսական ալիքների տարածումը ձգված մետաղի մակերևութով [70]: Մոտ 50 տարի անց Ռիտչեն կանխատեսեց, որ արագ շարժվող լիցքավորված մասնիկները բարակ մետաղական թիթեղի վրա, ի հավելումն ծավալային պլազմային տատանումների, կարող են գրգռել նաև մակերևութային տատանումներ [102]: Այս կանխատեսումը շատ արագ հաստատվեց փորձերով, և մակերևութային տատանումները ստացան մակերևութային պլազմոններ անվանումը: Քանի որ մակերևութային պլազմոնները կապված են էլեկտրամագնիսական ալիքների հետ, ալիքն ավելի ճիշտ նկարագրելու համար այն անվանում են մակերևութային պլազմոն-պոլյարիտոն (ՄՊՊ): ՄՊՊ –երը բավականին երկար ժամանակ հանդիսանում էին նեղ ակադեմիական հետաքրքրության առարկա, մինչև պարզ դարձավ, որ ՄՊՊ –երը կարող են կիրառվել դիէլեկտրիկական թափանցելիության շատ փոքր փոփոխությունները գրանցելու, ինչպես նաև Ռամանյան սպեկտրոսկոպիայում ցրված դաշտն էֆֆեկտիվորեն ուժեղացնելու համար՝ հնարավոր դարձնելով քիմիական շղթաներում մի մոլեկուլի գրանցումը:

ՄՊՊ –երը մետաղ-դիէլեկտրիկ սահմանով տարածվող ալիքներ են: Այս ալիքներն առաջանում են, մետաղում ազատ էլեկտրոնների խտության տատանման և էլեկտրամագնիսական ալիքի փոխազդման հետևանքով: Արդյունքում, ՄՊՊ –երը կրում են ինչպես ֆոտոնի, այնպես էլ պլազմոնի հատկությունները: ՄՊՊ դաշտը մակերևութային ուղղահայաց ուղղությամբ էվանեսցենտ է և էքսպոնենցիալ կերպով

մարում է մի կողմից դեպի մետաղ, մյուս կողմից դեպի դիէլեկտրիկ: Ընդ որում մետաղում թափանցումը շատ ավելի փոքր է, ի համեմատ դիէլեկտրիկում թափանցման (նկ. 44):



Նկ. 44. Էլեկտրական դաշտի ուժագծերը և լիցքի բաշխվածությունը մետաղ-դիէլեկտրիկ սահմանով ՄՊՊ տարածման դեպքում: «+» նշանով ցույց են տրված լիցքի խտացումները, իսկ «-» նշանով՝ նոսրացումները:

Մաքսվելի հավասարումների լուծումներն այստեղ կարելի է դասակարգել երկու մոդերի՝ p- և s- բևեռացված ալիքների: Իդեալական հարթ մակերևույթի համար մակերևույթին զուգահեռ ուղղությամբ տարածում ունենալու համար անհրաժեշտ է, որ էլեկտրական դաշտն ունենա մակերևույթին ուղղահայաց բաղադրիչ: Այսինքն, այստեղից հետևում է, որ ՄՊՊ –երի համար s –բևեռացված (էլեկտրական դաշտը զուգահեռ է մակերևույթին) տատանումներ գոյություն չունեն և լուծումները փնտրվում են p –բևեռացված մոդերի տեսքով: z ուղղությամբ տարածվող ՄՊՊ –երի համար կգրենք՝

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_i &= (0, E_{iy}, E_{iz}) e^{-k_{i\perp}|y|} e^{i(q_i x - \omega t)} \\ \mathbf{H}_i &= (E_{ix}, 0, 0) e^{-k_{i\perp}|y|} e^{i(q_i x - \omega t)}, \end{aligned} \quad (2.1)$$

որտեղ q_i – ն ալիքային վեկտորի ամպլիտուդն է տարածման ուղղությամբ, իսկ i ինդեքսը ցույց է տալիս արժեքը մետաղում ($i = 1$) կամ դիէլեկտրիկում ($i = 2$): (2.1) –ը, տեղադրելով Մաքսվելի հավասարումներում, և կիրառելով սահմանային պայմանները կստանանք, որ՝

$$k_{SPP} = q_1 = q_2 = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_m}{\epsilon_d + \epsilon_m}}, \quad (2.2)$$

որտեղ, $\frac{2\pi}{\lambda}$ –ն ընկնող ալիքի ալիքային թիվն է: Քանի որ մետաղի դիէլեկտրիկ թափանցելիությունը կոմպլեքս մեծություն է, k_{SPP} –ն նույնպես կհանդիսանա կոմպլեքս

մեծություն: Մետաղի Դրուդե մոդելի ներկայացման դեպքում ընդունելով $\varepsilon_d = 1$ կստանանք՝

$$k_{SPP} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{\omega^2 - \omega_p^2}{2\omega^2 - \omega_p^2}}, \quad (2.3)$$

որտեղ ω_p –ն պլազմային հաճախությունն է: ՄՊՊ –երն ունեն են նաև $k_{\perp}$ ալիքային վեկտոր, որը նկարագրում է ՄՊՊ –ի բաշխվածությունը մակերևույթին ուղղահայաց ուղղությամբ, թե՛ դեպի դիէլեկտրիկ, և թե՛ դեպի մետաղ: Այս կոմպլեքս ալիքային վեկտորը, որոշվում է հետևյալ հավասարումից՝

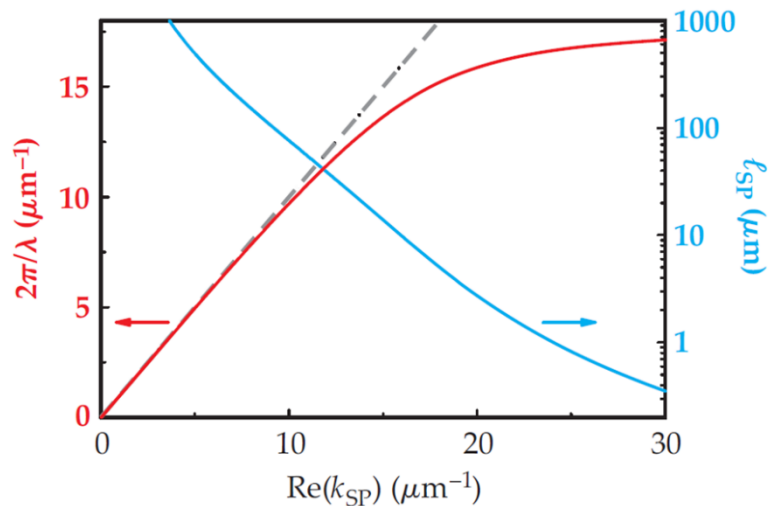
$$(k_{\perp}^{d,m})^2 = \varepsilon_{d,m}(2\pi/\lambda)^2 - (k_{SPP})^2 \quad (2.4)$$

$k_{\perp}$ ալիքային վեկտորի կեղծ մասը նվազում է, երբ նվազում է k_{SPP} իրական մասը: Երբ k_{SPP} –ն նվազում է, մոտենալով լույսի գծին, $(\frac{2\pi}{\lambda})$ ՄՊՊ լոկալիզացիան թուլանում է, և հեշտանում է տարածվող լույսի վերածումը ՄՊՊ ալիքի, ինչպես նաև ՄՊՊ ալիքի ճառագայթումը տարածվող էլեկտրամագնիսական ալիքների տեսքով: ՄՊՊ տարածման երկարությունը՝ l_{SPP} , այն հեռավորությունը, որը ՄՊՊ անցնում է մինչև ազատ էլեկտրոնների կողմից կլանումը, կրիտիկական պարամետր է ֆոտոնիկայում օպտիկական սխեմաներ պատրաստելու համար: Այն որոշվում է k_{SPP} –ի կեղծ մասից և ունի հետևյալ տեսքը՝

$$l_{SPP} = \frac{1}{2\text{Im}(k_{SPP})} = \frac{2}{[\text{Re}(k_{SPP})]^3} \frac{[2\pi\text{Re}(\varepsilon_m)]^2}{\lambda^2 \text{Im}(\varepsilon_m)}. \quad (2.5)$$

Ինչպես երևում է նկ. 45 –ից, k_{SPP} –ի իրական մասի աճին զուգընթաց ՄՊՊ դիսպերսիոն կորը (կարմիր կոր) շեղվում է լույսի գծից (կետագծերով կոր) և դառնում խիստ տեղայնացված: Սրան զուգահեռ կարճանում է տարածման երկարությունը (կապույտ կոր), ինչը պայմանավորված է մետաղում էլեկտրոնների արգելակումների թվի աճով: Ինչպես կարելի է ցույց տալ, ՄՊՊ առաջացման փաստն ամբողջապես հիմնվում է այն հանգամանքի վրա, որ մետաղներում դիէլեկտրիկ թափանցելիության իրական մասը բացասական է՝ $\text{Re}(\varepsilon_m) < 0$: Մյուս կողմից, նշվեց, որ ՄՊՊ կորուստները պայմանավորված են մետաղներում դիէլեկտրիկ թափանցելիության կեղծ մասի մեծությամբ: Փոքր կլանումներ ունենալու համար անհրաժեշտ է, որ աշխատանքային ալիքի երկարության վրա $\text{Im}(\varepsilon_m) \ll -\text{Re}(\varepsilon_m)$: Այսինքն, կոնկրետ սպեկտրալ տիրույթում

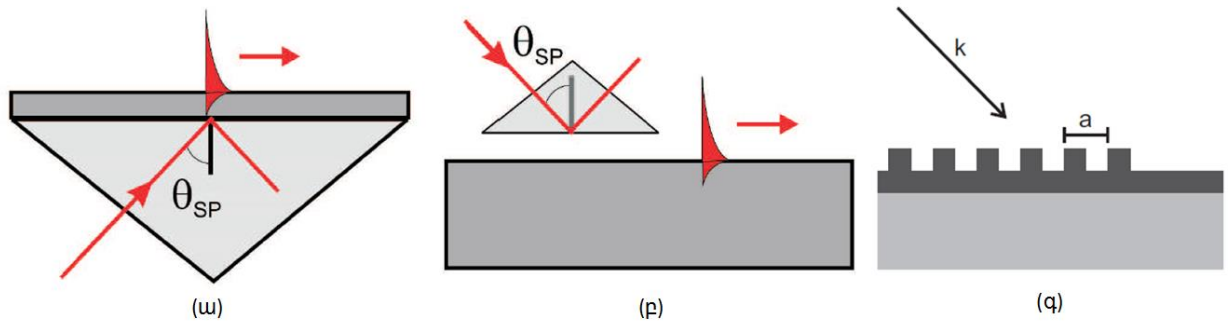
ՄՊՊ –երի էֆֆեկտիվ օգտագործման համար պետք է ընտրել այնպիսի նյութեր, որոնք բավարարում են $Re(\varepsilon_m) < 0$ և $Im(\varepsilon_m) \ll -Re(\varepsilon_m)$ պայմաններին: Օրինակ արժաթն ամբողջ տեսանելի տիրույթում հանդիսանում է լավ ընտրություն ՄՊՊ –երի համար: Նկ. 45 –ից նաև պարզ է դառնում, որ ընկնող լույսի և ՄՊՊ դիսպերսիոն կորերն իրար չեն համընկնում լավ լուրացված ՄՊՊ –երի դեպքում: Սա էլ իր հերթին նշանակում է, որ անհրաժեշտ է ունենալ որոշակի մեխանիզմ ընկնող լույսով ՄՊՊ գրգռման համար:



Նկ. 45. ՄՊՊ դիսպերսիոն առնչությունը (կարմիր կոր) և տարածման երկարությունը (կապույտ կոր) ոսկի-օդ սահմանին: Այս կորերը ստացվել են ոսկու կոմպլեքս դիէլեկտրիկ թափանցելիությունը Դրուդեի մոդելով ներկայացնելով: Կետագծերով մոխրագույն կորը սահմանին ընկնող տարածվող լույսի դիսպերսիոն առնչությունն է:

Ընկնող լույսի օգնությամբ ՄՊՊ ալիքներ գրգռելու բազմաթիվ մեթոդներ կան, որոնցից պատմականորեն հայտնի են մակերևութային անհարթությունների կամ պարբերական ակոսային համակարգերի միջոցով գրգռման Ստերնի մեթոդը [112] և պրիզմայի միջոցով գրգռման Օտտոյի [113] և Կրիչմանի [114] մեթոդները: Պրիզմայի միջոցով գրգռման սխեման այլ կերպ անվանվում է խախտված լրիվ ներքին անդրադարձմամբ գրգռում, քանի որ այն իրականացվում է լրիվ ներքին անդրադարձման ժամանակ առաջացած էվանեսցենտ էլեկտրամագնիսական դաշտերի մետաղի մակերևութային պլազմոնների հետ կապելու միջոցով:

Կրիչմանի կոնֆիգուրացիայում (նկ. 46ա), մետաղական բարակ շերտը նստեցված է խիտ օպտիկական թափանցելիությամբ դիէլեկտրիկ պրիզմայի վրա: Մետաղը լուսավորվում է դիէլեկտրական պրիզմայի միջոցով լրիվ ներքին անդրադարձման անկյունից մեծ անկյան տակ: Ընկնող լույսի ալիքային վեկտորը մեծանում է օպտիկական խիտ միջավայրում:



Նկ. 46. Գրգռումը պրիզմայի օգնությամբ. (ա) Կրիչմանի [114], (բ) Օպորտի [113], և (գ) պարբերական ակոսներով [112] մեթոդները:

Որոշ θ_{SPP} անկման անկյան դեպքում, երբ պրիզմայում ալիքային վեկտորը համընկնում է ՄՊՊ ալիքային վեկտորին մետաղ-օդ սահմանին, տեղի է ունենում լույսի ռեզոնանսային անցում բարակ մետաղով և այն կապվում է մակերևութային պլազմոններին.

$$\beta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_{prism}} \sin \theta: \quad (2.6)$$

Այս ռեզոնանսային պայմանի դեպքում նկատվում է պրիզմայից անդրադարձած լույսի կտրուկ նվազում (քանի որ լույսը գրեթե 100% -ով կապվում է մակերևութային պլազմոններին): Մետաղի հաստության աճին զուգընթաց նվազում է կապման էֆֆեկտիվությունը, ինչը պայմանավորված է անցման երկարության մեծացմամբ: Այն դեպքերում, երբ մետաղը բավական հաստ է և հնարավոր չէ օգտագործել Կրիչմանի մեթոդը, հաճախ օգտագործվում է Օտտոյի մեթոդը (նկ. 46բ): Այստեղ պրիզմայի և մետաղի արանքում ստեղծվում է հավելյալ դիէլեկտրական միջավայր՝ ավելի փոքր օպտիկական թափանցելիությամբ: Այստեղ անցումը տեղի է ունենում նոսր դիէլեկտրիկ միջավայրով (օրինակ օդով): Անցման ռեզոնանսային պայմանը նույնն է ինչ Կրիչմանի մեթոդի դեպքում (2.6): Պարբերական ակոսներով գրգռման մեթոդում (նկ. 46գ) ռեզոնանսային պայմանն ընդունում է հետևյալ տեսքը՝

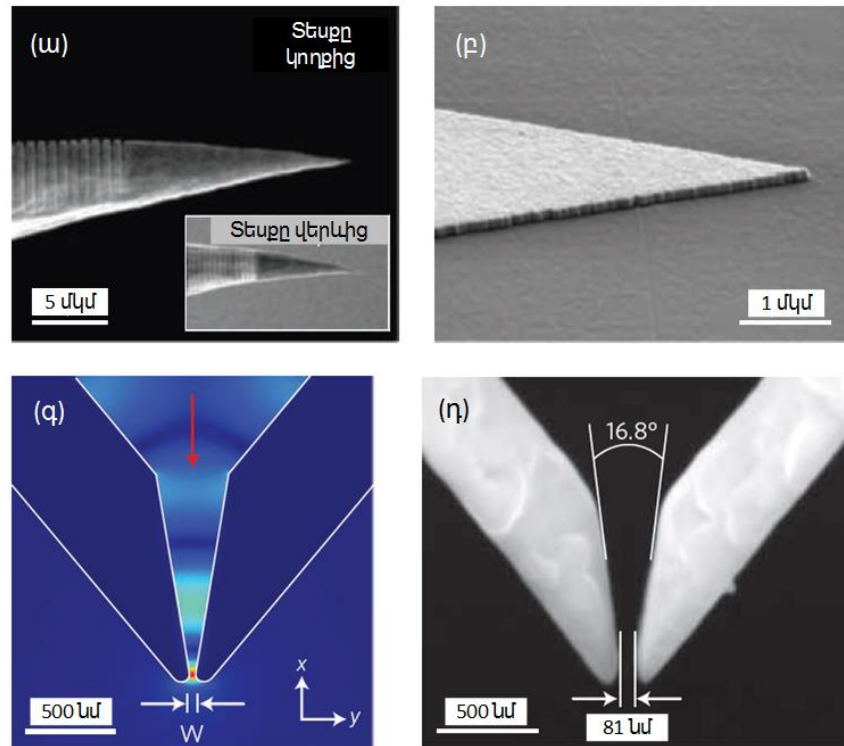
$$\beta = k_{inc} \sin \theta \pm nG, \quad (2.7)$$

որտեղ k_{inc} -ն ընկնող լույսի ալիքային վեկտորն է, $G = 2\pi/a$, իսկ n -ը՝ ցանկացած բնական թիվ է: Բացի այս երեք մեթոդներից գոյություն ունեն նաև գերֆոկուսացված օպտիկական փնջով և մոտակա դաշտի միջոցով գրգռման եղանակները, որոնց մանրամասնորեն չենք անդրադառնա:

ՄՊՊ –ների գոյությունը և այն փաստը, որ դրանք տեղայնացված տարածվում են պլազմային միջավայր-դիէլեկտրիկ սահմանի երկայնքով, հայտնի էին տասնամյակներ, սակայն այս ուղղության «երկրորդ ծնունդը» տեղի ունեցավ, երբ գիտնականները գիտակցեցին, որ մետաղական նանոկառուցվածքներում ՄՊՊ –ները կարող են օգտագործվել լույսը դիֆրակցիոն շեմից շատ անգամ ավելի փոքր չափսերում լոկալիզացնելու և ուղղորդելու համար: Այս զարգացման հիմք հանդիսացան երկու աշխատանք, որոնցից առաջինը վերաբերում էր ՄՊՊ –ների ենթաալիքային չափսերում ուղղորդված տարածման հնարավորությանը մետաղական գլանային նանոլարով կամ նանոանցքով [115], իսկ երկրորդում դիտարկվում էր լույսի գերֆոկուսացումը սեպանման կառուցվածքում [116]: Պլազմոնային նանոֆոկուսացումը հիմնականում տեղի է ունենում կոնի տեսքով սրված մետաղական ձողերի [117], սուր մետաղական սեպերի [116], դիէլեկտրիկի վրա կոնաձև մետաղական շերտերի և սրվող նանոխոռոչների համակարգերում: Այս բոլոր համակարգերում գոյություն ունի օպտիմալ արժեք սրման անկյան և սեպի երկարության համար, որտեղ իրականանում է ամենամեծ ֆոկուսացումը: Նկ. 47 –ում պատկերված են նանոֆոկուսացում ապահովող որոշ համակարգեր:

Մինչ այժմ, մեծագույն տեղայնացված դաշտի ուժեղացումը նանոֆոկուսացնող համակարգում (մինչև ~ 2000 անգամ) դիտարկված է սրված մետաղական ձողերում [118]: Սեպերը և սրված անցքերը ավելի քիչ էֆեկտիվ են և ապահովում են ~10-100 անգամ ուժեղացում, ընդամենը, մի քանի նանոմետր չափսերում: Այստեղ ֆոկուսացման չափսը ներքևից սահմանափակված է միայն տարածական դիսպերսիայով և նյութի ատոմական կառուցվածքով: Նանոֆոկուսացման համակարգերում դաշտի ուժեղացումը խիստ կախված է ծայրի շառավղից: Օրինակ, սրված ոսկու ձողում 632.8 նմ ալիքի երկարության համար օպտիմալ սրման անկյան դեպքում (~35°), նվազեցնելով սուր ծայրի շառավղի 10 նմ –ից մինչև 2 նմ, կարելի է մեծացնել ուժեղացման չափսը ~200 –ից հասցնելով ~1600 անգամի [118]: Նկ. 47գ,դ –ում պատկերված է նանոֆոկուսացման իրականացումը սրված ճեղքում, որտեղ վերևի մասում սրման անկյունը ~70.6° –է, իսկ ներքևի մասում՝ 16.8°: Վերևի բացվածքը օգտագործվում է ընկնող լույսով ՄՊՊ –ների ուղղակի գրգռման համար, իսկ ներքին բացվածքն արդեն օգտագործվում է

նանոֆոկուսացում իրականացնելու համար: Այստեղ $\lambda/40$ տիրույթում իրականանում է նանոֆոկուսացում, իսկ դաշտն ամենանեղ տիրույթում ուժեղանում է 10 անգամ:



Նկ. 47. Պլազմոնային նանոֆոկուսացման իրականացման համար ստեղծված որոշ փորձարարական կառուցվածքներ: (ա) ՄՊՊ ալիքների գրգռման համար պարբերական խոռոչների համակարգով սրված ոսկու ձող: (բ) Ոսկու սրված թիթեղը շափուղայի տակդիրի վրա: Այստեղ հիմնական մոդը ենթարկվում է նանոֆոկուսացման ոսկու սուր ծայրում: (գ, դ) Սրված ճեղքում նանոֆոկուսացման իրականացումը, (գ) թվային մեթոդներով հաշվարկը և (դ) սկանավորող էլեկտրոնային միկրոսկոպով (ՍԷՄ) նկարը:

§ 2.2 Պլազմոնային ալիքատարներ

Ինչպես հայտնի է, դիէլեկտրիկական մանրաթելային և շերտային ալիքատարները կարող են ուղղորդել էլեկտրամագնիսական մոդերը: Փոքրացնելով մանրաթելի շառավիղը (կամ շերտի հաստությունը)՝ հնարավոր է քչացնել ալիքատարով տարածվող մոդերի թիվը: Այս համակարգերում հիմնականը այն միակ մոդն է, որը չունի կտրման շառավիղ, կամ հաստություն: Երբ d շառավիղը (հաստությունը) նվազում է, հիմնական մոդը դիէլեկտրիկին շրջապատող միջավայր ավելի խորն է թափանցում (նկ. 48ա): Երբ շառավիղը (հաստությունը) ձգտում է զրոյի, ալիքատարում ալիքի երկարությունը մոնոտոն աճում է՝ λ_0 -ից (ալիքի երկարությունն է, երբ $d \rightarrow \infty$) հասնելով շրջապատող միջավայրում ալիքի երկարությանը: Արդյունքում, մոդի չափսը ձգտում է անվերջության՝ ալիքատարի չափսի փոքրացմանը զուգընթաց (նկ. 48ա ընդհատ գծեր): Այս երևույթը ցույց է տալիս լույսի դիֆրակցիոն սահմանի չափսը դիէլեկտրիկ

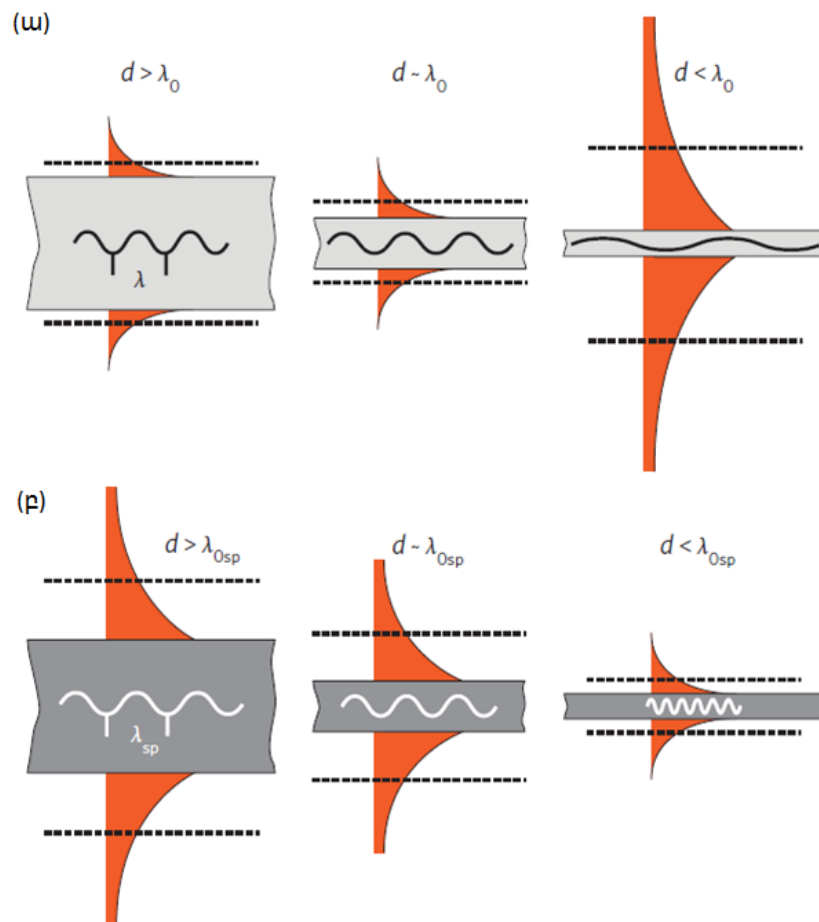
ալիքատարերում և հիմնական խոչնդոտն է հանդիսանում օպտիկական սարքերի հետագա փոքրացման և մեծ սխեմաներում ինտեգրման համար: Իրավիճակն արմատապես այլ է մետաղական նանոլարերում ՄՊՊ մոդերի ուղղորդված տարածման դեպքում: Երբ d շառավիղը փոքրացվում է λ_{OSP} –ից, որը համապատասխանում է անվերջ մեծ շառավղով մետաղում ՄՊՊ ալիքի երկարությանը, հիմնական ՄՊՊ մոդը (որի մագնիսական դաշտն ունի առանցքային սիմետրիա և ուղղահայաց է նանոլարի առանցքին) խիստ լոկալիզացվում է: Այստեղ, ի հավելումն մոդի ծավալի նվազման, փոքրանում են նաև ալիքի փուլը և խմբային արագությունը [115]: Արդյունքում, մետաղի տրամագիծը կարելի է փոքրացնել ընդհուպ մինչև մի քանի նանոմետր: Այստեղ ներքևից սահմանափակումը պայմանավորված է դիսիպատիվ կորուստների աճով, նյութի ատոմական կառուցվածքով և տարածական դիսպերսիայով: Այս հատկությունները հնարավորություն են տալիս ՄՊՊ ալիքատարների հիման վրա ստեղծել ենթաալիքային օպտիկական սարքեր, միացումներ նանոօպտիկական սխեմաներում, ինչպես նաև լույսը հասցնել քվանտային կետերին և առանձին մոլեկուլներին:

Տարբեր տիպերի մետաղական նանոկառուցվածքներ են դիտարկվել ՄՊՊ մոդերի ուղղորդված տարածումն ապահովելու համար: Այս կառուցվածքներից են բարակ մետաղական թիթեղները [119], մետաղական նանոմասնիկների շղթաները [120], գլանաձև մետաղական նանոժողերը և մետաղում փորված նանոանցքերը [115], դիէլեկտրիկ հիմքի տեղադրված մետաղական նանոշերտերը [121], բարակ մետաղներում բացված ճեղքային ալիքատարները [122], սուր մետաղական սեպերը [123], մետաղներում բացված նանոբացվածքները [124] և հիբրիդային պլազմոնային ալիքատարները, որոնք կազմված են մետաղի հետ կապված դիէլեկտրիկ նանոլարերից: Կարևոր է նկատել, որ ոչ բոլոր ՄՊՊ մոդերը, որոնք տարածվում են այս համակարգերով, կարելի է օգտագործել ալիքի լոկալիզացիա ապահովելու համար: Օրինակ, բարակ մետաղական թիթեղներում կարող են տարածվել երկու տիպի մոդեր՝ երկարատիրույթ և կարճատիրույթ ՄՊՊ –ներ: Մետաղի հաստության նվազմանը զուգընթաց երկարատիրույթ ՄՊՊ մոդերի լոկալիզացիան թուլանում է: Սա կապված է այն բանի հետ, որ երկարատիրույթ ՄՊՊ –ները ենթարկվում են միայն թույլ դիսիպացիայի, քանի որ ալիքի էներգիայի միայն փոքր մասն է տարածվում մետաղով:

Այսինքն երկարատիրույթ ՄՊՊ –ները կարող են տարածվել ավելի երկար (մի քանի միլիմետր, օպտիկական կապի ալիքի երկարությունների վրա ~1550 նմ), բայց թույլ են լոկալիզացված, ինչը թույլ չի տալիս օգտագործել այն օպտիկական ինտեգրալային սխեմաներում: Մյուս կողմից, կարճատիրույթ ՄՊՊ մոդերում, ինչպես որ գլանային մետաղական ձողի դեպքում (նկ. 48բ), լոկալիզացիան աճում է մետաղի բարակացմանը զուգընթաց: Չնայած այս մոդերը բնութագրվում են մեծ կորուստներով և կարող են տարածվել շատ ավելի կարճ երկարությունների վրա, սրանք ունեն ուժեղ ենթաալիքային լոկալիզացիայի ռեժիմում ալիքը ուղղորդված տարածելու հնարավորություն: Այս մոդերը հանդիսանում են օպտիկական ինտեգրալային սխեմաների, ինչպես նաև ենթաալիքային մասշտաբներում օպտիկական սարքերի փոխկապակցվածությունն ապահովող հիմնական մոդերը: Վերը թվարկված ոչ բոլոր պլազմոնային ալիքատարերն են հավասարապես ունակ ուղղորդել պլազմոնային ազդանշանները: Օրինակ, նանոմասնիկների շղթաները ենթարկվում են ուժեղ դիսիպացիայի [120], ինչը դժվարեցնում է սրանց կիրառումը պլազմոնային միացումներում: Մետաղներում փորված նանոանցքերն առաջացնում են դժվարություններ պատրաստման գործընթացում և ենթարկվում են մեծ կորուստների [115]: Գլանային նանոանցքերը զգայուն են կառուցվածքային թերությունների նկատմամբ (օրինակ մակերևույթի անհարթությունները, կամ իդեալական գլանից շեղումը) և դժվարեցնում են պատրաստումը և ինտեգրումը հարթ օպտիկական ինտեգրալային շղթաներում:

Օպտիկական հեռահաղորդակցության հաճախությունների վրա (~1300-1590 նմ), սեպաձև պլազմոնային ալիքատարները գերազանցում են ակոսավոր կառուցվածքներին ի հաշիվ տարածվող մոդի ավելի լավ ենթաալիքային լոկալիզացիայի, համեմատաբար փոքր դիսիպացիայի և երկար տարածման (մինչև ~100 մկմ): Այստեղից կարելի է եզրակացնել, որ մոտ ինֆրակարմիր տիրույթում, ենթաալիքային միացումների համար սեպաձև ալիքատարները նախընտրելի են V – ակոսաձև ալիքատարներից [125]: Վիճակը հակառակն է օպտիկական տիրույթում, այստեղ V –ակոսաձև ալիքատարներն ավելի նախընտրելի են և ապահովում են ավելի լավ լոկալիզացիա և տարածման երկարություն [126]: ՄՊՊ դաշտերի տիպիկ

բաշխվածությունները սեպաձև ալիքատարներում և V –ակոսաձև ալիքատարներում պատկերված են նկ. 49ա-դ –ում: Ավելին, ցույց է տրված, որ



Նկ. 48. Լույսի տարածումն օպտիկական մանրաթելում և մետաղական նանոլարերում: (ա) Օպտիկական մանրաթելում և (բ) գլանային մետաղական նանոլարում դաշտի լոկալիզացիան և ալիքի երկարությունը գլանների տարբեր շառավիղների դեպքում: λ_0 –ն և λ_{0sp} –ն մոդերի ալիքի երկարություններն են անվերջ մեծ շառավղով ալիքատարների դեպքի համար, օպտիկական մանրաթելերի և մետաղական նանոլարերի համար համապատասխանաբար:

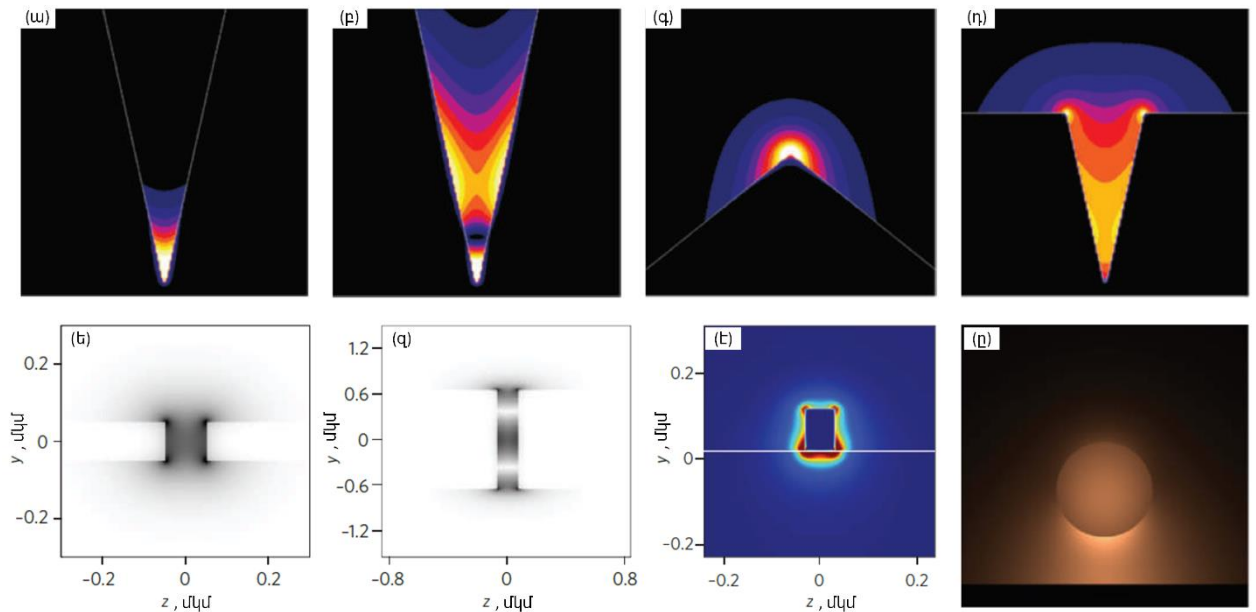
մոդի լոկալիզացիան կարող է ղեկավարվել փոփոխելով սեպի կամ V –ակոսի սրման անկյունը [116,125,126]: Սրման անկյան փոքրացումը բերում է մոդի ավելի ուժեղ լոկալիզացիայի և հետևաբար համակարգում տարածվող ՄՊՊ մոդերի թվի աճին: Սեպաձև ալիքատարներում և V –ակոսաձև ալիքատարներում ՄՊՊ մոդերի գոյության պայմանները (սրման անկյան ընդունելի տիրույթը կախված ալիքի երկարությունից, նյութից և այլն) մանրամասն քննարկվել և դուրս են բերվել [124,125,127]: Սրման անկյունները, որոնք ապահովում են լավ լոկալիզացիա և տարածում (~ 10 մկմ), ընկած են $10^\circ - 90^\circ$ անկյունների միջև: Ավելին, V –ակոսաձև ալիքատարներում տարածում ապահովելու համար անհրաժեշտ է, որ ակոսի խորությունը ավելի փոքր չլինի հիմնական մոդի մետաղ թափանցման խորությունից, որն էլ կախված է ալիքի

երկարությունից, մետաղի տիպից, սրման անկյունից և ակոսը լցնող դիէլեկտրիկ միջավայրի թափանցելիությունից: Օրինակ, վակուումում 30° անկյունով սրված արծաթե V –ակոսաձև ալիքատարներում 632.8 նմ ալիքի երկարության դեպքում ակոսի խորությունը պետք է լինի ոչ պակաս քան ~ 300 նմ, իսկ 25° անկյունով սրված ոսկե V –ակոսաձև ալիքատարներում ~ 1 մկմ ալիքի երկարության դեպքում ակոսի խորությունը պետք է լինի ոչ պակաս քան ~ 1 մկմ: Այս տիպի ՄՊՊ ալիքատարները օպտիկական և ինֆրակարմիր տիրույթներում բավականին լավ ուսումնասիրվել են նաև փորձնականորեն և ստացվել է մինչև ~ 100 մկմ տարածում և լավ լոկալիզացիա:

Մյուս կարևոր ենթաալիքային ՄՊՊ ալիքատարը բարակ մետաղական էկրանին բացված ճեղքն է: Այս ալիքատարները կարող են ուղղորդված տարածել երկու տիպի պլազմոնային սեփական մոդեր: Առաջին տեսակը (այդ թվում հիմնական մոդը) ձևավորվում է մետաղների չորս ուղղանկյուն եզրերով տարածվող պլազմոնների համադրման արդյունքում (նկ. 49ե): Այս տիպի մոդերի լոկալիզացիան աճում է, և խմբային արագությունը նվազում է, երբ փոքրացվում է կամ մետաղի հաստությունը, կամ ճեղքի լայնությունը: Երկրորդ տիպի մոդերը (նկ. 49զ) ձևավորվում են ճեղքային պլազմոնների՝ համակարգի ճեղքի եզրերից անդրադարձումների հաշվին: Այսպիսի համակարգերում պլազմոն պոլյարիտոնների անդրադարձման ամպլիտուդի, ինչպես նաև փուլի համար մանրակրկիտ տեսական ուսումնասիրությունը, ինչպես նաև անալիտիկ բանաձևերի դուրս բերումն իրականացված է այս աշխատանքի §2.3 –ում:

Ինչպես նախորդ տիպի ալիքատարներում, այստեղ նույնպես փորձնական ճանապարհով ցույց է տրվել այսպիսի մոդերի գոյությունը, լավ լոկալիզացիան և բավականին մեծ տարածման հեռավորությունը [128]: Այս ալիքատարներում, հնարավոր է իրականացնել մոդերի կապ իրար բավարար չափսով մոտ տեղադրված ճեղքային ալիքատարների միջև: Սա կարևոր հատկություն է հատկապես նանոօպտիկայում ուղղորդված բաժանիչներ կառուցելու համար: Ինտեգրալային նանոօպտիկայում կարևոր է իմանալ նաև այն մինիմալ հեռավորությունը, որից հետո ալիքատարները կկապվեն իրար և կներազդեն իրար վրա՝ աղավաղելով տեղափոխվող ինֆորմացիան: Այս հարցերը մանրակրկիտ կերպով դիտարկվել են [129]–ում, ինչպես նաև ցույց է տրվել, որ հավելյալ մետաղական էկրանի տեղադրումը կարող է զգալի թուլացնել

միջալիքատարային կապերը՝ չազդելով տարածման երկարության և լուսալիզացիայի վրա:



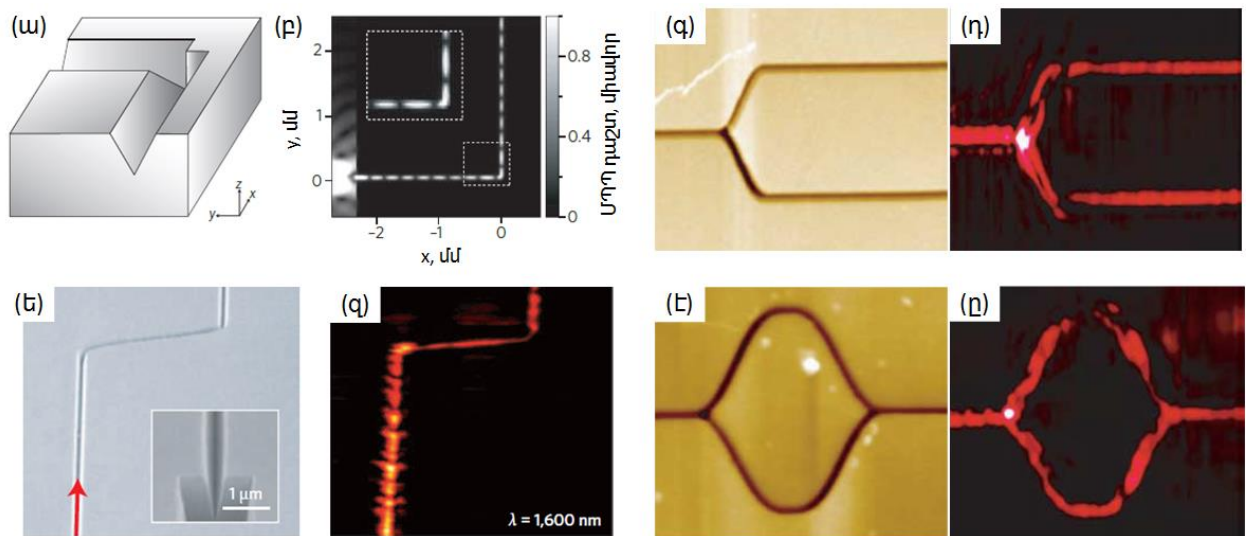
Նկ. 49. Ուղղորդված տարածվող ուժեղ լուսալիզացված մոդերի դաշտերի տեսքերը տարբեր ենթաալիքային ՄՊՊ ալիքատարներում: (ա) Անվերջ խորը V-ակոսաձև մետաղական ալիքատարում հիմնական մոդը: (բ) Անվերջ խորը V-ակոսաձև մետաղական ալիքատարում երկրորդ մոդը: (գ) Սեպաձև ալիքատարում հիմնական մոդը: (դ) 1172 նմ խորությամբ ոսկուց V-ակոսաձև մետաղական ալիքատարում հիմնական մոդը ակոսի եզրերին առաջացած սեպաձև ալիքատարի պլազմոնային մոդերի հետ վակուումում 1 մկմ ալիքի երկարության դեպքում: (ե) Արծաթե բարակ էկրանին բացված ճեղքով տարածվող հիմնական մոդը (առաջանում է 4 եզրերի սեպաձև ալիքատարերի միջոցով) 632.8 նմ ալիքի երկարության վրա: (զ) Արծաթե բարակ էկրանին ((ե) դեպքի համեմատ՝ ավելի հաստ) բացված ճեղքով տարածվող ավելի բարձր կարգի մոդերից մեկը 632.8 նմ ալիքի երկարության վրա: (է) Շափյուղայի վրա ($y < 0$) դրված ոսկու նանոժողով տարածվող հիմնական մոդը 1480 նմ ալիքի երկարության վրա: (ը) Ապակե միջավայրում տեղադրված 200 նմ տրամագծով GaAs նանոլարի և նրանից 100 նմ հեռավորության վրա տեղադրված մետաղական փակդիրի միջև առաջացող հիմնական հիբրիդային մոդը 1550 նմ ալիքի երկարության վրա:

Նկ. 49է –ում պատկերված է մետաղական նանոժողի մոտ դաշտերի բաշխվածությունը: Այստեղ հիմնական մոդի լուսալիզացիան ալիքի երկարությունից փոքր է ավելի քան 10 անգամ: Նկ. 49 –ում պատկերված է հիբրիդային ալիքատարի օրինակ, որը ձևավորվել է դիէլեկտրիկ նանոլարի և մետաղական մակերևույթի միջոցով: Այս ալիքատարը կարող է ապահովել շատ լավ լուսալիզացիա հատկապես ուղղահայաց ուղղությամբ, երբ նանոլարի և մետաղի միջև տարածությունը կրճատվում է [130]: Այստեղ նաև թույլ են դիսիպացիոն կորուստները, այսինքն այս ալիքատարն ապահովում է զգալի մեծ տարածում՝ համեմատած այլ պլազմոնային ալիքատարների՝ նույն մոդի ծավալի դեպքում [130]: Պլազմոնային ալիքատարների՝ դասական ալիքատարների հետ համեմատած, էֆեկտիվության, հնարավոր օպտիմալացման և այլ առավելությունների, ինչպես նաև մոդերի չափսերի, կորուստների և միջալիքատարային կապերի մասին մանրակրկտորեն ներկայացված է [131]:

Պլազմոնային ալիքատարների զարգացման հետ հնարավոր է դառնում իրականացնել ՄՊՊ նանոօպտիկական շղթաների և սարքերի հսկայական պոտենցյալը, քանի որ այս ալիքատարները հանդիսանում են ոչ միայն կապող էլեմենտներ, այլ նաև ընկած են շատ պլազմոնային սարքերի հիմքում: Առաջին խնդիրը լազերային փնջով կամ օպտիկական մանրաթելով պլազմոնային ալիքատարի գրգռումն է: Դասական գրգռման մեթոդները (պարբերական խոռոչներ, պրիզմա) այստեղ ոչ էֆեկտիվ են գործում: Մետաղական նանոլարերի դեպքում, օրինակ, պարզագույն մեթոդը լազերային փնջի խիստ ֆոկուսացումն է նանոլարի մի եզրին: Եզրից լույսը ցրվում է բոլոր ուղղություններով և եթե ընկնող լույսն ունի դաշտի երկայնական բաղադրիչ (նանոլարի առանցքին զուգահեռ), ապա կգրգռվի ՄՊՊ մոդ: Տարածվող մոդը, հասնելով նանոլարի մյուս եզրին, մասնակի ճառագայթվում է, ինչը հնարավոր է դարձնում համոզվել ՄՊՊ գրգռման մեջ: Ցույց է տրվել նաև որ հնարավոր չէ գրգռում ստանալ, եթե լույսը ֆոկուսացված է նանոլարի մակերևույթին՝ եզրերից հեռու, կամ չունի դաշտի երկայնական բաղադրիչ: Նմանապես, պլազմոնների գրգռումն այս ալիքատարում կարելի է կատարել մակերևութային անհարթությունների միջոցով, կամ ալիքատարների միացման կետերում: [21] աշխատանքում ցույց է տրված մեծ քանակությամբ նանոլարերի միաժամանակյա եզրից գրգռման հնարավորությունն օպտիկական մանրաթելով, երբ դաշտի բևեռացումն ուղղահայաց է նանոլարի առանցքին: Ամեն դեպքում, այս ալիքատարների էֆեկտիվ գրգռումը խնդրահարույց է, քանի որ գոյություն ունի դաշտերի սիմետրիկություն առանցքի նկատմամբ: Այսինքն, մոդերի էլեկտրական դաշտերը հիմնականում բաշխված են շառավղով համաչափ և բոլոր անկյուններով, իսկ ընկնող լույսը հիմնականում գծային է բևեռացված: Պարզ է, որ այս դեպքում մետաղական նանոլարը կարող է գրգռվել միայն դաշտի երկայնական բաղադրիչի օգնությամբ: Համեմատության համար, այս խնդիրը բացակայում է սեպաձև և ակոսավոր ալիքատարներում, քանի որ դաշտն այստեղ գծային է բևեռացած (ուղղահայաց է ակոսի եզրերին): Սա թույլ է տալիս բավական մեծ էֆեկտիվությամբ գրգռել ալիքատարը եզրից՝ օգտագործելով միամոդ մանրաթելային ալիքատար: Ամենամեծ գրգռման էֆեկտիվությունն (~70%) ունի դիէլեկտրիկ շերտային ալիքատարով

գրգռումը, քանի որ հիմնական մոդերի բևեռացումը համընկնում է ակոսավոր պլազմոնային ալիքատարի հիմնական մոդի բևեռացման հետ:

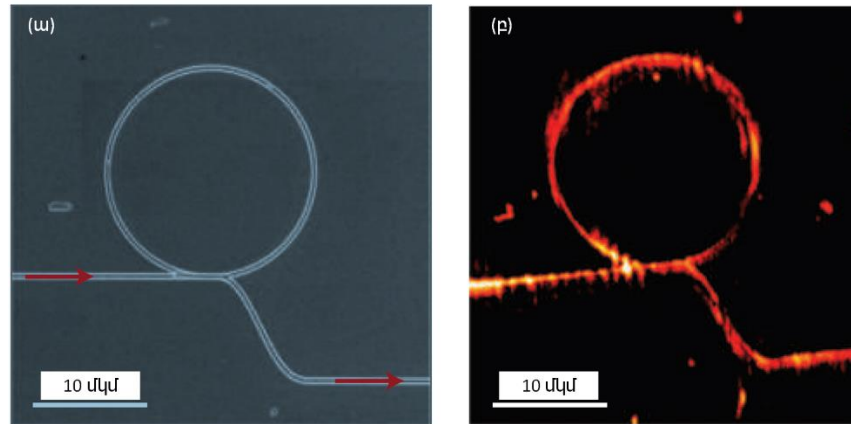
Քանի որ նանոլարերը և նանոծողերը չաճազանց զգայուն են անհարթությունների, ալիքատարի բեկման կետերի նկատմամբ, պլազմոնային ալիքների ուղղորդումը և ֆիլտրումն իրականացվում է հիմնականում ակոսավոր ալիքատարներով: Օրինակ հնարավոր է եղել իրականացնել գրեթե առանց կորուստ ուղղորդում 90° անկյունների դեպքում, ինպես նաև Ֆաբրի-Պերո ինտերֆերոմետրեր նանոմետրական չափսերում (նկ. 50ա,բ):



Նկ. 50. Պլազմոնների ուղղորդումն ալիքատարներով: (ա) V –ակոսաձև ենթաալիքային ալիքատարի կառուցվածքը 90° արմունկի առկայության դեպքում: (բ) ՄՊՊ դաշտի տեսքը (ա) կառուցվածքում 30° սրման անկյան դեպքում, երբ ալիքի երկարությունը 633 նմ է: (գ) Y –բաժանիչի տեսքը և (դ) մոտակա դաշտի օպտիկական միկրոսկոպով արված նկարը: (ե) V –ակոսաձև ալիքատարի արմունկի նկարն արված սկանավորող էլեկտրոնային միկրոսկոպի և (զ) մոտակա դաշտի օպտիկական միկրոսկոպի միջոցով: (է) MZ ինտերֆերոմետրի տեսքը և (ը) մոտակա դաշտի օպտիկական միկրոսկոպով արված նկարը:

Փորձով ցույց է տրվել ՄՊՊ գրեթե անկորուստ տարածումն ալիքատարի արմունկներում, Y –բաժանիչներում և Մախ-Չենդերի ինտերֆերոմետրում (MZ) (նկ. 50գ,դ) [132,133]: Պլազմոնային ալիքատարերի մյուս կարևոր հատկությունը հաճախության ընտրողունակությունն է՝ $\delta\lambda$, որը պայմանավորված է կորուստներով: Այստեղ ճիշտ է հետևյալ համեմատությունը՝ $\delta\lambda/\lambda \sim 0.5\lambda_{SP}/l_{SP}$, որտեղ λ_{SP} –ն ՄՊՊ ալիքի երկարությունն է, իսկ l_{SP} –ն՝ տարածման երկարությունը: Համեմատությունից հետևում է, որ հաճախության ընտրողունակությունը փոքրանում է, երբ կորուստները մեծանում են (փոքրանում է տարածման երկարությունը): Օրինակ, օղակաձև ռեզոնատորը օպտիկական հեռահաղորդակցության ալիքի երկարությունների վրա (~ 1.5 մկմ) կարող է աշխատել որպես փոխանջատիչ, անցման և կլանման ռեժիմների միջև փոփոխելով

ալիքի երկարությունը 22.5 նմ –ով, այսինքն օղակում ալիքը տարածվում է ~50 մկմ: Ցույց է տրվել, որ 10 մկմ շառավղով օղակաձև ռեզոնատորը իրականացնում է փոխանջատում, երբ ալիքի երկարությունը փոփոխվում է 20 նմ –ով (նկ. 51) [133]:



Նկ. 51. Պլազմոնային օղակաձև ալիքատարային ռեզոնատոր: (ա) 10 մկմ շառավղով օղակաձև ռեզոնատորի նկարը սկանավորող էլեկտրոնային միկրոսկոպի օգնությամբ և (բ) մոտակա դաշտի օպտիկական միկրոսկոպով արված նկարը 1500 նմ ալիքի երկարության դեպքում:

Պլազմոնային ալիքատարները հիմք են հանդիսանում նաև նանո անտենաների իրականացման համար: Ինչպես արդեն նշվել է, ալիքատարներով տարածվող պլազմոնները եզրերից ենթարկվում են անդրադարձումների և ձևավորում են Ֆաբրի-Պերո ռեզոնանսներին նման ռեզոնանսներ, որտեղ ռեզոնանսային պայմանը գրվում է հետևյալ կերպ.

$$L \frac{2\pi}{\lambda_{SP}} = m\pi - \varphi, \quad (2.8)$$

որտեղ L –ը նանոկառուցվածքի երկարությունն է, իսկ φ –ն անդրադարձան ժամանակ փուլի փոփոխությունը: Կախված ՄՊՊ մոդի սիմետրիայից՝ նանոկառուցվածքում կարող են առաջանալ դաշտերի այնպիսի բաշխումներ, որոնք կրկնում են էլեկտրական կամ մագնիսական դիպոլի դաշտերի բաշխումները: Քանի որ կարճատիրույթ ՄՊՊ –ների ալիքի երկարությունը ձգտում է զրոյի, երբ կառուցվածքի չափսերը փոքրանում են, հնարավոր է դառնում նախագծել նանո անտենաներ և ռեզոնատորներ մի քանի նանոմետր չափսերում տրված ալիքի երկարության վրա [17]: Այս խնդրում չափազանց կարևոր է ճշգրտորեն հաշվարկել ալիքատարի եզրերից անդրադարձման ժամանակ փուլի φ փոփոխությունը (տես §2.3) [134]:

Որպեսզի պլազմոնիկայի շղթաները լինեն լիարժեք, անհրաժեշտ է, որ գոյություն ունենան ոչ գծային, ակտիվ կոմպոնենտներ (մոդուլյատորներ, դետեկտորներ,

ուժեղացուցիչներ): Ալիքատարներում մոդուլյացիայի և դետեկտման համար հաճախ օգտվում են միջավայրի հատկություններից, օրինակ ջերմաօպտիկական, էլեկտրաօպտիկական և մագնիսաօպտիկական մեթոդներից: Մոդուլյացիայի արագագործության տեսանկյունից օպտիկական ղեկավարումն ունի մեծագույն փոխանջատման արագությունը: Ներկայումս լաբորատոր պայմաններում իրականացվել են ՄՊՊ մոդուլյատորներ՝ ֆեմտովայրկյանային փոխանջատումներով [14,15]: ՄՊՊ կորուստները կարելի է կոմպենսացնել, եթե մետաղին հպվող դիէլեկտրիկ միջավայր մտցվի օպտիկական ուժեղացում: Այս խնդիրը բավականին բարդ է ի հաշիվ ՄՊՊ-ների մեծ դիսիպատիվ կորուստների: Կորուստները համեմատաբար փոքր են ավելի մեծ ալիքի երկարությունների վրա, այդ պատճառով էլ առաջին պլազմոնային լազերները ստեղծվել են միջին ինֆրակարմիր տիրույթում: Իրականում սրանք քվանտային կասկադային լազերներ (ՔԿԼ) են, որոնցում օգտագործում են պլազմոնային ալիքատարներ: Հետագայում օպտիկական մղման միջոցով հագեցված պոլիմերների օգնությամբ ՄՊՊ ուժեղացում գրանցվել է նաև տեսանելի տիրույթում [135]: Ավելին, ՄՊՊ ուղղակի գեներացիա (առանց ընկնող լույսի) է ստացվել մետաղական բարակ շերտերն ազատ էլեկտրոններով ռմբակոծելիս [136], օրգանական լուսադիոդներում [137] և մետաղական ճեղքի և սիլիկոնի օգնությամբ [138]: ՄՊՊ դետեկտորները հիմնականում հիմնված են մետաղ-կիսահաղորդիչ-մետաղ ֆոտոդետեկտորների և նանոլարային դաշտային տրանզիստորների վրա [139]: Բացի սրանից, այժմ պլազմոնային ալիքատարների հիմքով հետազոտություններ են կատարվում տրամաբանական էլեմենտների ստեղծման և ինտեգրման ուղղությամբ [140]:

§ 2.3 Մակերևութային պլազմոնի տարածման հատկությունները մետաղում բացված ենթաալիքային ճեղքերով և պարբերական համակարգում:

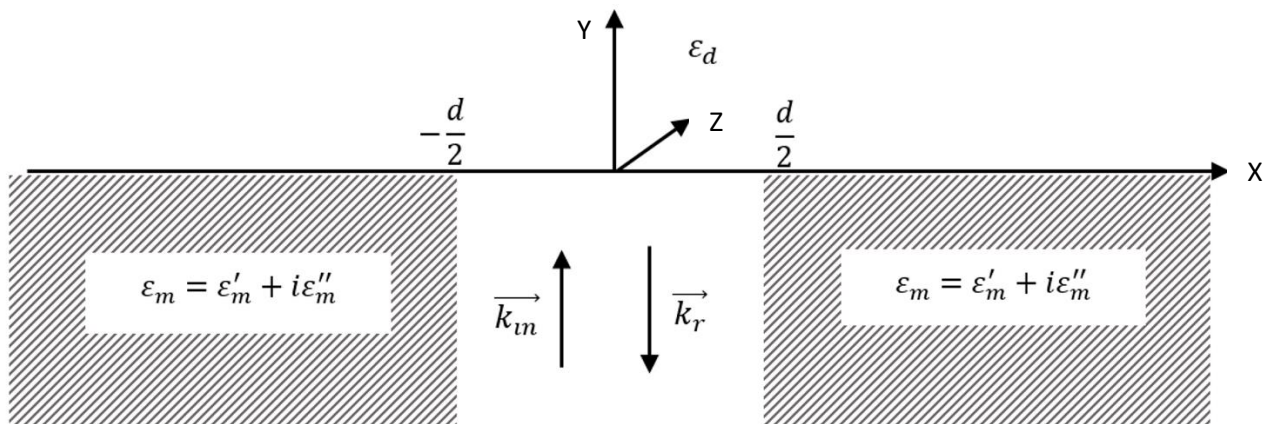
Պլազմոնային ռեզոնատոր հանդիսացող բարակ մետաղական թաղանթում բացված ենթաալիքային լայնական հատույթով ճեղքերը թույլ են տալիս ձևավորել դաշտի մեծ կուտակում ապահովող մոդեր: Այս հանգամանքը կարևորում է ճեղքային պլազմոնների դերն ակտիվ նանոֆոտոնիկայի սարքերի, նանո անտենաների ստեղծման աշխատանքներում: Այս համակարգերն ապացուցել են իրենց

օգտակարությունը նաև այնպիսի կիրառություններում ինչպիսիք են՝ մի մոլեկուլի զոնդավորումը [141], սպեկտրոսկոպիան [120], օպտիկական թակարդները [142], մակերևույթի ուժեղացված ռեակցիաները, մակերևութային պլազմոն պոլյարիտոնային մոդուլյատորները [14,15] և ՄՊՊ աղբյուրները [138]: Դիէլեկտրիկ տիրույթում դաշտի մեծ ինտենսիվությունը համակարգը շատ հարմար է դարձնում ակտիվ պլազմոնիկայի տարրային հենքի ստեղծման համար, իսկ համեմատաբար պարզ կառուցվածքը հեշտացնում է այսպիսի համակարգի պատրաստումը: Երկու մետաղների՝ որպես էլեկտրական կոնտակտների կիրառման, և վերոնշյալ առավելությունների միավորումն այս համակարգը կիրառելի է դարձնում նաև օպտոէլեկտրական կիրառություններում [14,16]: Այսպիսի համակարգերում ՄՊՊ –ները ճեղքի եզրերից ենթարկվում են անդրադարձումների: Բազմակի անդրադարձած ՄՊՊ –ների վերադրումը կարող է հանգեցնել Ֆաբրի-Պերո ռեզոնանսների: Օպտիկական համակարգերում բարորակությունը որոշվում է անդրադարձման ամպլիտուդի և տարածման կորուստների միջոցով: Մյուս կողմից ռեզոնանսային երկարությունը (L_{res}) կախված է ռեզոնատորում ՄՊՊ ալիքի երկարությունից (λ_{SPP}) և անդրադարձման ժամանակ փուլի շեղումից: Ճեղքային պլազմոնի անդրադարձման դեպքում փուլի շեղումը բավականին մեծ ազդեցություն է թողնում համակարգի վրա (ինչպես օրինակ, արդեն նշված պլազմոնային նանո անտենաների նախագծման համար): Այս դեպքում ռեզոնանսային երկարության համար գրվում է (2.8) պայմանը: Թվարկվածից պարզ է դառնում, որ ճեղքային պլազմոնի բնութագրիչներ հանդիսացող ճեղքից անցման և անդրադարձման գործակիցների, բարորակության անալիտիկ գնահատականները կարելի է որոշել՝ գիտենալով ազատ մակերևույթից անդրադարձման ամպլիտուդը և փուլը: Ներկայումս բազմաթիվ աշխատանքներ կան կատարված այս ուղղությամբ: Անալիտիկ եղանակով նկարագրվել են ՄՊՊ –ների անդրադարձումները մետաղական և դիէլեկտրիկական խզումներից [143]: Թվային մեթոդներով հաշվարկվել են համակարգում պլազմոնի անդրադարձման հատկությունները: Համակարգերում պլազմոնի տարածումը նկարագրելու համար որոշ անալիտիկ արտահայտություններ հաջողվել է ստանալ [40] –ում, սակայն սրանք իրենցից ներկայացնում են բարդ ինտեգրալներ պարունակող արտահայտություններ: Այս աշխատանքում ստացված են պարզ անալիտիկ

արտահայտություններ, որոնք նկարագրում են ճեղքում առաջացած մակերևութային պլազմոն պոլյարիտոնների անդրադարձումը և անցումը եզրային ազատ տարածությունից:

§ 2.3.1 ՄՊՊ անդրադարձումը և անցումը միաճեղք համակարգի ազատ եզրերից

Խնդրի ուսումնասիրությունը սկսենք միաճեղք համակարգում պլազմոնների անդրադարձման և անցման ուսումնասիրությունից: Ճեղքը փորված է $y < 0$ կիսահարթությունը լցնող ε_m կոմպլեքս դիէլեկտրիկ թափանցելիությամբ մետաղում (նկ. 52): $y > 0$ կիսահարթությունը, ինչպես նաև ճեղքը լցված են ε_d թափանցելիությամբ դիէլեկտրիկ միջավայրով: Ենթադրենք, որ արդեն իսկ գրգռված k_{in} ալիքային վեկտորով բնութագրվող ՄՊՊ ալիքը y առանցքով ընկնում է ճեղքի եզրին ($y = 0$): Անդրադարձած ՄՊՊ ալիքն ունի k_r ալիքային վեկտոր և ընկած է $y < 0$ կիսահարթությունում:



Նկ. 52. Հեղազուգիվող խնդրի սխեման

$y < 0$ կիսահարթությունում ՄՊՊ ալիքը հիմնականում կենտրոնացած է $[-\frac{d}{2}, \frac{d}{2}]$ տիրույթում, որտեղ ընկնող ՄՊՊ-ների համար կարելի է գրել

$$E_x^{in} = Bch\kappa_{in}xe^{i(k_{in}y-\omega t)} \quad (2.9)$$

$$E_y^{in} = \frac{i\kappa_{in}}{k_{in}}Bsh\kappa_{in}xe^{i(k_{in}y-\omega t)} \quad (2.10)$$

$$H_z^{in} = -\frac{\sqrt{\varepsilon_d}k_0}{k_{in}}Bch\kappa_{in}xe^{i(k_{in}y-\omega t)}, \quad (2.11)$$

որտեղ $k_0 = \sqrt{\varepsilon_d}\frac{\omega}{c}$, c –ն լույսի արագությունն է վակուումում, իսկ $k_{in}^2 - \kappa_{in}^2 = \varepsilon_d\frac{\omega^2}{c^2}$:

Երբ $d \ll \lambda$ (այստեղից էլ՝ $|k_{in}d| \ll 1$) կունենանք.

$$k_{in} \approx k_0 \sqrt{1 + \frac{2}{k_0 d} \sqrt{\frac{\varepsilon_d}{|\varepsilon'_m|}} e^{\frac{i\varepsilon''_m}{2|\varepsilon'_m|}}}: \quad (2.12)$$

$$k_{in} \approx k_0 \sqrt{1 + \frac{2}{k_0 d} \sqrt{\frac{\varepsilon_d}{|\varepsilon'_m|}} \left(1 + \frac{\frac{2}{k_0 d} \sqrt{\frac{\varepsilon_d}{|\varepsilon'_m|}}}{1 + \frac{2}{k_0 d} \sqrt{\frac{\varepsilon_d}{|\varepsilon'_m|}}} \frac{i\varepsilon''_m}{2|\varepsilon'_m|} \right)} \quad (2.13)$$

Այստեղից էլ, կատարելով ձևափոխություններ, կունենանք.

$$k_{in} = k_0 \sqrt{1 + \frac{2}{k_0 d} \sqrt{\frac{\varepsilon_d}{|\varepsilon'_m|}} \left(1 + \frac{\frac{2}{k_0 d} \sqrt{\frac{\varepsilon_d}{|\varepsilon'_m|}}}{1 + \frac{2}{k_0 d} \sqrt{\frac{\varepsilon_d}{|\varepsilon'_m|}}} \frac{i\varepsilon''_m}{2|\varepsilon'_m|} \right)} \quad (2.14)$$

Արտահայտությունները պարզեցնելու նպատակով կատարենք նշանակում.

$$\mu = \frac{2}{k_0 d} \sqrt{\frac{\varepsilon_d}{|\varepsilon'_m|}} \quad (2.15)$$

k_{in} -ը կոմպլեքս մեծություն է և կարող է գրվել հետևյալ կերպ՝ $k_{in} = k' + ik''$, որտեղ

$$k' = k_0 \sqrt{1 + \mu} \quad (2.16)$$

$$k'' = k_0 \frac{\mu}{\sqrt{1 + \mu}} \frac{\varepsilon''_m}{2|\varepsilon'_m|}. \quad (2.17)$$

Ալիքային հավասարումից ունենք, որ $k_{in}^2 - \kappa_{in}^2 = \varepsilon_d \frac{\omega^2}{c^2}$, որտեղ κ_{in} -ը նույնպես կոմպլեքս մեծություն է: Իրական և կեղծ մասերի համար ունենք՝

$$\kappa' = k_0 \sqrt{\mu} \quad (2.18)$$

$$\kappa'' = k_0 \sqrt{\mu} \frac{\varepsilon''_m}{2|\varepsilon'_m|} \quad (2.19)$$

(2.17) և (2.18) արտահայտությունները կարելի է հեշտությամբ ստուգել՝ տեղադրելով Մաքսվելի հավասարումներում:

Անդրադարձած ՄՊՊ ալիքի համար ունենք.

$$E_x^r = C \cosh \kappa_r x e^{-i(k_r y + \omega t)} \quad (2.20)$$

$$E_y^r = -\frac{i\kappa_r}{k_r} C \sinh \kappa_r x e^{-i(k_r y + \omega t)} \quad (2.21)$$

$$H_z^r = \frac{\sqrt{\varepsilon_d k_0}}{k_r} C \operatorname{ch} \kappa_r x e^{-i(k_r y + \omega t)}, \quad (2.22)$$

$$k = k_r = k' + i k'' = k_{in} \text{ և } \kappa = \kappa_r = \kappa' + i \kappa'' = \kappa_{in}$$

Երբ $\lambda \gg d$, դաշտը ճեղքի վերևի տիրույթում ($y > 0$) կարող ենք որոշել քվադրատատիկ մոտավորությամբ: Ենթադրում ենք, որ $\rho \ll \lambda$ ($\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$) տիրույթում էլեկտրական դաշտի տանգենցիալ բաղադրիչը զրո է մետաղի մակերևույթին և ունի հաստատուն A արժեք ճեղքի եզրին.

$$E_x(x, y = 0) = A \vartheta \left(\frac{d}{2} - |x| \right): \quad (2.23)$$

Դժվար չէ գտնել Պուասոնի հավասարման լուծումը վերին կիսահարթության համար, որը կբավարարի վերևում նշված պայմանին.

$$E_x^{(+)}(x, y) = \frac{Ad}{2\pi} e^{-i\omega t} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin(kd/2)}{(kd/2)} e^{ikx - |k|y} dk: \quad (2.24)$$

Ինտեգրելով այս արտահայտությունը E_x -ի համար՝ կստանանք՝

$$E_x = \frac{A}{\pi} \left\{ \operatorname{arctg} \left[\frac{2\left(\frac{2y}{d}\right)}{\left(\frac{2y}{d}\right)^2 + \left(\frac{2x}{d}\right)^2 - 1} \right] + \pi \vartheta \left(1 - \left(\frac{2y}{d}\right)^2 - \left(\frac{2x}{d}\right)^2 \right) \right\} e^{-i\omega t} \quad (2.25)$$

Տեղադրելով (2.25) -ը $\operatorname{div} \vec{E} = 0$ հավասարման մեջ և ունենալով $E_z = 0$, E_y -ի համար կստանանք՝

$$E_y = -\frac{A}{2\pi} \ln \left[\frac{\left(\frac{2y}{d}\right)^2 + \left(1 + \frac{2x}{d}\right)^2}{\left(\frac{2y}{d}\right)^2 + \left(1 - \frac{2x}{d}\right)^2} \right] e^{-i\omega t} \quad (2.26)$$

Ճեղքին շատ մոտ գտնում՝ $y \approx 0$, դաշտերը մոտարկվում են՝ $E_x = A e^{-i\omega t}$ և $E_y = -\frac{A}{\pi} \frac{4x}{d} e^{-i\omega t}$ տեսքով: Կարենք դաշտերը ճեղքի եզրին: Անընդհատության պայմանից ունենք՝

$$\begin{cases} A \approx B + C \\ -\frac{A}{\pi} \frac{4x}{d} \approx \frac{i\kappa}{k} (B - C) \kappa x: \end{cases} \quad (2.27)$$

Լուծելով (2.27) համակարգը, կգտնենք կապ անդրադարձած, անցած դաշտերի և ընկնող դաշտի միջև՝

$$C = \frac{1 - \frac{4ik}{\pi\kappa^2 d}}{1 + \frac{4ik}{\pi\kappa^2 d}} B \quad (2.28)$$

$$A = \frac{2B}{1 + \frac{4ik}{\pi\kappa^2 d}} \quad (2.29)$$

Ավելի մանրամասն դիտարկենք $\frac{4ik}{\pi\kappa^2 d}$ մեծությունը: (2.28) և (2.29) –ում տեղադրելով k , κ արժեքները և μ -ի արժեքը (2.15) –ից, կատարելով պարզեցումներ, վերջապես անդրադարձման արժեքի համար կստանանք՝

$$C = \frac{1 - \frac{2+\mu}{\pi\sqrt{1+\mu}} \frac{\varepsilon_m''}{\sqrt{|\varepsilon_m'|}\varepsilon_d} + \frac{4i\sqrt{1+\mu}}{\pi^2} \sqrt{\frac{|\varepsilon_m'|}{\varepsilon_d}}}{1 + \frac{2+\mu}{\pi\sqrt{1+\mu}} \frac{\varepsilon_m''}{\sqrt{|\varepsilon_m'|}\varepsilon_d} + \frac{4i\sqrt{1+\mu}}{\pi^2} \sqrt{\frac{|\varepsilon_m'|}{\varepsilon_d}}} B \quad (2.30)$$

$$A = \frac{2}{1 + \frac{2+\mu}{\pi\sqrt{1+\mu}} \frac{\varepsilon_m''}{\sqrt{|\varepsilon_m'|}\varepsilon_d} + \frac{4i\sqrt{1+\mu}}{\pi^2} \sqrt{\frac{|\varepsilon_m'|}{\varepsilon_d}}} B: \quad (2.31)$$

Այսպիսով, ստացվում են միասնական բանաձևեր, որոնք նկարագրում են անդրադարձած և անցած ՄՊՊ –ի ամպլիտուդը և փուլը: Ունենալով այս հավասարումները՝ կարող ենք հաշվել նաև ճեղքից դուրս եկող հզորության հարաբերությունն ընկնող հզորությանը: Այս նպատակով գրենք դաշտի արժեքը $y > 0$ տիրույթի հեռու գոտում ($\rho \gg d$) սֆերիկ կոորդինատային համակարգում:

$$E_\varphi = \frac{i\pi d}{\lambda} A H_1^{(2)}(k\rho) e^{-i\omega t}, \quad H_z = \frac{\pi d}{\lambda} A \sqrt{\varepsilon_d} H_0^{(2)}(k\rho) e^{-i\omega t}, \quad E_\rho^{(+,-)} = 0: \quad (2.32)$$

Այստեղ, $k = \sqrt{\varepsilon_d} \omega/c$, իսկ $H_n^{(2)}$ Հանկելի ֆունկցիան է, որը $k\rho \gg 1$ դեպքում մոտարկվում է՝

$$H_n^{(2,1)}(k\rho) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi k\rho}} e^{\mp i(k\rho - n\pi/2 - \pi/4)}: \quad (2.33)$$

Միավոր երկարության վրա ճեղքից ճառագայթումը հաշվում ենք Պոյնտինգի վեկտորի օգնությամբ: Այն ունի հետևյալ տեսքը.

$$P_e = \frac{\sqrt{\varepsilon_d} c d^2}{4\lambda} A^2: \quad (2.34)$$

Ճեղքով տարածվող հզորությունը որոշում ենք (2.9) և (2.11) բանաձևերից.

$$P_0 = \frac{c\sqrt{\varepsilon_d d}}{2\lambda|k_{in}|} B^2. \quad (2.35)$$

Ճեղքից դուրս եկած հզորության հարաբերությունը ճեղքի եզրին ընկնող ՄՊՊ ալիքի հզորությանը գտնելու համար (2.34) –ը բաժանենք (2.35) –ի վրա, (2.35) –ում B –ի փոխարեն տեղադրենք (2.31) արտահայտությունը, կունենանք՝

$$T_{21} = \frac{P_e}{P_0} = \frac{\pi^2 \sqrt{\varepsilon_d} \kappa^4 d^2}{8 k_s} \quad (2.36)$$

կամ՝

$$T_{21} = \frac{P_e}{P_0} = \frac{|k_{in}|d}{\left(1 + \frac{2+\mu}{\pi\sqrt{1+\mu}} \frac{\varepsilon_m''}{\sqrt{|\varepsilon_m'| \varepsilon_d}}\right)^2 + \left(\frac{4\sqrt{1+\mu}}{\pi^2} \sqrt{\frac{|\varepsilon_m'|}{\varepsilon_d}}\right)^2} : \quad (2.37)$$

Նկ. 53 –ում պատկերված է անցման $\frac{P_e}{P_0}$ գործակցի կախումը ճեղքի d լայնությունից: Երբ $\sqrt{\frac{\varepsilon_d}{|\varepsilon_m'|}} \frac{\lambda}{d} \gg 1$ (այսինքն տրված պայմաններում d –ն շատ փոքր է), $\frac{P_e}{P_0} \sim \left(\frac{d}{\lambda}\right)^{3/2}$, հակառակ դեպքում՝ $\frac{P_e}{P_0} \sim \frac{d}{\lambda}$:

Արդյունքները թվային հաշվարկների օգնությամբ մոդելավորելու, ինչպես նաև խնդրին կիրառական հետաքրքրություն հաղորդելու համար պետք է վերցնենք վերջավոր համակարգ: Այստեղ դիտարկում ենք վերջավոր h հաստությամբ մետաղում փորված ճեղք: Այսպիսի համակարգում պլազմոնային ալիքներն անդրադառնում են ճեղքի երկու (վերևի և ներքևի) եզրերից: Բազմակի անդրադարձումների վերադրման արդյունքում կարող են առաջանալ Ֆաբրի-Պերո տիպի ռեզոնանսներ, որոնց ռեզոնանսային երկարությունը (2.8) –ին ավտերնատիվ կերպով կարելի է գրել՝

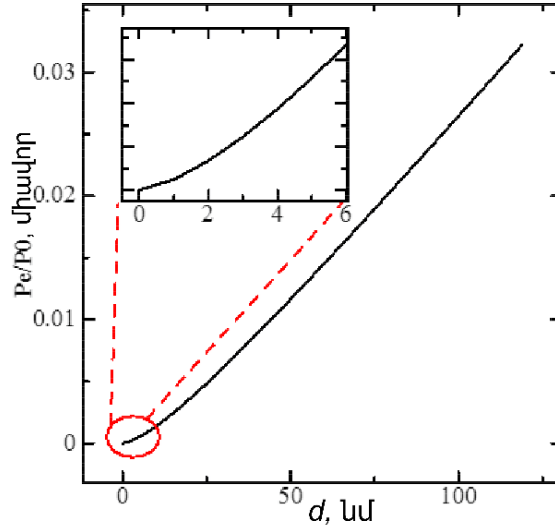
$$k'h = \varphi + 2\pi n, \quad (2.38)$$

որտեղ, φ –ն $\frac{C}{B}$ հարաբերության կոմպլեքս մեծության անկյունն է՝ $\varphi = \text{atan} \frac{\text{Im}(C/B)}{\text{Re}(C/B)}$, n –ը բնական թիվ է և որոշում է մոդի համարը: Ռեզոնատորի երկայնքով կորուստները որոշվում են՝ $e^{-2k''h}$ անդամով:

Ճեղքային ռեզոնատորից անցած հզորության հարաբերությունը ճեղքի վրա ընկնող հզորությանը կգրվի հետևյալ կերպ՝

$$T = \frac{(1-R_{21})^2 e^{-2k''h}}{1-2R_{21}e^{-2k''h}\cos(k'h-\varphi)+R_{21}^2 e^{-4k''h}}, \quad (2.39)$$

որտեղ, $R_{21} = 1 - T_{21}$: Քանի որ $e^{-2k''h} \ll 1$, (2.39) -ը կարող ենք ներկայացնել աստիճանային շարքի տեսքով:



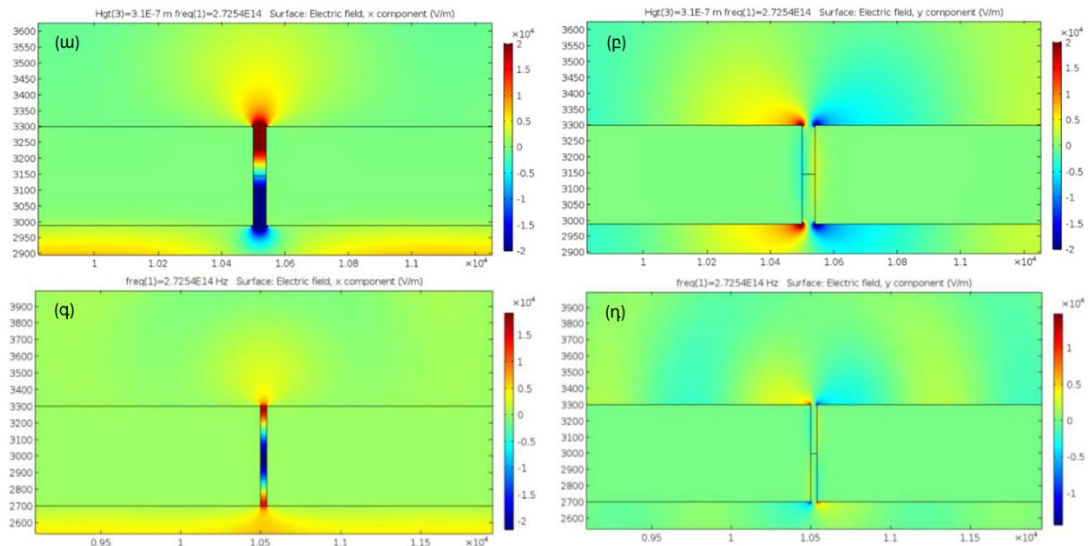
Նկ. 53. Պլազմոնի ճեղքի եզրից՝ ըստ հզորության անցման գործակցի կախումը ճեղքի d լայնությունից:

Պահպանելով շարքի մինչև երկրորդ անդամը, ռեզոնանսային պայմանի դեպքում ($k'h = \varphi$) (2.39) -ը կարող ենք գրել՝

$$T_{max} = \frac{(1-R_{21})^2 (1-2k''h)}{(1-R_{21}+2k''hR_{21})^2} \quad (2.40)$$

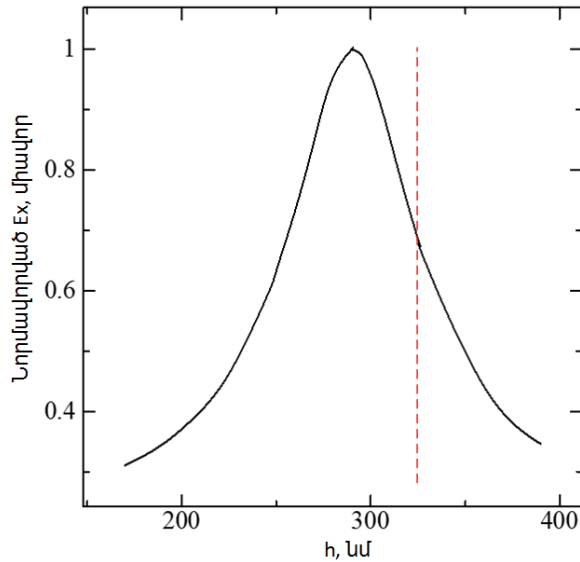
Խնդիրը մոդելավորվել է վերջավոր տարրերի մեթոդով (ՎՏՄ) արծաթի համար 1100 նմ ալիքի երկարության դեպքում: Թվային հաշվարկի, օգտագործված պարամետրերի և մոդելի կառուցման մասին մանրամասն կգրվի §2.4 -ում: 1100 նմ ալիքի երկարության վրա արծաթի դիէլեկտրիկ թափանցելիության համար ունենք՝ $\varepsilon_m = \varepsilon'_m + i \varepsilon''_m = -49.47 + i * 3.6236$ [144]: Այս դեպքում $\frac{c}{B} = 0.981507 e^{-i2.81647}$, ինչը նշանակում է, որ ճեղքի եզրից անդրադառնալիս ՄՊՊ -ն փոխում է փուլը 2.81647 ռադիոնով: Ռեզոնանսային երկարության համար հիմնական դերը խաղում է անդրադարձման ժամանակ փուլի շեղումը: Առաջին մոդի համար, օրինակ, կունենանք՝ $k'h = 2.81647$, որտեղից էլ կստանանք, որ $h = 329$ նմ (k' -ը հեշտությամբ կարելի է հաշվել (2.16) և (2.15) բանաձևերից): Ալիքի մի պարբերության ընթացքում մարումը բնութագրվում է՝ $e^{-2k''h} = 0.881375$ անդամով, ինչը նշանակում է, որ մեկ պարբերության ընթացքում արծաթի ռեզոնատորում կլանվում է էներգիայի 0.118625 մասը: Նկ. 54 -ում

պատկերված են թվային մեթոդներով հաշվարկված էլեկտրական դաշտի x և y բաղադրիչների տեսքերը ճեղքում: Թվային հաշվարկների ընթացքում աստիճանաբար փոփոխվում է մետաղի հաստությունը, որպեսզի պարզվի ճեղքում էներգիայի կուտակման կախումը ձևավորված ռեզոնատորի h երկարությունից: Նկ. 55 –ում պատկերված է էլեկտրական դաշտի x բաղադրիչի կախումը ռեզոնատորի երկարությունից:



Նկ. 54. Էլեկտրական դաշտի E_x և E_y բաղադրիչները (ա-բ) 310 նմ (1-ին մոդ) և (գ-դ) 600 նմ (2-րդ մոդ) հաստությամբ արծաթե թիթեղում բացված միաճեղք համակարգում: ճեղքի լայնությունը՝ 40 նմ, իսկ ալիքի երկարությունը վակուումում՝ 1100 նմ (ա-բ) կամ 1500 նմ (գ-դ): (գ-դ) դեպքերում մետաղի շերտի հաստությունը գրեթե երկու անգամ մեծ է (ա-բ) դեպքից: Նկարը մասշտաբավորած է, որպեսզի ավելի լավ երևան դաշտերի բաշխվածությունները ճեղքում:

Նկարից ակնհայտ է, որ թվային հաշվարկների օգնությամբ ստացված ռեզոնանսային երկարությունը՝ $h_{res} = 297$ նմ (ստացված տեսական բանաձևերը կանխատեսում են $h_{res} = 327$ նմ): Հաշվարկները կրկնվել են 1500 նմ ալիքի երկարության վրա: Այստեղ առաջին մոդի ռեզոնանսային երկարության համար թվային հաշվարկների օգնությամբ ստացված ռեզոնանսային երկարությունը՝ $h_{res} = 375$ նմ (տեսական բանաձևերը կանխատեսում են $h_{res} = 411$ նմ): Երկու դեպքում էլ ստացված տեսական բանաձևերի շեղումը թվային հաշվարկներից փոքր է 10% -ից: Շեղման հիմնական պատճառը հանդիսանում է (2.25) բանաձևում խնդիրը պարզեցնուլու համար E_x -ի համար կատարած $E_x = Ae^{-i\omega t}$ մոտավորությունը, երբ $y \approx 0$:



Նկ. 55. Էլեկտրական դաշտի նորմավորված արժեքի կախումը ռեզոնատորի երկարությունից 1100 նմ ալիքի երկարության վրա՝ հաշվարկված վերջավոր տարրերի մեթոդով: Ընդհար գծերով պայրկերված է առաջին մոդի համար (2.38) բանաձևի օգնությամբ կանխատեսված տեսական ռեզոնանսային երկարության արժեքը:

§ 2.3.2 ՄՊՊ անդրադարձումը և անցումը ճեղքերի պարբերական համակարգի եզրերից

Այժմ դիտարկենք $y < 0$ կիսահարթությունը լցնող մետաղում բացված ճեղքերի պարբերական համակարգ: Համակարգի կառուցվածքը բերված է նկ. 56ա –ում: Այստեղ, կատարենք նույն ենթադրությունները ինչ միաճեղք համակարգի դեպքում և կիրառենք պարբերական համակարգի համար: Ինչպես միաճեղք խնդրում այստեղ էլ ենթադրենք, որ ՄՊՊ ալիքը տարածվում է ճեղքերով y առանցքի ուղղությամբ և անդրադառնում է $y = 0$ հարթությունից: Համակարգում ընկնող ՄՊՊ դաշտի համար կգրենք՝

$$E_{xn}^{in} = Bch\chi_{in}(x - np)e^{i(k_{in}y - \omega t)} \quad (2.41)$$

$$E_y^{in} = \frac{i\chi_{in}}{k_{in}} Bsh\chi_{in}(x - np)e^{i(k_{in}y - \omega t)} \quad (2.42)$$

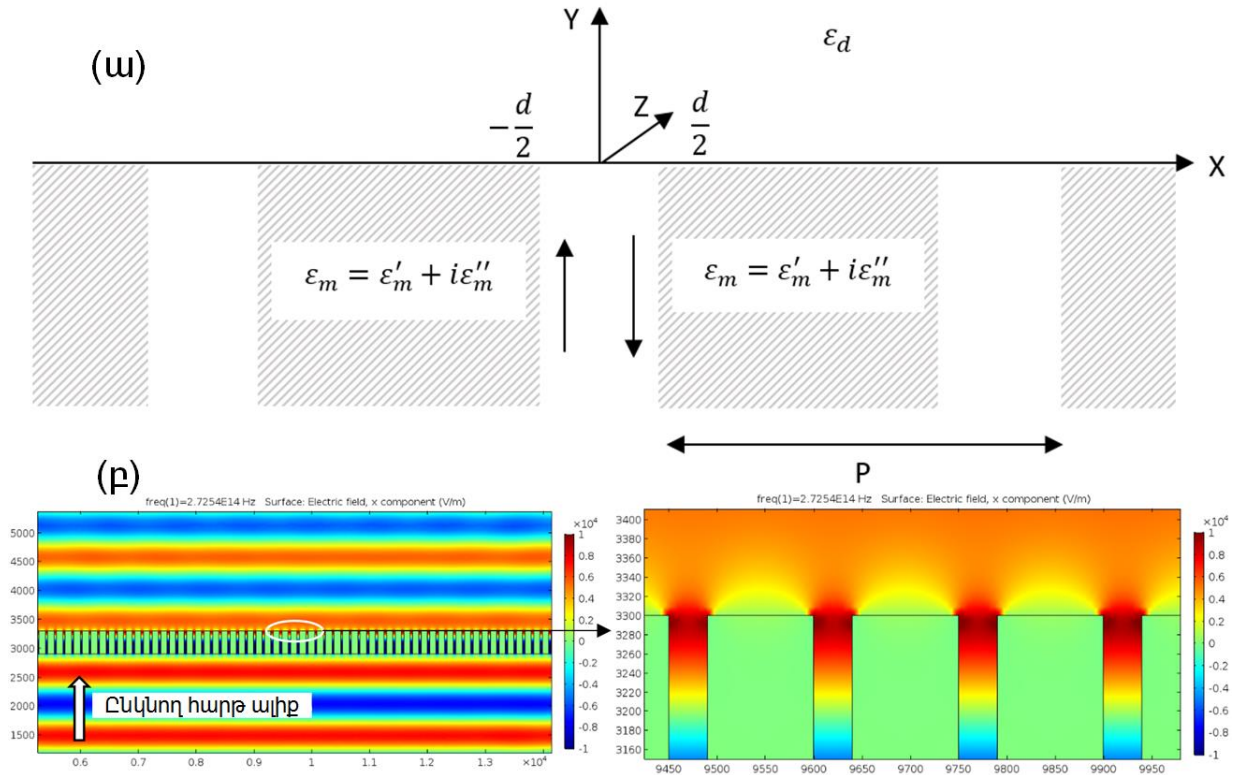
$$H_z^{in} = -\frac{\sqrt{\varepsilon_d k_0}}{k_{in}} Bch\chi_{in}(x - np)e^{i(k_{in}y - \omega t)}: \quad (2.43)$$

Նմանությամբ, անդրադարձած ալիքի համար ունենք՝

$$E_{xn}^r = Cch\chi_{in}(x - np)e^{-i(k_{in}y + \omega t)} \quad (2.44)$$

$$E_y^r = \frac{i\chi_{in}}{k_{in}} Csh\chi_{in}(x - np)e^{-i(k_{in}y + \omega t)} \quad (2.45)$$

$$H_z^r = -\frac{\sqrt{\varepsilon_d k_0}}{k_{in}} Cch\chi_{in}(x - np)e^{-i(k_{in}y + \omega t)}: \quad (2.46)$$



Նկ. 56. ՄՊՊ - ով պայմանավորված անցումը մետաղում բացված պարբերական ճեղքերի համակարգում: (ա) Համակարգի կառուցվածքը և (բ) դաշտի E_x բաղադրիչի ընդհանուր տեսքը (ձախից) և խոշորացված տեսքը (աջից) 1100 նմ ալիքի երկարության, 40 նմ ճեղքի հաստության, 320 նմ արծաթի հաստության և 150 նմ պարբերության դեպքում:

Ինչպես միաճեղք խնդրում, ենթադրում ենք, որ $\rho \ll \lambda$ ($\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$) տիրույթում էլեկտրական դաշտի տանգենցիալ բաղադրիչը մետաղի մակերևույթին 0 է և ունի հաստատուն A արժեք ճեղքի եզրին (սրանում կարելի է համոզվել նկ. 56բ-ից):

$$E_x = E_0 e^{i(k_0 y - \omega t)} + \sum_{m=1}^{\infty} b_m e^{-\eta_m \cos m q x} e^{-i\omega t}, \quad (2.47)$$

որտեղ $b_m = 2A \frac{d \sin(\frac{\pi d m}{p})}{\frac{\pi d m}{p}}$, $E_0 = \frac{d}{p} A$, $q = \frac{2\pi}{p}$ և $\eta_m = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{p} m\right)^2 - k_0^2}$:

Երբ $p \ll \lambda$, η_m -ը կարող ենք գրել՝

$$\eta_m = \frac{2\pi}{p} m \sqrt{1 - \left(\frac{p}{m\lambda}\right)^2} \approx \frac{2\pi}{p} m: \quad (2.48)$$

Քվադրատացիոնար մոտավորության սահմաններում, $y = 0$ դեպքում կարող ենք գրել՝

$$E_y \approx -\frac{A}{2\pi} \ln \left[\frac{\sin^2 \frac{\pi}{p} (d+2x)}{\sin^2 \frac{\pi}{p} (d-2x)} \right] e^{-i\omega t}: \quad (2.49)$$

Դաշտերը $y > 0$ տիրույթում կարող են պարզեցվել այսպես՝

$$E_x = A e^{-i\omega t}, E_y \approx -\frac{A}{\pi} \ln \left[\frac{\frac{\pi d}{p} \left(1 + \frac{2x}{d}\right)}{\frac{\pi d}{p} \left(1 - \frac{2x}{d}\right)} \right] e^{-i\omega t} \approx -\frac{4A}{\pi} \frac{x}{d} e^{-i\omega t} : \quad (2.50)$$

Անցման և անդրադարձման գործակիցները գտնելու նպատակով կարող ենք օգտվել կամայական ճեղքի եզրին դաշտերի անընդհատության պայմանից: Օգտվելով օրինակ $m = 0$ ճեղքի համար անընդհատության պայմանից՝ կունենանք՝

$$C = e^{-2i\varphi} B \quad (2.51)$$

$$A = \frac{2B}{\sqrt{1 + \left(\frac{4k}{\pi\kappa^2 d}\right)^2}} e^{-i\varphi}, \quad (2.52)$$

$$\text{որտեղ } \tan\varphi = \frac{4k}{\pi\kappa^2 d}:$$

Անցած ալիքի էլեկտրական դաշտի ամպլիտուդը կարող ենք գրել՝

$$E_0 = \frac{d}{p} A = \frac{\frac{2d}{p}}{\sqrt{1 + \left(\frac{4k}{\pi\kappa^2 d}\right)^2}} e^{-i\varphi} B: \quad (2.53)$$

Ճեղքերի պարբերական համակարգից անցած հզորության համար կստացվի՝

$$S_{tr} = \frac{4\sqrt{\varepsilon_d} \frac{d^2}{p^2} B}{1 + \left(\frac{4k}{\pi\kappa^2 d}\right)^2} \frac{1}{4\pi c} : \quad (2.54)$$

Համակարգի եզրին ընկնող հզորության համար կունենանք՝

$$S_0 = \frac{k_0}{k} B^2 \frac{d}{p} \frac{1}{4\pi c} : \quad (2.55)$$

Պարբերական համակարգում մի ճեղքով անցած հզորության և ճեղքի եզրին ընկնող հզորության հարաբերության համար ստացվում է՝

$$T_{periodic} = \frac{4\sqrt{\varepsilon_d} \frac{d}{p}}{1 + \left(\frac{4k}{\pi\kappa^2 d}\right)^2} \frac{k}{k_0} : \quad (2.56)$$

§ 2.4 Համակարգի թվային մոդելավորումը

Ենթաալիքային ճեղքի (պարբերական համակարգի) եզրից ՄՊՊ անցումն ու անդրադարձումն ուսումնասիրելու, ստացված տեսական արդյունքները ՎՏՄ –ով

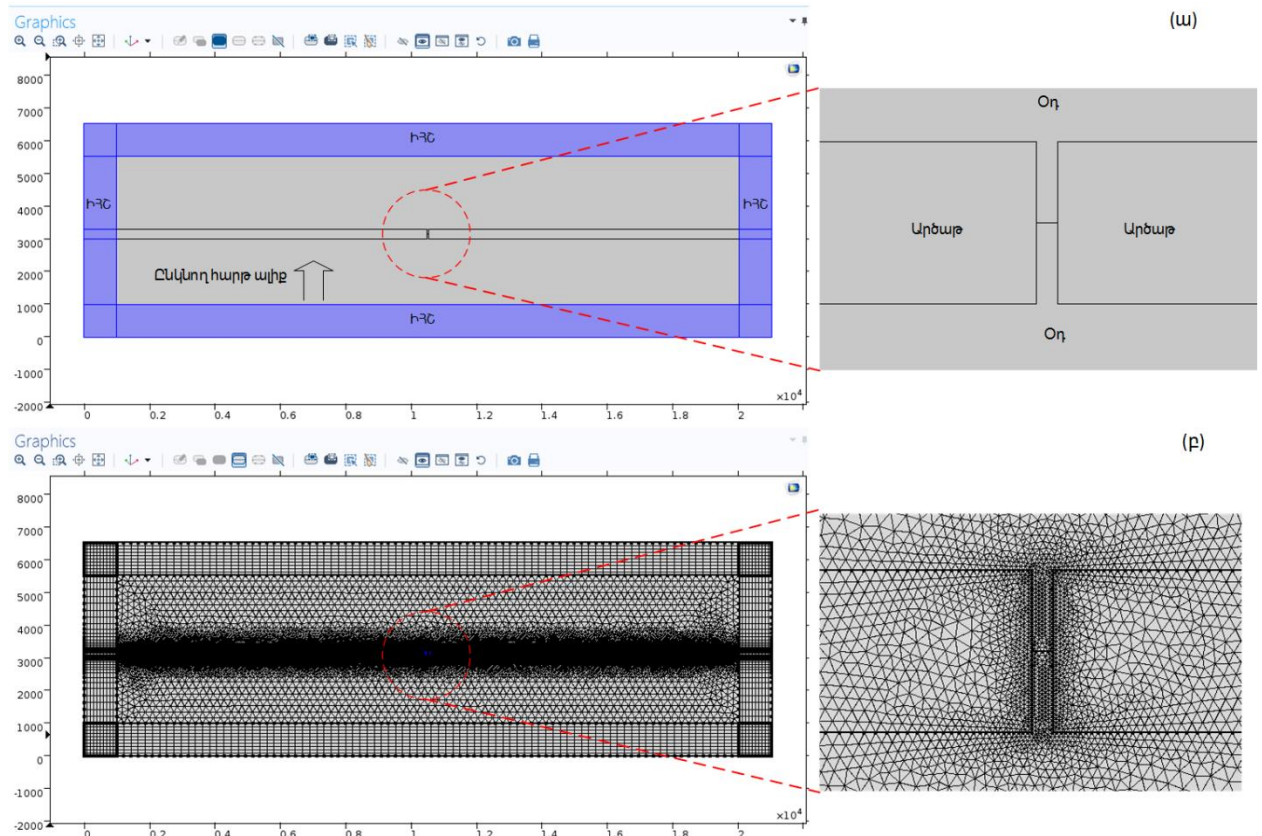
ստուգելու համար COMSOL Multiphysics միջավայրում կառուցվել է համակարգի մոդելը: Քանի որ տվյալ խնդրում բացակայում են մեծ անկյան տակ ընկնող ալիքների՝ մոդելի պատերից էֆեկտիվորեն դուրս բերելու, ինչպես նաև դաշտերի ժամանակային տեսքերը ստանալու պահանջները, ավելի ձեռնտու է օգտագործել ՎՏՄ –ը՝ հաշվարկներն ավելի արագ և քիչ ռեսուրսներով իրականացնելու համար: Հետազոտություններում օգտագործվել է RF մոդուլը: Քանի որ §2.2 –§2.3 –ում ներկայացվող խնդիրը երկչափ խնդիր է (նկ. 52, 56ա), այսինքն երկրաչափական կառուցվածքը և դաշտերի արժեքը կախված չէ z առանցքից, մոդելավորման համար ընտրվել է 2D տարածություն (նկ. 57): Վերջավոր տարրերի մեթոդի մաթեմատիկական ապարատին, տերմինաբանությանը և COMSOL Multiphysics միջավայրի կարգավորումներին մանրամասն կերպով անդրադարձ է կատարվել §1.4.1 –ում: Միաճեղք համակարգի համար մոդելն ունի նկ. 57 –ում պատկերված տեսքը: Այստեղ մոդելը բոլոր կողմերից շրջապատված է իդեալական համաձայնեցված շերտերով (նկ. 57ա –ում կապույտով նշված տիրույթները), որոնք էլ իրենց հերթին շրջապատված են կլանող սահմանային պայմաններով: Ներքևի ԻՀՇ –ի ներքին հատվածի վրա, լրացուցիչ սահմանային պայմանի օգնությամբ, դեպի խնդիր է մտցվում հարթ էլեկտրամագնիսական ալիք: Մոդելում ամենուրեք (նաև ԻՀՇ –ում) դաշտերի սկզբնական արժեքը վերցված է 0: Մեշը բաժանվում է 4 հիմնական մասի՝ ազատ տարածության եռանկյուն մեշը, լավացված եռանկյուն մեշը մետաղներում, քառանկյուն մեշը ԻՀՇ –երում և հատուկ խտացված եռանկյուն մեշը ճեղքում, քանի որ այստեղ տեղի ունի դաշտի կտրուկ ուժեղացում: Մեշն ամբողջ համակարգը բաժանում է 53958 էլեմենտների, որոնցից 2368 էլեմենտներն ունեն արտաքին սահման: Մեշի պատկերը ցուցադրված է նկ. 57բ –ում: Գլոբալ պարամետրեր բաժնից, ընտրելով աշխատանքային ալիքի երկարությունը և լուծումը ղեկավարող դիֆերենցյալ հավասարումը՝

$$\frac{1}{\mu} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) - k_0^2 \left(\varepsilon - \frac{i\sigma}{\omega \varepsilon_0} \right) \mathbf{E} = \mathbf{0}$$

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{E}(x, y) e^{-ik_z z}$$

արդեն կարելի է լուծել խնդիրը: Այստեղ ենթադրված է, որ z ուղղությամբ չկա ալիքի տարածում, այսինքն $k_z = 0$: Լուծման ընթացքում օգտագործվում է MUMPS

(բազմաֆունկցիոնալ զանգվածային զուգահեռ ուղղակի հաշվման միջոց) միջոցը՝ մատրիցական և վեկտորական գործողությունները զուգահեռ պրոցեսորների վրա իրականացնելու համար: Սխալների կանխագուշակման և ճշտման համար օգտագործվում է վարիացիոն հաշվից հայտնի L-BFGS (սահմանափակ հիշողությամբ-BFGS) ալգորիթմը:



Նկ. 57. Comsol Multiphysics միջավայրում կառուցված մոդելը: (ա) Մոդելի ընդհանուր տեսքը: Խնդիրը բոլոր կողմերից շրջապատված է իդեալական համաձայնեցված շերտերով, որոնք ելի իրենց հերթին շրջապատված են կլանող սահմանային պայմաններով: Սլաքով ցույց է տրված խնդրի մրցվող հարթ ալիքի անկման ուղղությունը: (բ) Խնդրի մեշը:

Վարիացիաների քանակը վերցվել է 25, իսկ միջին քառակուսային սխալի ընդունելի արժեքը՝ 10^{-4} : 8 միջուկանի 5 –րդ սերնդի Intel Core i7 պրոցեսորի վրա խնդրի լուծումը մետաղի հաստության մի պարամետրի համար տևում է մի քանի րոպե և օգտագործում է մոտ 1.5 Գիգաբայթ դինամիկ հիշողություն:

Լուծման արդյունքները պատկերված են նկ. 54, 56բ –ում: Այժմ դիտարկենք պարբերական ճեղքերի համակարգի մոդելավորումը: Ինչպես նշվել է §1.4.1 –ում, խնդիրը հնարավոր է լուծել օգտագործելով պարբերական սահմանային պայմանները: Սահմանային պայմաններն անվերջ քանակությամբ կրկնում են խնդրի երկրաչափությունը և դաշտի տեսքերը: Համակարգի պարբերությունը կարելի է

ղեկավարել փոփոխելով մոդելի լայնությունը: Այստեղ, հաշվի առնելով խնդրի պարզությունը և պարբերության փոքրությունը (~150 նմ) կարելի է միաճեղք խնդրի մոդելում լուծել պարբերական համակարգի խնդիրը՝ խուսափելով պարբերական սահմանային պայմանների օգտագործումից: Այս նպատակով մետաղի վրա, կենտրոնում դրվում է ուղղանկյուն կտրվածք (ճեղքի լայնությամբ և մետաղի բարձրությամբ): Այնուհետև, օգտագործելով Array գործիքը, բազմացվում է ուղղանկյունը ցանկացած անգամ (մեր դեպքում վերցրել ենք 100) կենտրոնից դեպի աջ և ձախ պարբերական համակարգի պարբերության քայլով (օր.150 նմ): Վերջապես, օգտագործելով Difference գործիքը մետաղի տիրույթից հանում ենք Array գործիքի միջոցով առաջացած պարբերական ուղղանկյունները, այսպիսով մետաղում բացելով պարբերական ճեղքեր: Կառուցվածքը լավ երևում է նկ. 56բ –ում և այստեղ ավելորդ անգամ չենք պատկերի: Հաջորդ քայլով մեշի օգնությամբ խնդիրը բաժանում ենք վերջավոր տարրերի: Այստեղ կարևոր է, որ բոլոր ճեղքերում կատարվի միանման լավացված եռանկյուն մեշ, թվային սխալներից խուսափելու և խնդրի սիմետրիան չխախտելու համար: Մեշը խնդիրը բաժանում է 463657 վերջավոր տարրերի, իսկ 8 միջուկանի 5 –րդ սերնդի Intel Core i7 պրոցեսորի վրա խնդրի լուծումը մետաղի հաստության մի պարամետրի համար տևում է մի ժամից քիչ՝ այդ ընթացքում օգտագործելով 7.72 Գիգաբայթ դինամիկ հիշողություն:

Երկրորդ գլխի ամփոփում

Այսպիսով, այս գլխում տեսականորեն ուսումնասիրվեց մետաղում բացված ենթաալիքային ճեղքի և նրանցով կազմված պարբերական համակարգի եզրերից պլազմոնների անդրարձման հատկությունները: Ստացված անալիտիկ բանաձևերը լավ ճշտությամբ նկարագրում են համակարգի անցման էֆեկտիվությունը, ռեզոնանսային երկարությունը, կորուստները և այլն: ՎՏՄ – ով կատարված հաշվարկների հետ 10% – ից փոքր տարբերությունը պայմանավորված է անալիտիկ բանաձևերում կատարված մոտավորություններով: Արդյունքում, ստացված պարզ, բայց ճշգրիտ անալիտիկ բանաձևերը կարող են հիմք հանդիսանալ պլազմոնային ճեղքային ռեզոնատորների, ճեղքերի պարբերական համակարգի, պլազմոնային նանո անտենաների (նանո անտենային ցանցերի) նախագծման համար: Ցանկալի ալիքի երկարության վրա

աշխատող սարք (օր. նանո անտենա, անտենաների ցանցեր) նախագծելու համար հետազոտողը ստացված բանաձևերից ընդհամենը պետք է ընտրի կառուցվածքային պարամետրերը:

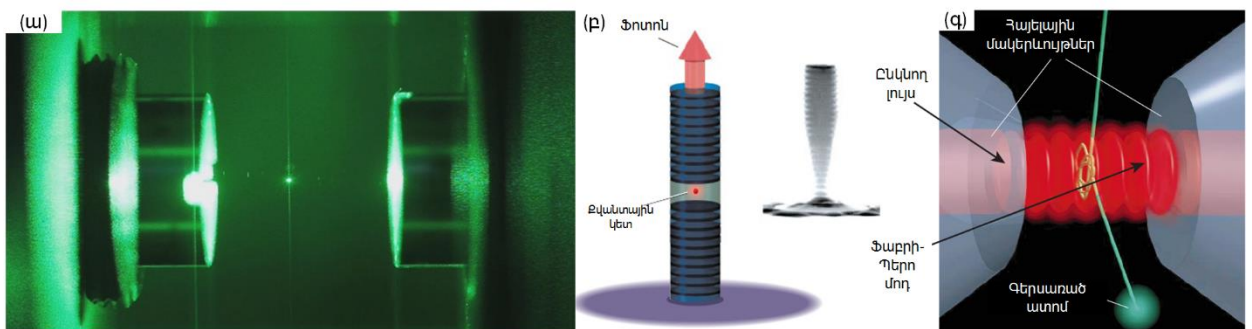
ԳԼՈՒԽ 3. ԵՆԹԱԱԼԻՔԱՅԻՆ ՃԵՂՔՈՎ ԳՐԳՌՎԱԾ ՄԵԾ ԲԱՐՈՐԱԿՈՒԹՅԱՄԲ ԱԼԻՔԱՏԱՐԱՅԻՆ ՌԵԶՈՆԱՏՈՐԻ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Մանրաթելային և ինտեգրալային օպտիկայի զարգացումը բերեց տարբեր օպտիկական սարքերի ստեղծմանը և զարգացմանը, ինչպիսիք են օրինակ ֆիլտրերը, մոդուլատորները, օպտիկական հիշողության սարքերը և այլն: Գրեթե բոլոր բարդ օպտիկական սարքերի անբաժանելի մասն են կազմում օպտիկական ռեզոնատորները [18]: Ներկայումս ֆիզիկայի զարգացման հիմնական ուղղություններից է հանդիսանում չափումների քվանտային տեսությունը և նրա հետ կապված առանձնացված քվանտային օբյեկտների մանիպուլյացիայի խնդիրը: Օպտիկական ռեզոնատորները կատարում են անփոխարինելի աշխատանք և հանդիսանում են այս հետազոտությունների բազային էլեմենտները [19]: Օպտիկական միկրոռեզոնատորների դերը անփոխարինելի է նաև օպտիկական բիստաբիլության [20] և ռամանյան ցրման [21] խնդիրներում: Հենց օպտիկական միկրոռեզոնատորների օգնությամբ են առաջին անգամ իրականացրել առանձին ֆոտոնների և առանձին էլեկտրոնների փոխազդեցությունները [22]: Բացի սրանից, օպտիկական ռեզոնատորները լայն կիրառություն են գտնում քվանտային համակարգիչների, քվանտային գաղտնագրման կիրառական խնդիրներում [19]: Քվանտային էֆեկտների գրանցման համար կարևոր է հետազոտվող համակարգը իզոլացնել արտաքին դասական աշխարհից և համակարգում փոքրացնել դիսիպացիան, ինչը ռեզոնատորների դեպքում համարժեք է Q բարորակության մեծացմանը: Գործնական կիրառությունների համար հետաքրքրություն են ներկայացնում այն ռեզոնատորները, որոնք բացի մեծ բարորակությունից, զբաղեցնում են փոքր ծավալ (ունեն փոքր մոդի V ծավալ):

§ 3.1 Ժամանակակից ռեզոնատորները SՀց և օպտիկական տիրույթներում

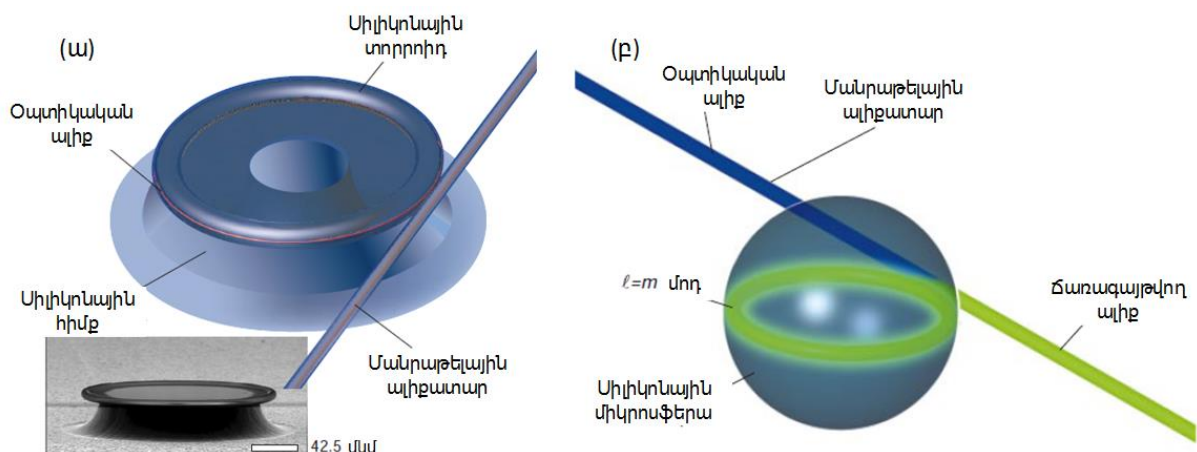
Օպտիկական ռեզոնատորներից ամենատարածվածն օպտիկական ծավալային ռեզոնատորն է: Այն իրենից ներկայացնում է հայելիների այնպիսի դասավորությամբ համակարգ, որտեղ լույսը կարող է տեղայնացված մնալ հայելիների արանքում՝

առաջացնելով կանգուն ալիք: Լուսային ալիքները, հայելիների մակերևույթից բազմակի անդրադարձումներից հետո, ձևավորում են կանգուն ալիքներ՝ ալիքի կոնկրետ երկարությունների վրա (Ֆաբրի – Պերո մոդեր): Ընդ որում, երկայնական բաղադրիչներով մոդերն իրարից տարբերվում են միայն ալիքի երկարությամբ, մինչդեռ լայնական մոդերը, բացի ալիքի երկարությունից, տարբերվում են նաև լուսային փնջի՝ ուղղահայաց հատույթում դաշտի բաշխվածությամբ: Գոյություն ունեն ռեզոնատորի տարբեր կառուցվածքներ՝ կախված հայելիների երկրաչափությունից, դասավորությունից և այլն: Պարզագույն տարբերակներն են՝ L հեռավորության վրա իրար զուգահեռ տեղադրված հարթ հայելիները (այս տարբերակը գործնականում հաճախ չի հանդիպում հայելիների մակերևույթների վրա դրվող խիստ պայմանների պատճառով), երկու սֆերիկ հայելիները (հայելիների կորության շառավիղը վերցվում է հավասար $L/2 - h$), կոնֆոկալ կառուցվածքը (հայելիների կորության շառավիղը վերցվում է հավասար $L - h$), կիսասֆերիկ կառուցվածքը (առաջին հայելու կորության շառավիղը վերցվում է հավասար $L - h$, իսկ երկրորդ հայելին ընտրվում է հարթ) և այլն: Այս ռեզոնատորներում բարորակությունը ստացվում է բավականին մեծ, և հաճախ կիրառվում է լազերներում: Օպտիկական ծավալային միկրոռեզոնատորներում (նկ. 58ա) վերջերս հնարավոր է դարձել բավականին փոքր ծավալում ստանալ մեծ բարորակություններ ($V \sim 5 (\lambda/n)^3$ և $Q \sim 2000$) [145]: Օրինակ [146] – ում նկարագրված է այս համակարգերում Պարսելի էֆեկտի և Բրեգի ցանցի միջոցով մի ֆոտոնի առաջացումը (նկ. 58բ): Իսկ [147] – ում դիտարկված տարբերակում գրանցվում է գերմեծ բարորակություն ($V \sim 1690 \text{ մկմ}^3$ և $Q \sim 4.8 \times 10^5$), ինչը հնարավորություն է տալիս իրականացնել ատոմների թակարդներ և գերսառեցնել ատոմները (նկ. 58գ):



Նկ. 58. Օպտիկական ծավալային ռեզոնատոր: (ա) Ռեզոնատորի լուսանկարը: (բ) Մի ֆոտոնի առաջացումը ռեզոնատորի օգնությամբ և (գ) արոմի գերսառեցումը ծավալային ռեզոնատորում:

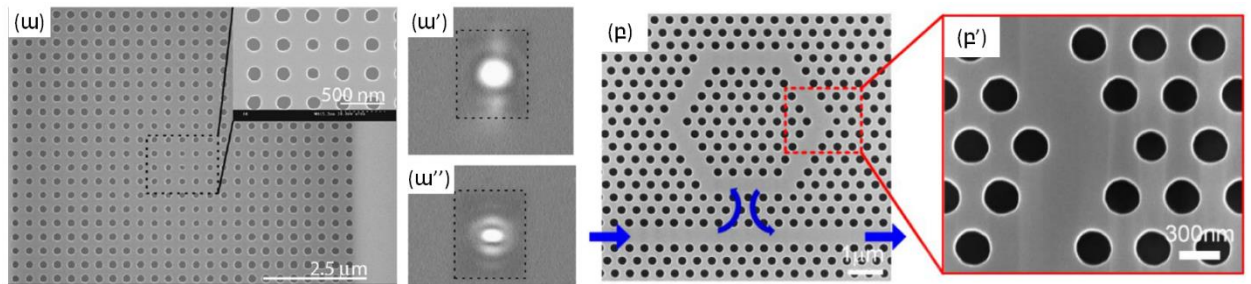
Ի հավելումն Ֆաբրի-Պերո ծավալային միկրոռեզոնատորներին, շշնջացող տիպի (whispering gallery) մոդեր ռեզոնատորները վերջերս սկսել են լայնորեն կիրառվել: Այս տեսակի ռեզոնատորները հիմնականում հանդիսանում են դիէլեկտրիկ սֆերայի (նկ. 59ա), տորոիդի (նկ. 59բ), միկրոսկավառակի տեսքի կառուցվածքները, որտեղ ալիքի սահմանափակումը տեղի է ունենում շարունակական ներքին անդրադարձման շնորհիվ [148,149]: Այստեղ, իդեալական մակերևույթը կրիտիկական է մեծ բարորակություններ ստանալու հարցում: Ձգման միջոցով ստացված մակերևույթներում հնարավոր է ստանալ ընդհուպ մինչև ատոմական ճշտությամբ մակերևույթներ [148]: Քանի որ օպտիկական տիրույթում ալիքի կորուստները սիլիցիումում աննշան են, այստեղ ստացվում են հսկայական բարորակություններ ($Q \sim 8 \times 10^9$) [148]: Բարորակությունը կախված է սֆերիայի (տորոիդի) շառավղից և սահմանափակվում է մակերևույթի անհարթություններով: Արդեն 20 մկմ (և ավելի փոքր) շառավղի դեպքում զգալի են դառնում ճառագայթային կորուստները, և համակարգի բարորակությունը նվազում է:



Նկ. 59. Շշնջացող տիպի մոդերով ռեզոնատորի օրինակներ: (ա) Մանրաթելային ալիքափարսի օգնությամբ գրգռվող միկրոտորոիդ և (բ) մանրաթելային ալիքափարսի օգնությամբ գրգռվող սիլիկոնային միկրոսֆերա:

Մեծ բարորակություն ապահովելու տեսանկյունից հետաքրքրություն են ներկայացնում նաև ֆոտոնային բյուրեղների վրա հիմնված ռեզոնատորները [150–152]: Ֆոտոնային բյուրեղները պարբերական դիէլեկտրական, կամ դիէլեկտրիկ – մետաղ նանո կամ միկրոկառուցվածքներ են, որտեղ էլեկտրամագնիսական ալիքի տարածումը ենթարկվում է նույնատիպ ազդեցության, ինչ էլեկտրոնները բյուրեղային կառուցվածքում: Կախված ալիքի երկարությունից, էլեկտրամագնիսական ալիքը գրեթե անկորուստ տարածվում է այսպիսի համակարգերում՝ առաջացնելով մոդեր: Համակարգի պարբերությունը պետք է լինի ալիքի երկարության կեսի չափ, ինչն,

օրինակ, կապույտ լույսի համար ~ 200 նմ է: [152] –ում փորձնականորեն 1.3 մկմ ալիքի երկարության վրա ուսումնասիրվել է այսպիսի ռեզոնատոր, որտեղ փորձնական հաշվարկված բարորակությունը հասնում է $Q \sim 1.3 \times 10^4$ (նկ. 60ա), իսկ [150] –ում դիտարկված ֆոտոնային բյուրեղում օղակաձև ռեզոնատորի դեպքում օպտիկական հեռահաղորդակցության հաճախությունների վրա (~ 1550 նմ) ստացվում է էլ ավելի մեծ բարորակություն ($Q \sim 1.21 \times 10^5$) (նկ. 60բ):



Նկ. 60. Մեծ բարորակությամբ ռեզոնատորների իրականացումը ֆոտոնային բյուրեղների հիման վրա: (ա) 252 նմ հաստությամբ InAsP – ում 305 նմ ցանցի հաստություն ունեցող ասփիճանավորված ֆոտոնային բյուրեղում ռեզոնատորի իրականացման լուսանկարը սկանավորող էլեկտրոնային միկրոսկոպի օգնությամբ: (ա') և (ա'') –ում պատկերված են գրգռված փարբեր մոդեր: (բ) Օղակաձև ռեզոնատորի իրականացումը ֆոտոնային բյուրեղի հիման վրա:

Ինչպես նշվել էր նախորդ գլխում, պլազմոնները կարող են ապահովել մոդերի ենթաալիքային տեղայնացում, այսինքն մոդի ծավալը շատ փոքր է համեմատած քննարկված ռեզոնատորների հետ: Այնուամենայնիվ, ՄՊՊ – ների հետ կապված մեծ կորուստները փոքրացնում են ՄՊՊ ռեզոնատորների բարորակությունը մինչև մի քանի հարյուր [153,154]:

Պետք է նկատել, որ չնայած կառուցվածքի երկրաչափական պարզությանը, հետազոտողների ուշադրությունից դուրս է մնում մետաղական պատերով միամող ալիքատարային ռեզոնատորը (նկ. 61): Ըստ երևույթին, այս փաստը կապված է էլեկտրամագնիսական ալիքը ռեզոնատոր մտցնելու դժվարությունների և համեմատաբար մեծ կորուստների հետ:

§ 3.2 Նանոմետրական ճեղքով գրգռված ալիքտարային ռեզոնատոր

Այս պարագրաֆում դիտարկվում է ալիքը ծավալային ռեզոնատորներ մտցնելու նոր մեթոդ, որը բարենպաստ պայմաններ է ստեղծում ռեզոնատորի բարորակությունը մեծացնելու համար: Առաջին գլխում դիտարկվում էին ենթաալիքային ճեղքից

էլեկտրամագնիսական ալիքների արտասովոր անցման հատկությունները և տեսությունը: Ինչպես ցույց է տրվել, ~100 նմ լայնությամբ ճեղքերը կարող են ապահովել ճեղքում դաշտի ~100 անգամ ուժեղացում, ինչպես նաև ~10 անգամ շահույթ անցման էֆեկտիվության մեջ: Օգտագործելով վերը նշվածը՝ հնարավոր է իրականացնել ընկնող դաշտի էֆեկտիվ մուտք դեպի ռեզոնատոր [155–157]: Այս փաստը հնարավորություն է տալիս ավելի կատարելագործել մետաղական ծավալային ռեզոնատորները: Ճեղքով դեպի ռեզոնատոր դաշտի մուտքը (գրգռումը) և ռեզոնատորից դաշտի ելքը ունի հետևյալ առավելությունները.

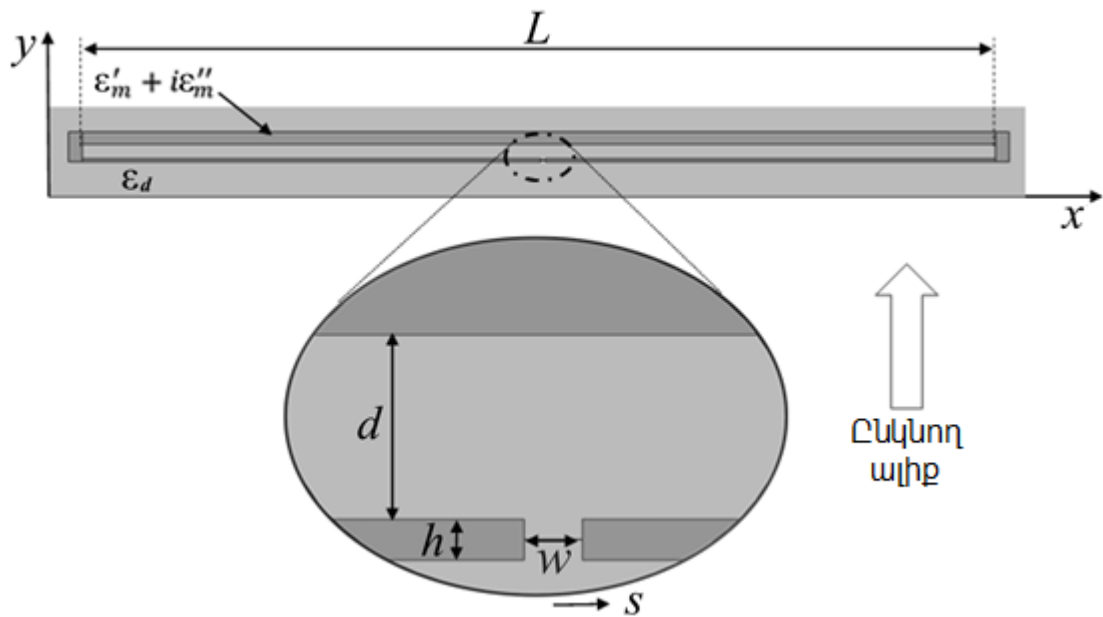
1. Վերանում է դաշտը ռեզոնատոր մտցնելու նպատակով ռեզոնատորի կողային մետաղը բարակ պահելու անհրաժեշտությունը: Ռեզոնատորի կողային պատերը սկիւն շերտից ավելի հաստ ընտրելու դեպքում զգալի կերպով կփոքրանան կորուստները եզրային պատերից:
2. Ճեղքից դուրս եկած էներգիան, ենթաալիքային լայնության պատճառով, ունի մեծ տարամիտում, ինչի շնորհիվ հեշտանում է ճառագայթված և պատից անդրադարձած դաշտերի տարբերակումը:
3. Փոփոխելով ռեզոնատորում կանգուն ալիքի նկատմամբ ճեղքի դիրքը՝ հնարավոր է ղեկավարել դաշտի մուտքը/ելքը և հետևաբար՝ ռեզոնատորի բարորակությունը:
4. Վերանում է միամոդ ռեժիմ գրգռելու համար ընկնող լույսի ֆոկուսացման պահանջը և կարելի է ապահովել գրգռման նույն էֆեկտիվությունը՝ ճեղքի վրա գցելով լույսի լայն փունջ:

Այս պարագրաֆում ցույց կտանք, որ այս առավելությունները հնարավորություն են տալիս մեծացնել ռեզոնատորի բարորակությունը, ինչպես նաև հեշտացնել համակարգի օգտագործումը կիրառական նշանակության խնդիրներում:

Ենթաալիքային ճեղքով զուգահեռ թիթեղներով ռեզոնատորի կառուցվածքը ցուցադրված է նկ. 61 – ում: Խնդիրը լուծված է ՎՏՄ – ով, և լուծման մանրամասները կներկայացվեն հաջորդ պարագրաֆում:

Ռեզոնատորը ուսումնասիրվում է մոտ ինֆրակարմիր գոտում ($\lambda \sim 1000$ նմ), քանի որ այստեղ գոյություն ունեն կիսահաղորդչային լավ լազերներ, ինչպես նաև

ռեզոնատորում իրականանում է ՄՊՊ և ալիքային մոդերի միաժամանակյա գոյության օպտիմալ պայման:



Նկ. 61. Ռեզոնատորի կառուցվածքի երկայնական հատույթը: Մուգ տիրույթը լցված է արծաթով, մինչդեռ մնացած մասը՝ ε_d թափանցելիություն ունեցող դիէլեկտրիկ նյութով: s –ը ճեղքի շեղման չափսն է ռեզոնատորի կենտրոնից:

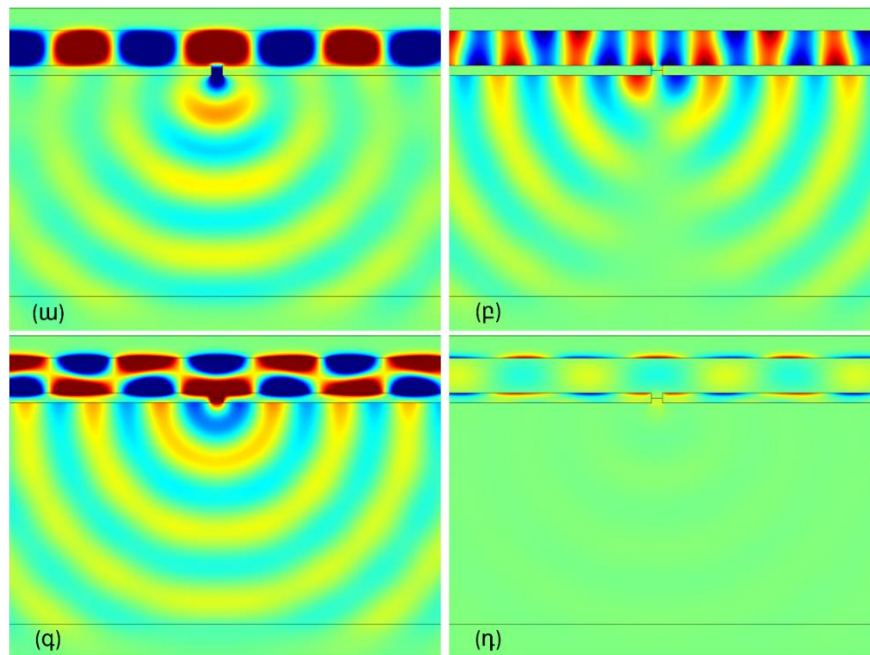
Միամոդ ալիքատարային ռեզոնատոր ունենալու համար ընտրվել է $d = 316$ նմ $\varepsilon_d = 2.5$ դեպքի համար: Ռեզոնատորի երկարությունը ընտրվել է $L = 20$ մկմ: Մետաղների մակերևույթներից անտեղի կորուստներից խուսափելու նպատակով աջ, ձախ և վերևի թիթեղներն ընտրվել են զգալիորեն ավելի լայն քան ներքևի թիթեղը: Ռեզոնատորի գրգռման համար գլխավոր դերը խաղում է ներքևի թիթեղի վրա բացված w լայնությամբ ենթաալիքային ճեղքը: Դեպի ռեզոնատոր ոչ ռեզոնանսային (լայնաշերտ) արտասովոր անցում ապահովելու համար օգտվում ենք առաջին գլխում [98] առաջարկված տեսությունից: Այս պատճառով մետաղի h հաստությունը վերցնում ենք ավելի փոքր քան w ճեղքի լայնությունն է, բայց ավելի մեծ քան սկին շերտի հաստությունը (~ 22.56 նմ): Արծաթի դիէլեկտրիկ թափանցելիության համար օգտվում ենք [158] –ում բերված արժեքներից: Ռեզոնատորի գրգռումն իրականացվում է ներքևից ընկնող հարթ էլեկտրամագնիսական ալիքի օգնությամբ, որն ունի միայն E_x բաղադրիչ:

Հետազոտում ենք ռեզոնատորում դաշտի բաշխվածության կախվածությունն ընկնող ալիքի երկարությունից $\varepsilon_d = 2.5$ դեպքի համար: Նկ. 62 – ում ցույց են տրված էլեկտրամագնիսական դաշտի բաղադրիչների և հոսանքի խտության բաշխվածությունները ռեզոնատորում և նրան մոտ շրջակայքում: Ռեզոնատորի

լայնության և նրանում ալիքի երկարության հարաբերությունից (նկ. 62), ինչպես նաև ռեզոնատորում դաշտի բևեռացումից հեշտ է համոզվել, որ այստեղ տարածվում է հիմնական տատանողական TM մոդը, որը բնութագրվում է հետևյալ դիսպերսիոն առնչությամբ.

$$\tan\left(\frac{\chi_d d}{2}\right) = \frac{\varepsilon_m \varepsilon_d}{\chi_d \varepsilon_m}, \quad (3.1)$$

որտեղ $\chi_d = \sqrt{\varepsilon_d \frac{\omega^2}{c^2} - k^2}$, $\varepsilon_m = \sqrt{k^2 - \varepsilon_m \frac{\omega^2}{c^2}}$, k – ն TM ալիքի ալիքային թիվն է, ω – ն անկյունային արագությունը և c – ն լույսի արագությունը վակուումում:



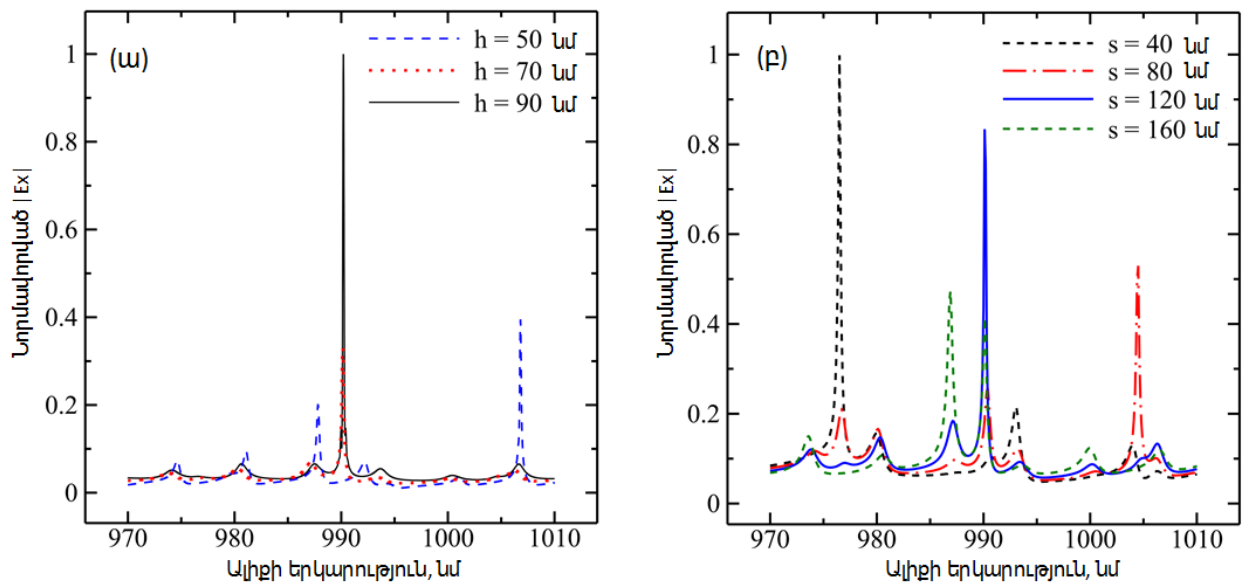
Նկ. 62. Ենթաալիքային ճեղքով գրգռված արծաթե զուգահեռ թիթեղներով ռեզոնատորում էլեկտրամագնիսական դաշտի (ա) E_x , (բ) E_y , (գ) H_z բաղադրիչները և (դ) հոսանքի խտությունը 1008.75 նմ ռեզոնանսային ալիքի երկարության համար, երբ ռեզոնատորի երկարությունը $L = 20$ մկմ, լայնությունը $d = 316$ նմ, ճեղքի լայնությունը $w = 70$ նմ, մետաղի հաստությունը $h = 70$ նմ, ճեղքի շեղումը ռեզոնատորի կենտրոնից $s = 0$ նմ և դիէլեկտրիկ միջավայրի թափանցելիությունը $\varepsilon_d = 2.5$

Նկ. 63ա – ում ներկայացված է ռեզոնատորում էլեկտրական դաշտի E_x բաղադրիչի մոդուլի կախվածությունը վակուումում ալիքի երկարությունից՝ մետաղական շերտի տարբեր h հաստությունների համար: Այստեղ 990 նմ ալիքի երկարության վրա ալիքատարային մոդի ձևավորմանը զուգընթաց ձևավորվում են նաև ավելի փոքր բարորակությամբ այլ մոդեր: Կարելի է ենթադրել, որ այս մոդերը ձևավորվում են տարբեր պրոցեսների արդյունքում, քանի որ մետաղական շերտի հաստացմանը զուգընթաց այս մոդերի փուլերը հակառակ ուղղությամբ են շեղվում՝ ընկնող ալիքի

ազդեցության տակ: Արդեն $h = 50$ նմ հաստության դեպքում, ալիքի թափանցումը շերտով զգալի է, ինչը բերում է ավելի փոքր բարորակությամբ նոր մոդերի ձևավորմանը: Սակայն այս հանգամանքը բարենպաստ չէ 990 նմ ալիքի երկարության վրա հիմնական ալիքատարային մոդի բարորակության համար, քանի որ ճառագայթային կորուստները ներքևի մետաղական շերտից մեծ են: Մինչդեռ, $h = 90$ նմ հաստության դեպքում գործնականորեն բացառվում է մետաղով ալիքի թափանցումը, և ռեզոնատորը գրգռվում է միայն ճեղքի միջոցով: Այս պայմաններում ռեզոնատորում թուլանում են փոքր բարորակությամբ մոդերը և կտրուկ ուժեղանում է ալիքատարային մոդը 990 նմ ալիքի երկարության վրա: Մետաղական շերտի այսպիսի հաստությունն արդեն բացառում է էլեկտրամագնիսական դաշտի կորուստները մետաղից և հետևաբար նպաստում է մեծ բարորակության ստացմանը: Այսպիսով, ճեղքի միջոցով ռեզոնատոր ալիքի էներգիայի մուտքի դեպքում ալիքատարային ռեզոնանսային մոդի բարորակությունը հասնում է $\sim 10^4$ կարգի մեծությունների, որն անհնար է իրականացնել այսպիսի ռեզոնատորը կողային պատից գրգռման դեպքում: Պետք է նկատենք, որ բարորակության այսպիսի մեծ արժեք ստացվում է մոտ ինֆրակարմիր տիրույթում՝ պարզ կառուցվածքի և պարզ գրգռման մեթոդի միջոցով:

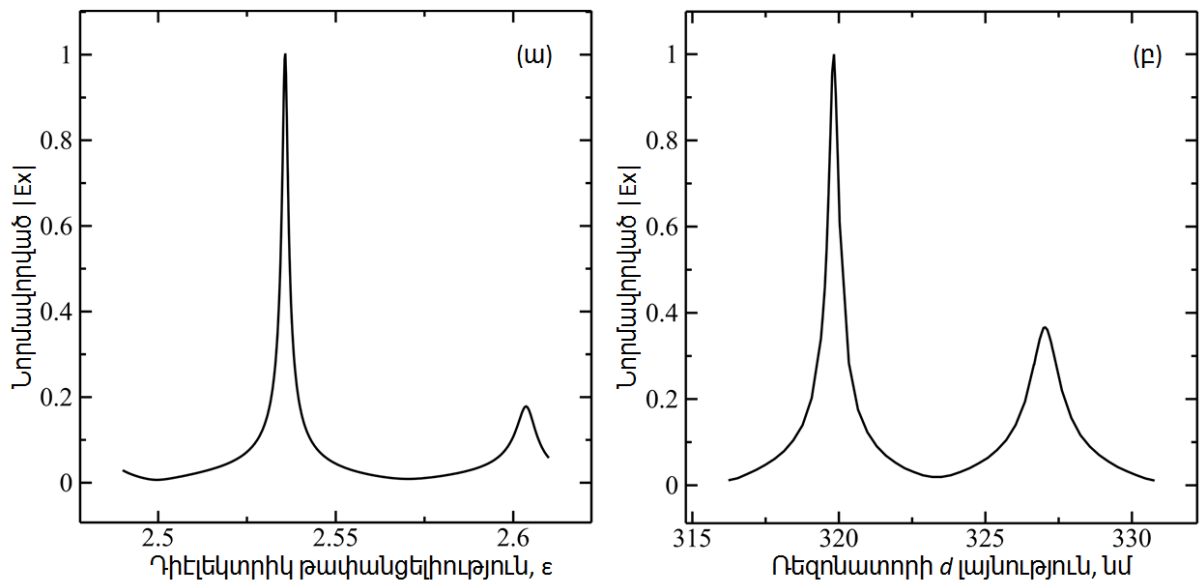
Նկ. 63ա – ում ներկայացված է ռեզոնատորում էլեկտրական դաշտի E_x բաղադրիչի մոդուլի կախվածությունը վակուումում ալիքի երկարությունից՝ ռեզոնատորի կենտրոնից ճեղքի տարբեր s շեղումների դեպքում: Ակնհայտ է, որ ինչպես ռեզոնանսային ալիքի երկարությունն, այնպես էլ միջպիկային հեռավորությունները, փոփոխվում են: Ընդ որում, դաշտի բաշխվածությունը շատ զգայուն է համակարգի պարամետրերի նկատմամբ, ինչը թույլ է տալիս էֆեկտիվորեն ղեկավարել ռեզոնատորում գրգռվող մոդերի ռեզոնանսային ալիքային երկարությունը և միջպիկային հեռավորությունները:

Աշխատանքում ուսումնասիրվում է նաև ռեզոնատորում դաշտերի կախվածությունը ռեզոնատորը լցնող դիէլեկտրիկ միջավայրի թափանցելիությունից (նկ. 64ա) և ռեզոնատորի լայնությունից (նկ. 64բ):



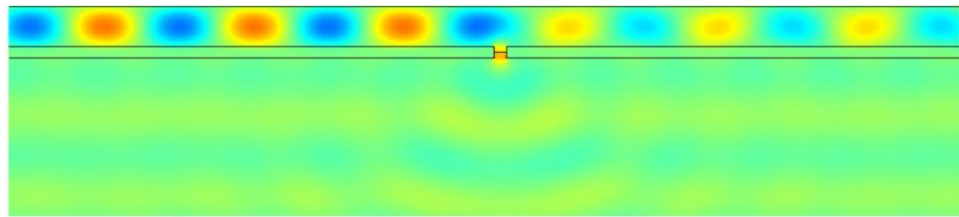
Նկ. 63. Ռեզոնատորում էլեկտրական դաշտի E_x բաղադրիչի մոդուլի կախվածությունը ալիքի երկարությունից (ա) h - ի փոփոխությունների դեպքում, երբ ճեղքի շեղումը ռեզոնատորի կենտրոնից $s = 120$ նմ է, և (բ) փոփոխությունների դեպքում, երբ ներքևի մետաղի հաստությունը $h = 70$ նմ է: Ռեզոնատորի երկարությունը $L = 20$ մկմ է, լայնությունը՝ $d = 316$ նմ, ճեղքի լայնությունը՝ $w = 100$ նմ, և դիէլեկտրիկ միջավայրի թափանցելիությունը՝ $\varepsilon_d = 2.5$:

Ինչպես երևում է նկ. 64ա – ից, ցրված էներգիայի զգալի փոփոխությամբ կարելի է հասնել դիէլեկտրիկ թափանցելիության նույնիսկ 5×10^{-4} փոփոխության դեպքում: Նույն արդյունքին կարելի է հասնել նաև փոփոխելով ռեզոնատորի լայնությունը 0.5 նմ – ով (նկ. 64բ): Կառուցվածքային պարամետրերից զգայուն կախվածությունը հնարավոր է դարձնում այս համակարգի կիրառումը այնպիսի կիրառություններում, ինչպիսիք են օպտիկական բիստաբիլության սարքավորումները, օպտիկական մոդուլատորները և ճնշման, ճկման կամ ջերմաստիճանի տվիչները: Ավելին, նկ. 64 – ից երևում է, որ ռեզոնատորում դիէլեկտրիկ թափանցելիությունից և ռեզոնատորի լայնությունից դաշտերի կախվածությունները միանման են: Սա բացատրվում է նրանով, որ այս դեպքերում մոդի ձևավորման ֆիզիկական հիմքերը նույնն են: Իսկապես, դիէլեկտրիկ թափանցելիության փոփոխությունը բերում է ռեզոնատորում ալիքի երկարության փոփոխության, ինչը և փոփոխում է ռեզոնանսային պայմանը: Մյուս կողմից, ռեզոնանսային պայմանը փոփոխվում է, երբ ֆիքսում ենք ալիքի երկարությունը և փոփոխում ենք ռեզոնատորի լայնությունը: Երկու դեպքն էլ պետք է բավարարեն փուլերի համաձայնեցման միևնույն պայմանին, ինչն էլ հանգեցնում է այս կորերի միանման տեսքին:



Նկ. 64. Ռեզոնատորում էլեկտրական դաշտի E_x բաղադրիչի մոդուլի կախվածությունը (ա) դիէլեկտրիկ միջավայրի թափանցելիությունից, երբ ռեզոնատորի լայնությունը՝ $d = 316$ նմ և (բ) ռեզոնատորի d լայնությունից, երբ դիէլեկտրիկ միջավայրի թափանցելիությունը՝ $\varepsilon_d = 2.5$: Ռեզոնատորի երկարությունը՝ $L = 20$ մկմ է, ճեղքի լայնությունը՝ $w = 100$ նմ, ներքևի մետաղի հաստությունը՝ $h = 70$ նմ, ալիքի երկարությունը՝ $\lambda = 1000$ նմ, ճեղքի շեղումը ռեզոնատորի կենտրոնից՝ $s = 0$ նմ:

Համակարգի կիրառման տեսանկյունից հետաքրքրական է այն դեպքը, երբ ճեղքը շեղված է ռեզոնատորի կենտրոնից ($s \neq 0$), կամ ռեզոնատորը ճեղքից դեպի աջ և ձախ տիրույթներում լցված է իրարից տարբերվող դիէլեկտրիկ թափանցելիություն ունեցող նյութով: Այս դեպքում, կախված թափանցելիության արժեքներից, միևնույն ռեզոնատորում հնարավոր է ստանալ մոդի տարածման սահմանափակում մի ուղղությամբ (Նկ. 65):



Նկ. 65. Ռեզոնատորում ճեղքից աջ/ձախ դիէլեկտրիկ թափանցելիության ոչ համասեռության էֆեկտը գրգռվող մոդերի վրա:

Հատկանշական է, որ ճեղքով գրգռման տարբերակը հնարավորություն է տալիս համակարգի փոքր փոփոխության արդյունքում էլեկտրական դաշտի միջոցով ղեկավարել գրգռվող մոդերը և իրականացնել օպտիկական ալիքի էլեկտրական փոխանջատում: Իրականացման համար անհրաժեշտ է ռեզոնատորում տեղադրել ոչ-գծային նյութ, օրինակ պրոպիլեն կարբոնատ, որի Կերրի էլեկտրա-օպտիկական հաստատունը $\sim 1 \times 10^{-12}$ մ/Վ² է [159], և ներքևի մետաղի աջ կամ ձախ թիթեղին, վերևի

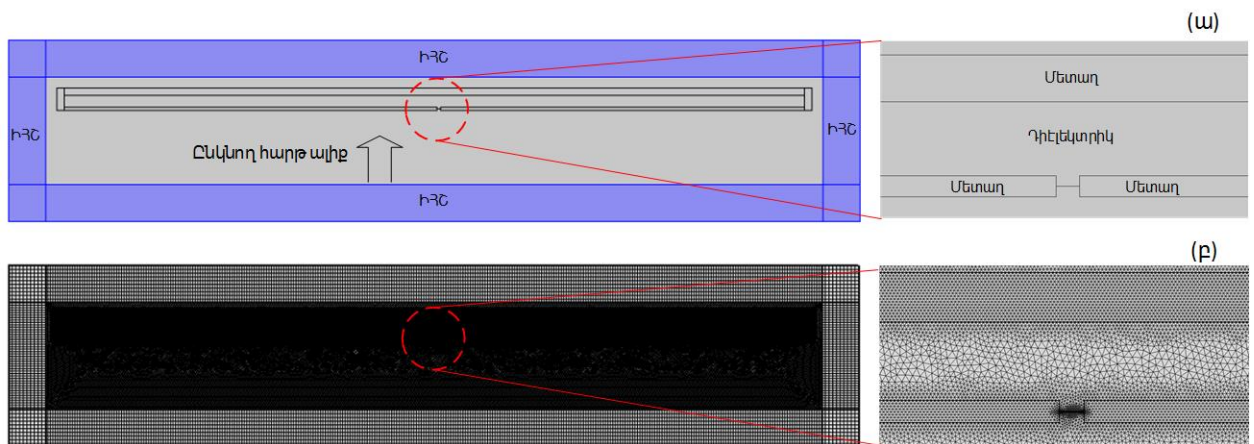
թիթեղի նկատմամբ, կիրառել լարում: Ռեզոնատորի 316 նմ լայնության դեպքում արդեն ընդհամենը 5 – 10 Վ լարումը բավարար է էլեկտրական ազդանշանով մոդերի էֆեկտիվ փոխանջատում և ղեկավարում իրականացնելու համար:

§ 3.3 Համակարգի թվային մոդելավորումը

Ենթաալիքային ճեղքով միամոդ ալիքատարային ռեզոնատորի գրգռման հնարավորությունը ուսումնասիրելու, ինչպես նաև հատկությունները պարզելու նպատակով COMSOL Multiphysics միջավայրում կառուցվել է համակարգի մոդելը: Խնդրի դինամիկան և մոդերի ձևավորման պրոցեսը հասկանալու համար խնդիրը մոդելավորվել է նաև ժամանակային տիրույթում՝ օգտագործելով Lumerical միջավայրը: Աշխատանքը չերկարացնելու համար ժամանակային տիրույթում հաշվարկները չենք ներկայացնի, քանի որ արդյունքները միարժեքորեն համընկնում են ՎՏՄ –ով հաշվարկների հետ: Քանի որ §3.2 –ում ներկայացվող խնդիրը երկչափ խնդիր է (նկ. 61), այսինքն երկրաչափական կառուցվածքը և դաշտերի արժեքը կախված չեն z առանցքից, մոդելավորման համար ընտրվել է 2D տարածություն (նկ. 66): Վերջավոր տարրերի մեթոդի մաթեմատիկական ապարատին, տերմինաբանությանը և COMSOL Multiphysics միջավայրի կարգավորումներին մանրամասն կերպով անդրադարձ է կատարվել §1.4.1 –ում: Կառուցված մոդելն ունի նկ. 66 –ում պատկերված տեսքը: Այստեղ մոդելը բոլոր կողմերից շրջապատված է իդեալական համաձայնեցված շերտերով (նկ. 66ա –ում կապույտով նշված տիրույթները), որոնք էլ իրենց հերթին շրջապատված են կլանող սահմանային պայմաններով: Մետաղական պատերով ռեզոնատորը տեղադրված է ԻՀՇ –երից ներս, և ի տարբերություն նախորդ դեպքերի, չունի հատում նրանց հետ: Ներքևի ԻՀՇ –ի ներքին հատվածի վրա, լրացուցիչ սահմանային պայմանի օգնությամբ, դեպի խնդիր է մտցվում հարթ էլեկտրամագնիսական ալիք: Մոդելում ամենուրեք (նաև ԻՀՇ –ում) դաշտերի սկզբնական արժեքը վերցված է 0: Մեշը բաժանվում է 4 հիմնական մասի՝ ազատ տարածության եռանկյուն մեշը, լավացված եռանկյուն մեշը մետաղներում, քառանկյուն մեշը ԻՀՇ –երում և հատուկ խտացված եռանկյուն մեշը ճեղքում, քանի որ այստեղ տեղի ունի դաշտի կտրուկ ուժեղացում: Մեշն ամբողջ համակարգը բաժանում է 180346 էլեմենտների, որոնցից 4568 –ն ունեն արտաքին սահման: Մեշի պատկերը ցուցադրված է նկ. 66բ –ում: Գլոբալ պարամետրեր բաժնից, ընտրելով աշխատանքային

ալիքի երկարությունը և լուծումը ղեկավարող դիֆերենցյալ հավասարումը, արդեն կարելի է լուծել խնդիրը: Այստեղ ենթադրված է, որ z ուղղությամբ չկա ալիքի տարածում, այսինքն $k_z = 0$: Լուծման ընթացքում օգտագործվում է MUMPS (բազմաֆունկցիոնալ զանգվածային զուգահեռ ուղղակի հաշվման միջոց) միջոցը՝ մատրիցական և վեկտորական գործողությունները զուգահեռ պրոցեսորների վրա իրականացնելու համար: Խնդիրը լուծվում է ցրված դաշտի համար (scattered field)՝ ճեղքից դուրս եկող դաշտն ընկնող դաշտից հեշտությամբ տարբերակելու համար:

Վարիացիաների քանակը վերցվել է 25, իսկ միջին քառակուսային սխալի ընդունելի արժեքը՝ 10^{-4} : 8 միջուկանի 5 –րդ սերնդի Intel Core i7 պրոցեսորի վրա խնդիրը լուծումը մետաղի հաստության մի պարամետրի համար տևում է մի քանի րոպե և օգտագործում է մոտ 3.5 Գիգաբայթ դինամիկ հիշողություն:



Նկ. 66. Comsol Multiphysics միջավայրում կառուցված մոդելը: (ա) Մոդելի ընդհանուր տեսքը: Խնդիրը բոլոր կողմերից շրջապատված է իդեալական համաձայնեցված շերտերով, որոնք էլ իրենց հերթին շրջապատված են կլանող սահմանային պայմաններով: Սլաքով ցույց է տրված խնդիր մտցվող հարթ ալիքի անկման ուղղությունը: (բ) Խնդրի մեշը:

Լուծման արդյունքները պատկերված են նկ. 62, 65 –ում, իսկ ռեզոնատորի բարորակությունը գնահատելու և ռեզոնանսային կորերը ստանալու համար ռեզոնատորի երկայնքով օգտագործվել է երևակայական գծային հատույթ (Cut Line):

Երրորդ գլխի ամփոփում

Այս գլխում ուսումնասիրվեց միամող մետաղական պատերով ալիքատարային ռեզոնատորի էֆեկտիվ գրգռման հնարավորությունը ենթաալիքային ճեղքի միջոցով, ինչը բարենպաստ պայմաններ է ստեղծում ռեզոնատորի բարորակությունը մեծացնելու համար: Այստեղ ճեղքով անցած դաշտի փուլի փոփոխությունը շատ խիստ կախված է

ալիքի երկարությունից, ինչն էլ թույլ է տալիս մեծացնել ռեզոնատորի բարորակությունը և սպեկտրի մոտ ինֆրակարմիր տիրույթում հասնել մինչև 10^4 կարգի արժեքների: Ռեզոնատորում կուտակված ալիքային էներգիայի մեծությունը շատ զգայուն է համակարգի կառուցվածքային պարամետրերի նկատմամբ: Յուրաքանչյուր տրված, որ կառուցվածքից ճեղքի միջոցով ցրված դաշտը հնարավոր է էֆեկտիվորեն կառավարել փոփոխելով դիէլեկտրիկ միջավայրի թափանցելիությունը: Օրինակ, թափանցելիության ընդամենը 5×10^{-4} – ով փոփոխությունը բերում է ցրված դաշտի ավելի քան 4 անգամ փոփոխման: Նույն արդյունքը ստացվում է, ռեզոնատորի լայնությունը 0.5 նմ –ով փոփոխելիս: Առաջարկված կառուցվածքի հետազոտված հատկություններն այս ռեզոնատորի հնարավոր բազում կիրառությունների շրջանակ են բացում ինֆորմացիայի մշակման օպտիկական սարքերից մինչև օպտիկական զանազան տվիչներ:

ԵԶՐԱԿԱՑՈՒԹՅՈՒՆ

1. Առաջին անգամ ստացվել են պարզ և ճշգրիտ անալիտիկ բանաձևեր, որոնք նկարագրում են ենթաալիքային ճեղքով և ճեղքերի պարբերական համակարգով լույսի ոչ ռեզոնանսային անցման երևույթը: Ստացված բանաձևերը լայն հաճախականային տիրույթում ճշգրիտ նկարագրում են անցման կախվածությունը ճեղքի լայնությունից, պարբերությունից, ինչպես նաև ընկնող լույսի ալիքի երկարությունից: Արդյունքները կիրառելի են մոտիկ գոտու $S < g$ միկրոսկոպիայում, լույսի նեղուղված փունջ ձևավորող համակարգերում, մակերևութային ուժեղացված գծային և ոչ գծային սպեկտրոսկոպիայում, լույսի իդեալական կլանման և անցման խնդիրներում, ինչպես նաև տարատեսակ տվիչներ մշակելիս:
2. Ինֆրակարմիր և տերահերցային տիրույթներում բարակ, անթափանց մետաղական էկրանին բացված նանոմետրական ճեղքերում իրականանում է ~ 100 անգամ դաշտի ոչ ռեզոնանսային ուժեղացում՝ վերահսկվող փուլային շեղման պայմաններում: Ստացված արդյունքները գործնականում կախված չեն մետաղական թաղանթի ընտրությունից:
3. Մետաղական էկրանին բացված ճեղքերի պարբերական համակարգն ապահովում է բևեռացված ալիքի գործնականում անկորուստ փոխանցում՝ պարբերության ալիքի երկարությունից փոքր լինելու պայմաններում:
4. Թվային հաշվարկների օգնությամբ ցույց է տրված, որ լույսի արտասովոր ոչ ռեզոնանսային անցման պայմաններում, անցած հզորության կախումն ալիքի անկման անկյունից նկարագրվում է աստիճանաձև կորով՝ զգալիորեն չի փոխվում մինչև որոշակի սահմանային արժեքը, որից հետո կտրուկ նվազում է: Սահմանային արժեքը կախված է ընկնող լույսի բևեռացումից և p – բևեռացված ալիքների համար հավասար է 62° , իսկ s – բևեռացված ալիքների համար՝ 44° անկախ ալիքի երկարությունից, մետաղի տեսակից, հաստությունից ու ճեղքի լայնությունից:
5. Ստացվել է անալիտիկ արտահայտություն հարթ պլազմոնային ալիքատարի եզրից մակերևութային պլազմոն պոլյարիտոնի անդրադարձման գործակցի համար, որի օգնությամբ որոշվում է նանոմետրական չափսերով պլազմոնային ռեզոնատորի բնութագրիչների կախումն ալիքի երկարությունից, ալիքատարի լայնությունից և

համակարգը կազմող միջավայրերի դիէլեկտրիկ թափանցելիություններից: Նմանատիպ արդյունքներ են ստացվել ալիքատարերի պարբերական համակարգի համար: Արդյունքները կիրառելի են ՄՊՊ նանոռեզոնատորների նախագծման, նանո անտենաների և ԼԱԱ հետազոտություններում:

6. Միամոդ ալիքատարային միկրոռեզոնատորում լուսային էներգիայի կառավարելի մուտքն ու ելքը կարելի է ապահովել դրա մետաղական բարակ շրջադիրներից մեկում բացված ալիքի երկարությունից էապես փոքր լայնությամբ ճեղքի օգնությամբ, ուր պրոցեսի պարզությունը համատեղվում է բարորակության աճով:
7. Մեծ զգայունությունը, պատրաստման պարզությունը և էլեկտրական կոնտակտների առկայությունը հնարավորություն են տալիս ռեզոնատորը: կիրառել էլեկտրաօպտիկական սարքավորումներում և զանազան տվիչների ստեղծման համար:

ԵՐԱԽՏԱԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ

Խորին երախտագիտություն եմ հայտնում իմ ատենախոսության ղեկավարին՝ պարոն Խ. Ներկարարյանին, մեր ծանոթության ինը, և հատկապես վերջին երեք տարիների ընթացքում, գիտական մտածելակերպ սերմանելու, խնդրի ամբողջական պատկերը խորությամբ ըմբռնելու և վերլուծելու հմտությունների, ինչպես նաև աշխատանքում ցուցաբերած անչափ մեծ օգնության և օժանդակության համար:

Խորին շնորհակալություն եմ հայտնում ԵՊՀ Ռադիոֆիզիկայի ֆակուլտետի ԳԲՀ ռադիոֆիզիկայի և հեռահաղորդակցության ամբիոնի անձնակազմին օգտակար խորհուրդների և մշտական աջակցության համար:

ՀԱՊԱՎՈՒՄՆԵՐ

ԼԱԱ – Լույսի արտասովոր անցում

ԻՀ – Իդեալական հաղորդիչ

ԻԷՀ – Իդեալական էլեկտրական հաղորդիչ

ԳԲՀ – Գերբարձր հաճախություններ

ՏՀց – Տերահերց

ՄՊՊ – Մակերևութային պլազմոն պոլյարիտոններ

ՄՊՌ – Մակերևութային պլազմոնային ռեզոնանս

ՄՈՒՌՍ – Մակերևութին ուժեղացված Ռամանյան սպեկտրոսկոպիա

ՎՏՄ – Վերջավոր տարրերի մեթոդ

ԺՏՎՏ – Ժամանակային տիրույթում վերջավոր տարրերություններ

ՍԷՄ – Սկանավորող էլեկտրոնային միկրոսկոպ

ՄԴՄ – Մոտակա դաշտի միկրոսկոպիա

ՔԿԼ – Քվանտային կասկադային լազեր

ՈւԽՄԳԼ – Ուղղահայաց խոռոչային մակարեսով գրգռված լազեր

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- [1] T.W. Ebbesen, H.J. Lezec, H.F. Ghaemi, T. Thio, P. A.Wolff, T. Thio, P. A.Wolff, Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays, *Nature*. 86 (1998)
- [2] K. a Tetz, L. Pang, Y. Fainman, High-resolution surface plasmon resonance sensor based on linewidth-optimized nanohole array transmittance., *Opt. Lett.* 31 (2006) 1528–1530.
- [3] T. Onishi, T. Tanigawa, T. Ueda, D. Ueda, Polarization control of vertical-cavity surface-emitting lasers by utilizing surface plasmon resonance, *IEEE J. Quantum Electron.* 43 (2007) 1123–1128.
- [4] J. Wenger, D. Gérard, J. Dintinger, O. Mahboub, N. Bonod, E. Popov, T.W. Ebbesen, H. Rigneault, Emission and excitation contributions to enhanced single molecule fluorescence by gold nanometric apertures., *Opt. Express*. 16 (2008) 3008–3020.
- [5] Y.-H. Ho, K.-Y. Chen, K.-Y. Peng, M.-C. Tsai, W.-C. Tian, P.-K. Wei, Enhanced light out-coupling of organic light-emitting diode using metallic nanomesh electrodes and microlens array, *Opt. Express*. 21 (2013) 8535.
- [6] H.J. Lezec, A. Degiron, E. Devaux, R.A. Linke, L. Martin-Moreno, F.J. Garcia-Vidal, T.W. Ebbesen, Beaming light from a subwavelength aperture., *Science*. 297 (2002) 820–822.
- [7] F.J. Garcia-Vidal, L. Martin-Moreno, T.W. Ebbesen, L. Kuipers, Light passing through subwavelength apertures, *Rev. Mod. Phys.* 82 (2010) 729–787.
- [8] M.A. Seo, H.R. Park, S.M. Koo, D.J. Park, J.H. Kang, O.K. Suwal, S.S. Choi, P.C.M. Planken, G.S. Park, N.K. Park, Q.H. Park, D.S. Kim, Terahertz field enhancement by a metallic nano slit operating beyond the skin-depth limit, *Nat. Photonics*. 3 (2009) 152–156.
- [9] H. Liu, P. Lalanne, Microscopic theory of the extraordinary optical transmission, *Nature*. 452 (2008) 728–731.
- [10] S. Rodrigo, F. García-Vidal, L. Martín-Moreno, Influence of material properties on extraordinary optical transmission through hole arrays, *Phys. Rev. B*. 77 (2008) 1–8.
- [11] L. Martin-Moreno, F.J. Garcia-Vidal, H.J. Lezec, K.M. Pellerin, T. Thio, J.B. Pendry, T.W. Ebbesen, Theory of extraordinary optical transmission through subwavelength hole arrays, *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001) 1114–1117.
- [12] K.L. Van der Molen, F.B. Segerink, N.F. Van Hulst, L. Kuipers, Influence of hole size on the extraordinary transmission through subwavelength hole arrays, *Appl. Phys. Lett.* 85 (2004) 4316–4318.
- [13] L. Mart, L. Moreno, F. García-Vidal, Optical transmission through circular hole arrays in optically thick metal films., *Opt. Express*. 12 (2004) 3619–28.
- [14] W. Cai, J.S. White, M.L. Brongersma, Power-Efficient Electrooptic Plasmonic Modulators, (2009).
- [15] K.F. MacDonald, Z.L. Sámsón, M.I. Stockman, N.I. Zheludev, Ultrafast active plasmonics, *Nat. Photonics*. 3 (2008) 55–58.
- [16] Y.C. Jun, K.C.Y. Huang, M.L. Brongersma, Plasmonic beaming and active control over fluorescent emission., *Nat. Commun.* 2 (2011) 283.
- [17] L. Novotny, Effective wavelength scaling for optical antennas, *Phys. Rev. Lett.* 98 (2007) 1–4.
- [18] C.K. Law, H.J. Kimble, Deterministic generation of a bit-stream of single-photon pulses, *J. Mod. Opt.* 44 (1997) 2067–2074.

- [19] L.M. Duan, M.D. Lukin, J.I. Cirac, P. Zoller, Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics, *Nature*. 414 (2001) 413–418.
- [20] G. Wang, H. Lu, X. Liu, Y. Gong, L. Wang, Optical bistability in metal-insulator-metal plasmonic waveguide with nanodisk resonator containing Kerr nonlinear medium, *Appl. Opt.* 50 (2011) 5287–5290.
- [21] A.L. Pyayt, B. Wiley, Y. Xia, A. Chen, L. Dalton, Integration of photonic and silver nanowire plasmonic waveguides., *Nat. Nanotechnol.* 3 (2008) 660–5.
- [22] A.D. Greentree, C. Tahan, J.H. Cole, L. Hollenberg, Quantum phase transitions of light, *Nat. Phys.* 2 (2006) 856.
- [23] U. Schröter, D. Heitmann, Surface-plasmon-enhanced transmission through metallic gratings, *Phys. Rev. B.* 58 (1998) 15419–15421.
- [24] J. a. Porto, F.J. Garcia-Vidal, J.B. Pendry, Transmission resonances on metallic gratings with very narrow slits, *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999) 2845–2848.
- [25] Y. Takakura, Optical resonance in a narrow slit in a thick metallic screen, *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001) 5601–5603.
- [26] F. Yang, J.R. Sambles, Resonant Transmission of Microwaves through a Narrow Metallic Slit, *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002) 63901.
- [27] D.T. Auckland, Electromagnetic Transmission Through Narrow Slots in Thick Conducting Screens, *IEEE Trans. Antennas Propag.* 28 (1980) 616–622.
- [28] J.R. Suckling, A.P. Hibbins, M.J. Lockyear, T.W. Preist, J.R. Sambles, C.R. Lawrence, Finite conductance governs the resonance transmission of thin metal slits at microwave frequencies, *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004) 147401–1.
- [29] J. Bravo-Abad, L. Martín-Moreno, F.J. García-Vidal, Transmission properties of a single metallic slit: From the subwavelength regime to the geometrical-optics limit, *Phys. Rev. E - Stat. Nonlinear, Soft Matter Phys.* 69 (2004) 1–6.
- [30] R. Gordon, Bethe's aperture theory for arrays, *Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys.* 76 (2007) 1–5.
- [31] H.F. Schouten, T.D. Visser, D. Lenstra, H. Blok, Light transmission through a subwavelength slit: waveguiding and optical vortices, *Phys. Rev. E.* 67 (2003) 36608.
- [32] J.R. Suckling, A.P. Hibbins, J.R. Sambles, C.R. Lawrence, Resonant transmission of microwaves through a finite length subwavelength metallic slit, *New J. Phys.* 7 (2005) 250–250.
- [33] H.A. Bethe, Theory of diffraction by small holes, *Phys. Rev.* 66 (1944) 163–182.
- [34] R. Wannemacher, Plasmon-supported transmission of light through nanometric holes in metallic thin films, *Opt. Commun.* 195 (2001) 107–118.
- [35] A. Degiron, H.J. Lezec, N. Yamamoto, T.W. Ebbesen, Optical transmission properties of a single subwavelength aperture in a real metal, *Opt. Commun.* 239 (2004) 61–66.
- [36] J. Prikulis, P. Hanarp, L. Olofsson, D. Sutherland, M. Kall, Optical spectroscopy of nanometric holes in thin gold films, *Nano Lett.* 4 (2004) 1003–1007.
- [37] T.H. Park, N. Mirin, J.B. Lassiter, C.L. Nehl, N.J. Halas, P. Nordlander, Optical properties of a nanosized hole in a thin metallic film, *ACS Nano.* 2 (2008) 25–32.
- [38] W.-L. Chang, P.-H. Tsao, P.-K. Wei, Sub-100 nm photolithography using TE-polarized waves

- in transparent nanostructures., *Opt. Lett.* 32 (2007) 71–3.
- [39] E. Popov, N. Bonod, M. Nevière, H. Rigneault, P.-F. Lenne, P. Chaumet, Surface plasmon excitation on a single subwavelength hole in a metallic sheet., *Appl. Opt.* 44 (2005) 2332–
 - [40] F.J. García-Vidal, L. Martín-Moreno, E. Moreno, L.K.S. Kumar, R. Gordon, Transmission of light through a single rectangular hole in a real metal, *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* 74 (2006) 2–5.
 - [41] G. Gay, O. Alloschery, B. Viaris de Lesegno, C. O'Dwyer, J. Weiner, H.J. Lezec, The optical response of nanostructured surfaces and the composite diffracted evanescent wave model, *Nat. Phys.* 2 (2006) 262–267.
 - [42] F. Pardo, P. Bouchon, R. Ha??dar, J.L. Pelouard, Light funneling mechanism explained by magnetoelectric interference, *Phys. Rev. Lett.* 107 (2011).
 - [43] S. Collin, F. Pardo, R. Teissier, Horizontal and vertical surface resonances in transmission metallic gratings, *J. Opt. A Pure Appl. Opt.* 4 (2002) S154–S160.
 - [44] I.R. Hooper, J.R. Sambles, Surface plasmon polaritons on narrow-ridged short-pitch metal gratings in the conical mount., *J. Opt. Soc. Am. A. Opt. Image Sci. Vis.* 20 (2003) 836–843.
 - [45] W.-C. Liu, D. Tsai, Optical tunneling effect of surface plasmon polaritons and localized surface plasmon resonance, *Phys. Rev. B.* 65 (2002) 1–6.
 - [46] F. Marquier, J. Greffet, S. Collin, F. Pardo, J. Pelouard, Resonant transmission through a metallic film due to coupled modes., *Opt. Express.* 13 (2005) 70–76.
 - [47] Q. Cao, P. Lalanne, Negative role of surface plasmons in the transmission of metallic gratings with very narrow slits., *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002) 57403.
 - [48] D. Crouse, P. Keshavareddy, Role of optical and surface plasmon modes in enhanced transmission and applications., *Opt. Express.* 13 (2005) 7760–7771.
 - [49] Y. Xie, A. Zakharian, J. Moloney, M. Mansuripur, Transmission of light through a periodic array of slits in a thick metallic film., *Opt. Express.* 13 (2005) 4485–91.
 - [50] M.M.J. Treacy, Dynamical diffraction in metallic optical gratings, *Appl. Phys. Lett.* 75 (1999) 606.
 - [51] M. Treacy, Dynamical diffraction explanation of the anomalous transmission of light through metallic gratings, *Phys. Rev. B.* 66 (2002) 1–11.
 - [52] J.B. Pendry, L. Martín-Moreno, F.J. Garcia-Vidal, Mimicking surface plasmons with structured surfaces., *Science.* 305 (2004) 847–8.
 - [53] H.E. Went, A.P. Hibbins, J.R. Sambles, C.R. Lawrence, A.P. Crick, Selective transmission through very deep zero-order metallic gratings at microwave frequencies, *Appl. Phys. Lett.* 77 (2000) 2789.
 - [54] A.P. Hibbins, J.R. Sambles, C.R. Lawrence, D.M. Robinson, Remarkable transmission of microwaves through a wall of long metallic bricks, *Appl. Phys. Lett.* 79 (2001) 2844–2846.
 - [55] A. Barbara, P. Quémerais, E. Bustarret, T. Lopez-Rios, Optical transmission through subwavelength metallic gratings, *Phys. Rev. B.* 66 (2002) 1–4.
 - [56] Z. Sun, Y.S. Jung, H.K. Kim, Role of surface plasmons in the optical interaction in metallic gratings with narrow slits, *Appl. Phys. Lett.* 83 (2003) 3021–3023.
 - [57] J. Steele, C. Moran, a. Lee, C. Aguirre, N. Halas, Metallodielectric gratings with subwavelength slots: Optical properties, *Phys. Rev. B.* 68 (2003) 1–7.

- [58] Q. Xing, S. Li, Z. Tian, D. Liang, N. Zhang, L. Lang, L. Chai, Q. Wang, Enhanced zero-order transmission of terahertz radiation pulses through very deep metallic gratings with subwavelength slits, *Appl. Phys. Lett.* 89 (2006).
- [59] Y. Pang, C. Genet, T.W. Ebbesen, Optical transmission through subwavelength slit apertures in metallic films, *Opt. Commun.* 280 (2007) 10–15.
- [60] R. Parthasarathy, A. Bykhovski, B. Gelmont, T. Globus, N. Swami, D. Woolard, Enhanced coupling of subterahertz radiation with semiconductor periodic slot arrays, *Phys. Rev. Lett.* 98 (2007) 1–4.
- [61] J. Gómez Rivas, C. Janke, P. Bolivar, H. Kurz, Transmission of THz radiation through InSb gratings of subwavelength apertures., *Opt. Express.* 13 (2005) 847–859.
- [62] D.C. Skigin, R.A. Depine, Transmission Resonances of Metallic Compound Gratings with Subwavelength Slits, *Phys. Rev. Lett.* 95 (2005) 217402.
- [63] A.P. Hibbins, I.R. Hooper, M.J. Lockyear, J.R. Sambles, Microwave transmission of a compound metal grating, *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006) 1–4.
- [64] P. Lalanne, J.C. Rodier, J.P. Hugonin, Surface plasmons of metallic surfaces perforated by nanohole arrays, *J. Opt. A Pure Appl. Opt.* 7 (2005) 422–426.
- [65] L. Salomon, F. Grillot, A. V. Zayats, F. De Fornel, Near-field distribution of optical transmission of periodic subwavelength holes in a metal film, *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001) 1110–1113.
- [66] W.L. Barnes, W.A. Murray, J. Dintinger, E. Devaux, T.W. Ebbesen, Surface Plasmon Polaritons and Their Role in the Enhanced Transmission of Light Through Periodic Arrays of Subwavelength Holes in a Metal Film, *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004) 107401–1.
- [67] H. Lezec, T. Thio, Diffracted evanescent wave model for enhanced and suppressed optical transmission through subwavelength hole arrays., *Opt. Express.* 12 (2004) 3629–3651.
- [68] F. Medina, F. Mesa, of Electrically Small Holes From a Circuit Theory Perspective, 56 (2008) 3108–3120.
- [69] M. Sarrazin, J.-P. Vigneron, Optical properties of tungsten thin films perforated with a bidimensional array of subwavelength holes., *Phys. Rev. E. Stat. Nonlin. Soft Matter Phys.* 68 (2003) 16603.
- [70] J. Zenneck, Über die Fortpflanzung ebener elektromagnetischer Wellen längs einer ebenen Leiterfläche und ihre Beziehung zur drahtlosen Telegraphie, *Ann. Phys.* 328 (1907) 846–866.
- [71] U. Fano, Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts, *Phys. Rev.* 124 (1961) 1866–1878.
- [72] F. Przybilla, a Degiron, J.-Y. Laluet, C. Genet, T.W. Ebbesen, Optical transmission in perforated noble and transition metal films, *J. Opt. A Pure Appl. Opt.* 8 (2006) 458–463.
- [73] G. Ctistis, P. Patoka, X. Wang, K. Kempa, M. Giersig, Optical transmission through hexagonal arrays of subwavelength holes in thin metal films, *Nano Lett.* 7 (2007) 2926–2930.
- [74] K.J.K. Koerkamp, S. Enoch, F.B. Segerink, N.F. Van Hulst, L. Kuipers, Strong influence of hole shape on extraordinary transmission through periodic arrays of subwavelength holes, *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004) 183901–1.
- [75] M. Beruete, I. Sorolla, J.S. Campillo, L. Dolado, J. Martín-Moreno, Bravo-Abad, F.J. García-

- Vidal, Enhanced millimetre wave transmission through subwavelength hole arrays, *Opt. Lett.* 29 (2004) 2500.
- [76] D. Qu, D. Grischkowsky, Observation of a new type of THz resonance of surface plasmons propagating on metal-film hole arrays, *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004) 1–4.
 - [77] K.G. Lee, Q.H. Park, Coupling of surface plasmon polaritons and light in metallic nanoslits, *Phys. Rev. Lett.* 95 (2005) 1–4.
 - [78] T. Matsui, Z.V. Vardeny, A. Agrawal, A. Nahata, R. Menon, Resonantly-enhanced transmission through a periodic array of subwavelength apertures in heavily-doped conducting polymer films, *Appl. Phys. Lett.* 88 (2006) 4–7.
 - [79] J.Y. Suh, E.U. Donev, R. Lopez, L.C. Feldman, R.F. Haglund, Modulated optical transmission of subwavelength hole arrays in metal-VO₂ films, *Appl. Phys. Lett.* 88 (2006) 133115.
 - [80] E.U. Donev, J.Y. Suh, F. Villegas, R. Lopez, R.F. Haglund, L.C. Feldman, Optical properties of subwavelength hole arrays in vanadium dioxide thin films, *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* 73 (2006) 2–5.
 - [81] F. Miyamaru, M. Tanaka, M. Hangyo, Resonant electromagnetic wave transmission through strontium titanate hole arrays with complex surface waves, *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* 74 (2006) 1–5.
 - [82] D.-Z. a. Chen, R. Hamam, M. Soljacić, J.D. Joannopoulos, G. Chen, Extraordinary optical transmission through subwavelength holes in a polaritonic silicon dioxide film, *Appl. Phys. Lett.* 90 (2007) 181921.
 - [83] Y. a Urzhumov, D. Korobkin, B. Neuner III, C. Zorman, G. Shvets, Optical properties of sub-wavelength hole arrays in SiC membranes, *J. Opt. A Pure Appl. Opt.* 9 (2007) S322–S333.
 - [84] S.M. Williams, A.D. Stafford, T.M. Rogers, S.R. Bishop, J. V. Coe, Extraordinary infrared transmission of Cu-coated arrays with subwavelength apertures: Hole size and the transition from surface plasmon to waveguide transmission, *Appl. Phys. Lett.* 85 (2004) 1472–1474.
 - [85] J.Y. Li, Y.L. Hua, J.X. Fu, Z.Y. Li, Influence of hole geometry and lattice constant on extraordinary optical transmission through subwavelength hole arrays in metal films, *J. Appl. Phys.* 107 (2010).
 - [86] A. Degiron, T.W. Ebbesen, The role of localized surface plasmon modes in the enhanced transmission of periodic subwavelength apertures, *J. Opt. A Pure Appl. Opt.* 7 (2005) S90.
 - [87] M. Sun, J. Tian, S. Han, Z. Li, B. Cheng, D. Zhang, A. Jin, H. Yang, Effect of the subwavelength hole symmetry on the enhanced optical transmission through metallic films, *J. Appl. Phys.* 100 (2006).
 - [88] D. Pacifici, H.J. Lezec, L. a Sweatlock, R.J. Walters, H. a Atwater, Universal optical transmission features in periodic and quasiperiodic hole arrays., *Opt. Express.* 16 (2008) 9222–9238.
 - [89] T. Thio, K.M. Pellerin, R. a Linke, H.J. Lezec, T.W. Ebbesen, Enhanced light transmission through a single subwavelength aperture., *Opt. Lett.* 26 (2001) 1972–1974.
 - [90] S.S. Akarca-Biyikli, I. Bulu, E. Ozbay, Enhanced transmission of microwave radiation in one-dimensional metallic gratings with subwavelength aperture, *Appl. Phys. Lett.* 85 (2004) 1098–1100.
 - [91] A. Agrawal, A. Nahata, Time-domain radiative properties of a single subwavelength aperture surrounded by an exit side surface corrugation., *Opt. Express.* 14 (2006) 1973–81.

- [92] S.M. Williams, A.D. Stafford, K.R. Rodriguez, T.M. Rogers, J. V Coe, Accessing Surface Plasmons with Ni Microarrays for Enhanced IR Absorption by Monolayers, (2003) 11871–11879.
- [93] H. Rigneault, J. Capoulade, J. Dintinger, J. Wenger, N. Bonod, E. Popov, T.W. Ebbesen, P.F. Lenne, Enhancement of single-molecule fluorescence detection in subwavelength apertures, *Phys. Rev. Lett.* 95 (2005) 1–4.
- [94] N. Yu, R. Blanchard, J. Fan, F. Capasso, T. Edamura, M. Yamanishi, H. Kan, Small divergence edge-emitting semiconductor lasers with two-dimensional plasmonic collimators, *Appl. Phys. Lett.* 93 (2008).
- [95] M.W. Docter, P.M. Van den Berg, P.F. Alkemade, V.G. Kutchoukov, O.M. Piciu, A. Bossche, I.T. Young, Y. Garini, Structured illumination microscopy using extraordinary transmission through sub-wavelength hole-arrays, *J. Nanophotonics.* 1 (2007) 11665.
- [96] H.W. Kihm, K.G. Lee, D.S. Kim, J.H. Kang, Q.H. Park, Control of surface plasmon generation efficiency by slit-width tuning, *Appl. Phys. Lett.* 92 (2008).
- [97] G. D’Aguanno, K.Q. Le, R. Trimm, a. Alù, N. Mattiucci, a. D. Mathias, N. Aközbek, M.J. Bloemer, Broadband metamaterial for nonresonant matching of acoustic waves, *Sci. Rep.* 2 (2012) 1–5.
- [98] A. Pors, K. V Nerkararyan, **K. Sahakyan**, S.I. Bozhevolnyi, Enhanced nonresonant light transmission through subwavelength slits in metal., *Opt. Lett.* 41 (2016) 242–5.
- [99] **K. Sahakyan**, Analytical description of wave propagation trough subwavelength slit of perfectly electric conductor membrane., in: *Collect. Sci. Artic. YSU SSS*, 2015: pp. 115–119.
- [100] J.A. Stratton, *Electromagnetic Theory*, (1941) 360–378.
- [101] S.A. Schelkunoff, On diffraction and radiation of electromagnetic waves, *Phys. Rev.* 56 (1939) 308–316.
- [102] M.A. Ordal, R.J. Bell, J.R.W. Alexander, L.L. Long, M.R. Querry, Optical properties of fourteen metals in the infrared and far infrared: Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Mo, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, V, and W, *Appl. Opt.* 24 (1985) 4493–4499.
- [103] **K. Sahakyan**, K. Nerkararyan, Numerical Analysis of Light Non-Resonant Transmission Through a Sub- Wavelength Slit at Angular Incidence, *Armen. J. Phys.* 10 (2017) 30–35.
- [104] A. Maurel, S. Félix, J.F. Mercier, Enhanced transmission through gratings: Structural and geometrical effects, *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* 88 (2013) 1–5.
- [105] COMSOL, <https://www.comsol.com/>.
- [106] Lumerical, <https://www.lumerical.com/>.
- [107] J.P. Berenger, A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves, *J. Comput. Phys.* 114 (1994) 185–200.
- [108] A. Taflove, S.C. Hagness, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*, Third Edition, 2005.
- [109] M. Tonouchi, Cutting-edge terahertz technology, *Nat. Photonics.* 1 (2007) 97–105.
- [110] R.H. Ritchie, Plasma Losses by Fast Electrons in Thin Films, *Phys. Rev.* 106 (1957) 874–881.
- [111] E.A. Stern, R.A. Ferrell, Surface plasma oscillations of a degenerate electron gas, *Phys. Rev.* 120 (1960) 130–136.

- [112] Y.Y. Teng, E.A. Stern, Plasma radiation from metal grating surfaces, *Phys. Rev. Letters*, 19 (1967) 511-514.
- [113] A. Otto, Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection, *Zeitschrift Für Phys.* 216 (1968) 398–410.
- [114] E. Kretschmann, H. Raether, Radiative decay of non-radiative surface plasmons excited by light, *Z. Naturforsch.* 23 (1968) 2135–2136.
- [115] J. Takahara, S. Yamagishi, H. Taki, A. Morimoto, T. Kobayashi, Guiding of a one-dimensional optical beam with nanometer diameter, *Opt. Lett.* 22 (1997) 475–477.
- [116] K.V. Nerkararyan, Superfocusing of a surface polariton in a wedge-like structure, *Phys. Lett. A.* 237 (1997) 103–105.
- [117] A.J. Babadjanyan, N.L. Margaryan, K. V. Nerkararyan, Superfocusing of surface polaritons in the conical structure, *J. Appl. Phys.* 87 (2000) 3785.
- [118] D.K. Gramotnev, M.W. Vogel, M.I. Stockman, Optimized nonadiabatic nanofocusing of plasmons by tapered metal rods, *J. Appl. Phys.* 104 (2008).
- [119] J.J. Burke, G.I. Stegeman, T. Tamir, Surface-polariton-like waves guided by thin, lossy metal films, *Phys. Rev. B.* 33 (1986) 5186–5201.
- [120] S.A. Maier, P.G. Kik, H.A. Atwater, S. Meltzer, E. Harel, B.E. Koel, A.A.G. Requicha, Local detection of electromagnetic energy transport below the diffraction limit in metal nanoparticle plasmon waveguides, *Nat. Mater.* 2 (2003) 229–232.
- [121] B. Wang, G.P. Wang, Surface plasmon polariton propagation in nanoscale metal gap waveguides, *Opt. Lett.* 29 (2004) 1992.
- [122] G. Veronis, S. Fan, Guided subwavelength plasmonic mode supported by a slot in a thin metal film., *Opt. Lett.* 30 (2005) 3359–3361.
- [123] E. Moreno, F.J. Garcia-Vidal, S.G. Rodrigo, L. Martin-Moreno, S.I. Bozhevolnyi, Channel plasmon-polaritons: modal shape, dispersion, and losses, *Opt. Lett.* 31 (2006) 3447.
- [124] S.I. Bozhevolnyi, V.S. Volkov, E. Devaux, T.W. Ebbesen, Channel plasmon-polariton guiding by subwavelength metal grooves, *Phys. Rev. Lett.* 95 (2005) 1–4.
- [125] E. Moreno, S.G. Rodrigo, S.I. Bozhevolnyi, L. Martin-Moreno, F.J. Garcia-Vidal, Guiding and focusing of electromagnetic fields with wedge plasmon polaritons, *Phys. Rev. Lett.* 100 (2008) 1–4.
- [126] M. Yan, M. Qiu, Guided plasmon polariton at 2D metal corners, *J. Opt. Soc. Am. B.* 24 (2007) 2333.
- [127] S.I. Bozhevolnyi, K. V Nerkararyan, Analytic description of channel plasmon polaritons., *Opt. Lett.* 34 (2009) 2039–41.
- [128] D.F. Pile, T. Ogawa, D.K. Gramotnev, Y. Matsuzaki, K.C. Vernon, Two-dimensionally localized modes of a nanoscale gap plasmon waveguide, 261114 (2005) 1–4.
- [129] G. Veronis, S. Fan, Crosstalk between three-dimensional plasmonic slot waveguides, *Conf. Quantum Electron. Laser Sci. - Tech. Dig. Ser.* 16 (2008) 2442–2446.
- [130] R.F. Oulton, V.J. Sorger, D.A. Genov, D.F.P. Pile, X. Zhang, A hybrid plasmonic waveguide for subwavelength confinement and long-range propagation, *Nat. Photonics.* 2 (2008) 496–500.
- [131] J. Conway, S. Sahni, T. Szkopek, Plasmonic interconnects versus conventional interconnects:

- a comparison of latency, cross-talk and energy costs, *Lett. Opt. EXPRESS*. 29 (2004) 1069–1071.
- [132] S.I. Bozhevolnyi, V.S. Volkov, E. Devaux, J.-Y. Laluet, T.W. Ebbesen, Channel plasmon subwavelength waveguide components including interferometers and ring resonators., *Nature*. 440 (2006) 508–11.
 - [133] S.I. Bozhevolnyi, Plasmonic Nano-Guides and Circuits, *Frontiers in Optics 2008/Laser Science XXIV/Plasmonics and Metamaterials/Optical Fabrication and Testing*, (2008) 1-31.
 - [134] **K. Sahakyan**, Analytical description of plasmon reflection from the free edges of metal slit structures, *Proc. Yerevan State Univ., Physical and Mathematical Sciences*, 3 (2016) 84–91.
 - [135] M.A. Noginov, V.A. Podolskiy, G. Zhu, M. Mayy, M. Bahoura, J.A. Adegoke, B. Ritzo, K. Reynolds, Compensation of loss in propagating surface plasmon polariton by gain in adjacent dielectric medium., *Opt. Express*. 16 (2008) 1385–1392.
 - [136] M. V. Bashevoy, F. Jonsson, A. V. Krasavin, N.I. Zheludev, Y. Chen, M.I. Stockman, Generation of traveling surface plasmon waves by free-electron impact, *Nano Lett.* 6 (2006) 1113–1115.
 - [137] D.M. Koller, A. Hohenau, H. Ditlbacher, N. Galler, F. Reil, F.R. Aussenegg, A. Leitner, E.J.W. List, J.R. Krenn, Organic plasmon-emitting diode, *Nat. Photonics*. 2 (2008) 684–687.
 - [138] A. Hryciw, Y.C. Jun, M.L. Brongersma, Plasmonics: Electrifying plasmonics on silicon., *Nat. Mater.* 9 (2010) 3–4.
 - [139] A.L. Falk, F.H.L. Koppens, C.L. Yu, K. Kang, N. de Leon Snapp, A. V. Akimov, M.-H. Jo, M.D. Lukin, H. Park, Near-field electrical detection of optical plasmons and single-plasmon sources, *Nat. Phys.* 5 (2009) 475–479.
 - [140] Y. Fang, M. Sun, Nanoplasmonic waveguides: towards applications in integrated nanophotonic circuits, *Light Sci. Appl.* 4 (2015) e294.
 - [141] H. Yokota, K. Saito, T. Yanagida, Single Molecule Imaging of Fluorescently Labeled Proteins on Metal by Surface Plasmons in Aqueous Solution, *Phys. Rev. Lett.* 80 (1998) 4606–4609.
 - [142] M. Righini, G. Volpe, C. Girard, D. Petrov, R. Quidant, Surface plasmon optical tweezers: Tunable optical manipulation in the femtonewton range, *Phys. Rev. Lett.* 100 (2008) 8–11.
 - [143] N.G. T. Leskova, Fabry-Perot type interferometer for surface polaritons: Resonance effects, *Solid State Commun.* 53 (1985) 351.
 - [144] A.D. Rakic, A.B. Djurisic, J.M. Elazar, M.L. Majewski, Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices., *Appl. Opt.* 37 (1998) 5271–5283.
 - [145] K.J. Vahala, Optical microcavities., *Nature*. 424 (2003) 839–846.
 - [146] S. Haroche, D. Kleppner, Cavity quantum electrodynamics, *Phys. Today*. 42 (1989) 24–30.
 - [147] A.C.J. Hood, T.W. Lynn, A.C. Doherty, A.S. Parkins, H.J. Kimble, C.J. Hood, T.W. Lynn, A.C. Doherty, A.S. Parkins, The Atom-Cavity Microscope: Single Atoms Bound in Orbit by Single Photons, *Sci. New Ser.* 287 (2000) 1447–1453.
 - [148] D.W. Vernooy, V.S. Ilchenko, H. Mabuchi, E.W. Streed, H.J. Kimble, High-Q measurements of fused-silica microspheres in the near infrared, *Opt. Lett.* 23 (1998) 247–249.
 - [149] J.C. Knight, N. Dnobreuil, V. Sandoghdar, J. Hare, V. Lefevreseguin, J.M. Raimond, S. Haroche, Mapping whispering-gallery modes in microspheres with a near-field probe, *Opt. Lett.* 20 (1995) 1515–1517.

- [150] Y. Zhang, C. Zeng, D. Li, G. Gao, Z. Huang, J. Yu, J. Xia, High-quality-factor photonic crystal ring resonator., *Opt. Lett.* 39 (2014) 1282–5.
- [151] J. Vučković, M. Lončar, H. Mabuchi, A. Scherer, Design of photonic crystal microcavities for cavity QED, *Phys. Rev. E - Stat. Nonlinear, Soft Matter Phys.* 65 (2002) 1–11.
- [152] K. Srinivasan, P.E. Barclay, O. Painter, J. Chen, A.Y. Cho, C. Gmachl, Experimental demonstration of a high quality factor photonic crystal microcavity, *Appl. Phys. Lett.* 83 (2003) 1915–1917.
- [153] M. Sumetsky, Mode localization and the Q-factor of a cylindrical microresonator., *Opt. Lett.* 35 (2010) 2385–2387.
- [154] A. Vardanyan, H. Haroyan, A. Babajanyan, K. Nerkararyan, K. Lee, B. Friedman, Ring-type V-groove surface plasmon microresonator: The modal structure and Q-factor, *J. Appl. Phys.* 111 (2012).
- [155] **K. Sahakyan**, H. Haroyan, K. Nerkararyan, Waveguide resonator with high quality factor excited through the subwavelength slit, *J. Contemp. Phys. (Armenian Acad. Sci.* 52 (2017) 32–37.
- [156] **Kh. Sahakyan**, High Q parallel plate resonator excited by the subwavelength slit, in: *B. Abstr. IONS Naples 2016 Conf.*, 2016: p. 23.
- [157] **Kh. Sahakyan**, Kh. Nerkararyan, Peculiarities of the cavity with parallel plate at excitation through subwavelength slit, in: *B. Abstr. Armen. Focus SPIE 4th Int. Symp.*, 2016: p. 126.
- [158] P.B. Johnson, R.W. Christy, Optical Constants of the Noble Metals, *Phys. Rev. B.* 6 (1972) 4370–4379.
- [159] T.J. Gung, A. Ustundag, M. Zahn, Preliminary Kerr Electro-Optic Field Mapping Measurements in Propylene Carbonate Using Point-Plane Electrodes, *J. Electrostat.* 3886 (1999) 79–89.