

ԵՐԵՒԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

Առաքելյան Շանթ Իսաչատուրի

ՆԱԼՈՒԱՂԱՆԹԵՐԸ ԳՐԱՆՑՄԱՆ ԵՒ ԱՐՏԱՊԱՏԿԵՐՄԱՆ ՀԱՄԱԿԱՐԳԵՐՈՒՄ

ԱՏԵՆԱԽՈՍՈՒ ԹՅՈՒՆ

Ա.04.03-«Ռադիոֆիզիկա» մասնագիտությունը ամբ
ֆիզիկամաթեմատիկական գիտություն և ներքին
թեկնածուի գիտական աստիճանի համար

Գիտական ղեկավար՝

Ֆիզ.մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆեսոր, **Խ. Վ.**

Ներկարարյան

Երեւան – 2017

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒ ԹՅՈՒՆ

ՆԵՐԱԾՈՒ ԹՅՈՒՆ	5
ԳԼՈՒԽ 1: ՋԵՐՄՈՒԹՅԱՆ ԵՒ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐԻ ԱՐՏԱՊԱՏԿԵՐՈՒՄԸ ՋԵՐՄԱՌԱՁԳԱԿԱՆ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԻՆԴԻԿԱՏՈՐՈՎ ՄԱՆՐԱԴԻՏԱԿԻ ՄԻՋՈՑՈՎ	10
1.1 Ներածողություն	11
1.2 Փորձի նկարագրողություն	14
1.3 Տեսություն	18
1.3.1 Ձոնի հաշվարկը ջերմային լարումներն արտապատկերելիս	18
1.3.2 Ջերմային աղբյուրի բաշխվածության վերականգնումը	21
1.3.3 Էլեկտրամագնիսական տաքացման մեխանիզմները	22
1.4 Տվյալների հավաքագրումը եւ պատկերի մշակումը	25
1.5 ՋԱՕԻՄ-ի ջերմագրայունությունը եւ տարածական լուծունակությունը	28
1.5.1 Ջերմագրայունությունը	28
1.5.2 Տարածական լուծունակությունը	30
1.6 Ջերմության արտապատկերում	33
1.7 Էլեկտրամագնիսական մոտակադաշտերի արտապատկերում	38
1.8 USB եւ SSD հիշողության սարքերի տաքացման արտապատկերումը ՋԱՕԻՄ-ի միջոցով	53
1.8.1 Ներածություն	53
1.8.2 Փորձի նկարագրողությունը եւ տվյալների հավաքագրումը	55
1.8.3 Արդյունքների քննարկում	58
1.9 Ամփոփում	62
ԳԼՈՒԽ 2: ՀԱՍՏԱՏՈՒՆ ՀՈՍԱՆՔԻ ԱՐՏԱՊԱՏԿԵՐՈՒՄԸ ՄԱԳՆԻՍԱՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԵՂԱՆԱԿՈՎ	63
2.1 Ներածություն	64
2.2 Փորձի նկարագրողություն	66
2.3 Տեսություն	68
2.4 Արդյունքների քննարկում	70
2.5 Ամփոփում	75
ԳԼՈՒԽ 3: ԼՈՒՅՍԻ ԸՆՏՐՈՂՈՒՆԱԿ ԱՌԿԱՅԾՈՒՄՆԵՐԸ ԿԱՊԿԱԾ ԳԼԱՆԱՅԻՆ ԱԼԻՔԱՏԱՐՆԵՐՈՒՄ	76
3.1 Ներածություն	77
3.2 Հեղուկի մենիսկով պայմանավորված առկայ ծումներ	79
3.2.1 Փորձի նկարագրողություն	81
3.2.1 Համակարգչային նմանակում	83
3.2.2 Արդյունքների քննարկում	91

3.3 Յեղուկի տարալուծմամբ պայմանավորված առկայ ծումներ	94
3.3.1 Փորձի նկարագրություն	94
3.3.2 Արդյունքների քննարկում	95
3.4 Ամփոփում	98
ԵԶՐԱԿԱՑՈՒԹՅՈՒՆ	100
ԵՐԱԽՏԱԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ	101
ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ	102

Նվիրվում է հաց առու ր Առաքել յ անի անմար հիշ առակին

ՆԵՐԱՃՈՒ ԹՅՈՒՆ

Աշխատանքի արդիականությունը

Տեխնոլոգիաների ներկայիս զարգացող մրցավազքում ֆիզիկական մեծությունների՝ մեծ զգայունությունը եւ տարածական լուծունակությունը գրանցումը ժամանակի հրամայական է: Այս հանգամանքը խթանում է ֆիզիկական մեծությունները գրանցող սարքերի կատարելագործումը, ինչպես նաեւ նորագույն համակարգերի նախագծումը եւ մշակումը: Մասնավորապես էլեկտրական եւ մագնիսական դաշտերի գրանցման տարատեսակ համակարգեր ակտիվորեն հետազոտվել են՝ նրանց զգայունությունը բարձրացնելու եւ ավելի լայն կիրառություններ գտնելու նպատակով [1-5]: Իրավիճակը սակայն փոխվում է, երբ անհրաժեշտություն է առաջանում գրանցել փոփոխական էլեկտրական կամ մագնիսական դաշտերը, այս դեպքում հարկավոր է իրականացնել մագնիսապոփոկական (ՄՕ) եւ էլեկտրապոփոկական (ԷՕ) երեւույթներով սինխրոն գրանցում՝ դաշտերի միայն դրական կամ բացասական արժեքներին համապատասխան, հակառակ դեպքում՝ գրանցվող ազդանշանը կգրոյանա: Սակայն էլեկտրամագնիսական դաշտի հաճախության աճին զուգահեռ սինխրոն գրանցումը դառնում է դժվար իրագործելի, իսկ արդեն տասյնակ ԳՀց-երի դեպքում նման մեթոդներով դաշտերի գրանցումը ուղակի դառնում է անհնարին: Չարկ է նշել, որ էլեկտրամագնիսական դաշտերի արտապատկերման համար տարատեսակ սկանավորման եղանակները երբեք կենսունակ չեն լինում ժամանակից կախված չափումների համար, ուստի եւ տեսախցիկներով արտապատկերման համակարգերի մշակումը խիստ արդիական է:

Չետազոտության մեկ այլ ուղղություն է տարբեր ֆիզիկական երեւույթների կապակցմամբ գրանցման համակարգերի նախագծումը: Մասնավորապես վերջին ժամանակներում ակտիվորեն ուսումնասիրվում են օպտիկամեխանիկական կապով համակարգերը [6-

8]: Տարատեսակ խնդիրներում կիրառվում են օպտիկամեխանիկական կապով մեծ բարորակությամբ համակարգեր: Այստեղ պինդամրմնային նանոմեխանիկական համակարգերի հետ մեկտեղ մեծ հետաքրքրություն են ներկայացնում նաև հիդրոդինամիկական (կապիլյար) եւ օպտիկական համակարգերի միջեւ փոխազդեցությունը [9,10]: Յեղուկների հիդրոդինամիկական հատկություններով պայմանավորված՝ նրանց տարածական եւ կառուցվածքային փոփոխությունները հետաքրքրական են, որպես փոփոխական երկրաչափությամբ օպտիկական միջավայրներ (օբյեկտներ):

Ատենախոսություն մեջ ներկայացված են նանոթաղանթներում էլեկտրամագնիսական դաշտերի կլանումը, նրանցում ջերմահաղորդականության եւ մեխանիկական երեւոյթների ուսումնասիրությունը, ինչպես նաև այդ երեւոյթների միջեւ կապը:

Ատենախոսություն նպատակը

Ատենախոսություն հիմնական նպատակն է միջավայրի ջրմասնաձգական հատկությունների հիման վրա նախագծել ԳԲՅ էլեկտրամագնիսական դաշտերի արտապատկերման համակարգ, որն ընտրողաբար կկարողանա արտապատկերել թե՛ էլեկտրական, եւ թե՛ մագնիսական դաշտերի բաշխվածությունները առանձին-առանձին:

Պարզել հեղուկից դուրս ելնող կոնական մետաղապատ գագաթով օպտիկական մանրաթելից գրանցվող լուսային ազդանշանի առկայ ծումների բնույթը եւ վարքը:

Գիտական նորույթը

Ջերմասնաձգական միջավայրում ջերմային բաշխման պայմաններում՝ բեւեռացված լույսի մանրադիտարկմամբ չափված գծային երկբեկման բաշխվածություններով հաջողվել է լուծել երկբեկման պատճառ հանդիսացող ջերմություն որոշման հետադարձ խնդիրը: Ստացված լուծման շնորհիվ մշակվել է ջերմային

դաշտերի բաշխվածության արտապատկերման նոր տիպի ջերմառածգական օպտիկական ինդիկատորով մանրադիտակ (ՋԱՕԻՄ):

Մագնիսաօպտիկական արտապատկերման դեպքում շնորհիվ ինդիկատորում Ֆարադեյի երեւոյթի հիսթերեզիսային բնույթի՝ հաստատուն հոսանքի ստեղծած մագնիսական դաշտի արտապատկերման համար, օպտիկական վերլուծիչի փոխարեն մագնիսական դաշտի ուղղության շրջմամբ ստացվել է արտապատկերման առավել զգայուն համակարգ:

Համակարգչային նմանակմամբ պարզվել է, որ օպտիկական մանրաթելի կոնական գագաթի՝ հեղուկից դուրս գալու ընթացքում, գրանցվող աւկայ ծումները պայմանավորված են երկու հաջորդական պրոցեսներով: Դրանք են՝ հեղուկի սեղմվելը մինչեւ կոնտակտային անկյունն եւ արդեն հաստատված անկյամբ հեղուկի սահքը կոնական մակերեւոյթով:

Գործնական արժեքը

Ատենախոսության մեջ ներկայացված խնդիրներն ունեն կիրառական նշանակություն: Մասնավորապես առաջին գլխում քննարկված ՋԱՕԻՄ արտապատկերման համակարգում համապատասխան ինդիկատորի ընտրության շնորհիվ կարելի է ընտրողաբար արտապատկերել ջերմային, էլեկտրական կամ մագնիսական դաշտերի բաշխվածությունները:

Երկրորդ գլխում ցուցադրված հաստատուն հոսանքի մագնիսաօպտիկական արտապատկերման համակարգի շնորհիվ՝ մագնիսական դաշտի գրանցելի նվազագույն արժեքը հասցվել է 0.2 Գ-ի, ինչը կարող է ընդլայնել այս մեթոդի կիրառությունը էլեկտրոսխեմաներում հաղորդիչ գծերի թեւոյթ ունենրի թեստավորման եւ հայտնաբերման ոլորտում:

Երրորդ գլխում իրականացված օպտիկամեխանիկական երեւոյթների հետազոտությունը թույլ է տալիս կիրառել այն նանոտատանման գրանցիչներում, եթե կոնական գագաթը պահվի հեղուկ օդբաժանման սահմանի տիրույթում: Հեղուկում ամբողջապես ընկղմված կոնական մանրաթելի դեպքը կարող է կիրառվել հեղուկների

հիդրոդինամիկական հատկությունների հետազոտության, ինչպես նաև երկու հեղուկների դիֆուզիայի կամ փոխազդեցության ակտիվության ուսումնասիրություններում:

Պաշտպանության ներկայացվող հիմնական դրույթները

1. Մշակվել է ջերմաստիճանային օպտիկական ինդիկատորով նոր տիպի մանրադիտակ, որի աշխատանքի հիմքում միջավայրում առաջացող երկբեկման հետեւանքով լուսային ճառագայթման բեւեռացման պտույտն է:
2. Ջերմաստիճանային օպտիկական ինդիկատորով մանրադիտակում (ՋԱՕԻՄ) ինդիկատորի կլանող շերտի հատկությունների համապատասխան ընտրությամբ կարելի է արտապատկերել հետազոտվող նմուշի էլեկտրական կամ մագնիսական դաշտերի բաշխվածությունները՝ դրանց գրանցելի հաճախությունների շերտը ընդլայնելով մինչև S3 ցտիբոլյթ:
3. Ցույց է տրվել, որ հաստատուն հոսանքի մագնիսաօպտիկական արտապատկերման առաջարկված մեթոդի համար մագնիսական դաշտի նվազագույն գրանցելի արժեքը կազմում է մոտ 0.2 Գ: Առաջարկվող արտապատկերումը իրականացվում է առանց վերլուծիչի օպտիկական կողմնորոշումը փոխելու, ինչի շնորհիվ օպտիկական բաղադրիչներով պայմանավորված աղմուկները չեղարկվում են:
4. Նանումետրական ամպլիտուդով տատանումների գրանցումն ապահովող, հեղուկից ելնող օպտիկական մանրաթելի կոնստեւ, մետաղապատ գագաթից լույսի առկայ ծումները, պայմանավորված են ձեւավորվող մենիսկի լայնական չափերի փոփոխության եւ սահքի հետեւանքով ալիքատարային ռեժիմների հաստատմամբ:

Աշխատանքի ներկայացումը

Ատենախոսության հիմնական արդյունքները զեկուցվել են

Երեւանի պետական համալսարանի Գերբարձր հաճախությունների ռադիոֆիզիկայի եւ հեռահաղորդակցության ամբիոնի սեմինարներում, Սոգանգ համալսարանի ֆիզիկայի ֆակուլտետի կազմակերպած սեմինարներում (Sogang University, Seoul, Korea), ինչպես նաեւ միջարթ միջազգային գիտաժողովներում:

Հրատարակումները

Ատենախոսության թեմայով տպագրվել են 15 գիտական աշխատանքներում [39, 92-105], որից 5-ը գիտաժողովների ժողովածուներում:

Ատենախոսության կառուցվածքը

Ատենախոսությունը բաղկացած է ներածությունից, երեք գլուխներից, եզրակացությունից եւ 105 անուն պարունակող գրականության ցանկից: Աշխատանքի ընդհանուր ծավալը 105 էջ է, որում առկա են 35 նկար եւ 1 աղյուսակ:

ԳԼՈՒԽ 1:

ՋԵՐՄՈՒ ԹՅԱՆ ԵՒ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐԻ ԱՐՏԱՊԱՏԿԵՐՈՒ ՄԸ ՋԵՐՄԱՆՈՒԱԶԳԱԿԱՆ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԻՆԴԻԿԱՏՈՐՈՎ ՄԱՆՐԱԴԻՏԱԿԻ ՄԻՋՈՑՈՎ

Ջերմության եւ Էլեկտրամագնիսական դաշտերի մեծ լուծունակությամբ արտապատկերումը կարող է հզոր գործիք լինել նյութերի եւ սարքավորումների անվնաս թեստավորման համար: Ներկայումս այս խնդրի լուծումը խիստ այժմեական է նմանատիպ գործիքների բացակայության կամ թերի լինելու պատճառով: Ատենախոսության առաջին գլխում առաջարկվում է Էլեկտրոնականորեն ցուցադրվում է CCD-տեսախցիկյով եւ օպտիկական ինդիկատորով ջերմաստիճանի եւ Էլեկտրամագնիսական դաշտերի արտապատկերման նորագույն մանրադիտակի համակարգ: Արտապատկերման ներկայացված մեթոդը հիմնված է նյութի եւ Էլեկտրամագնիսական դաշտի փոխազդեցությունից անջատված ջերմության բաշխման գրանցման վրա, որն իրագործվում է \$n\$-տեսակի չափումների միջոցով: Օգտագործելով նանոմետրական մետաղական շերտով պատված սովորական ապակի հնարավոր է արտապատկերել ջերմաստիճանի, Էլեկտրական եւ մագնիսական դաշտերի բաշխվածությունները օպտիկական լուծունակությամբ, որտեղ զգայունությունը, ժամանակային արձագանքը եւ չափումների լայնաշերտությունը համեմատելի են գոյություն ունեցող մեթոդների հետ: Ներկայացված մեթոդով հնարավոր է բնութագրել տարբեր միջավայրերում սարքերի եւ նյութերի ջերմային եւ Էլեկտրամագնիսական հատկությունները:

1.1 Ներածություն

Սարքերի չափսերի փոքրացման, \$ուև կցիոնալ ության համալրման եւ արագագործություն մեծացման ներկայիս տեխնոլոգիաները ինֆորմացիոն եւ հեռահաղորդակցության տեխնոլոգիաներին զարգացման նոր տեմպ է թելադրում: Ժամանակակից էլեկտրոնային սարքերում տարրերի չափսերը տատանվում են մի քանի միկրոմետրից ընդհուպ տասնյակ նանոմետրեր, իսկ դրանց արագագործությունը հասնում է մի քանի գիգահերցի: Միեւնույն ժամանակ տեղային տաքացումները, էլեկտրամագնիսական ինտերֆերենցիան եւ համատեղելիությունը այս սարքերում գլխավոր խնդիրներից են եւ բացասաբար են ազդում աշխատանքի հուսալիության եւ արտադրողականության վրա [1-3]: Այսպիսի սարքերում տարածական մեծ լուծունակությամբ՝ ջերմաստիճանի եւ էլեկտրամագնիսական դաշտերի հետազոտությունը քայլ առաջ կլիներ ուղղված միկրոսխեմաներում դեֆեկտների հայտնաբերման եւ անցանկալի երեւույթների բացառմանը: Սակայն հետազոտության այդպիսի գործիքներ մինչ այժմ չկան կամ թերի են [4, 5]:

Այս խնդրի լուծմանն ուղղված բազում մոտեցումներ են առաջարկվել հիմնված տարատեսակ ֆիզիկական երեւույթների վրա [4-13]: Որոշները հիմնված են եղել սկանավորման տեխնիկայի վրա հատուկ հարմարեցված գլխիկներով: Սակայն սրանց կիրառելիությունը սահմանափակված է քանզի պահանջվում են կոմերցիոն կամ թանկարժեք նյութեր եւ սարքավորումներ, չափումների խիստ պայմաններ ինչպես օրինակ սարքաշարի աշխատանքի կայունություն, որոշակի ջերմաստիճանային պայմաններ, հզոր արտաքին մագնիսական դաշտ եւ այլն: Մասնավորապես սկանավորման տեխնիկան ունի ընդհուպ տասնյակ նանոմետրերի հասնող տարածական լուծունակություն [3], մինչդեռ գործողության երկար ժամանակը այդ դեպքում գլխավոր թերությունն է եւ սահմանափակում է կիրառությունը ժամանակից կախված չափումներում: Օպտիկական արտապատկերման

մատրիցաներով օժտված տեխնիկաները, ինչպես օրինակ CCD-ները կամ complementary metal-oxide-semiconductor (CMOS)-ներով արտապատկերման համակարգերը կարող են լուծել չափումների երկար տևողության խնդիրը [14-16]: Սակայն այս դեպքում եւս պահանջվող նյութերը թանկարժեք են իսկ մեթոդները դժվար իրագործելի:

Այս գլխում ներկայացնում ենք օպտիկական ինդիկատորով, մեծ լուծունակությամբ արտապատկերման նոր մեթոդ: Այսպես կոչված ջերմաառածգական օպտիկական ինդիկատորով մանրադիտակ (ՋԱՕԻՄ), որի աշխատանքի սկզբունքն է ինդիկատորում մեխանիկական լարումների բաշխվածությունների ֆոտոէլաստիկ չափումների միջոցով վերականգնել ջերմային աղբյուրի բաշխվածությունը: Կախված ինդիկատորի նյութի հատկություններից եւ փորձարարական ստենդի կոնֆիգուրացիայից, արտապատկերված ջերմային աղբյուրի բաշխվածությունը կարող է համապատասխանել ջերմահաղորդականությամբ՝ հետազոտվող նմուշից փոխանցված ջերմային բաշխմանը, հետազոտվող նմուշից ջերմային ճառագայթմամբ ինդիկատորում ջերմային բաշխմանը եւ էլեկտրական կամ մագնիսական դաշտերի ու ինդիկատորի փոխազդեցությամբ առաջացած ջերմային բաշխմանը: ՋԱՕԻՄ-ի առավելությունն այն է որ պահանջվող նյութերն ու սարքերը հեշտ հասանելի են եւ ոչ թանկ, ինչպես օրինակ CCD տեսախցիկ, բեւեռացված լույսի միկրոսկոպ եւ սովորական ապակի եւ չափումների սկզբունքը հիմնված է ինդիկատորում էլեկտրամագնիսական դաշտի փոխազդեցությամբ պայմանավորված ջերմության անջատման վրա: Չափումների պարզությունը եւ աշխատանքի ընդհանուր սկզբունքը ցանկացած հաճախությամբ էլեկտրամագնիսական ալիքի համար այս մեթոդը դարձնում են շատ գրավիչ եւ վերացնում են մինչ այժմ գոյություն ունեցող արտապատկերման մեթոդների սահմանափակումները:

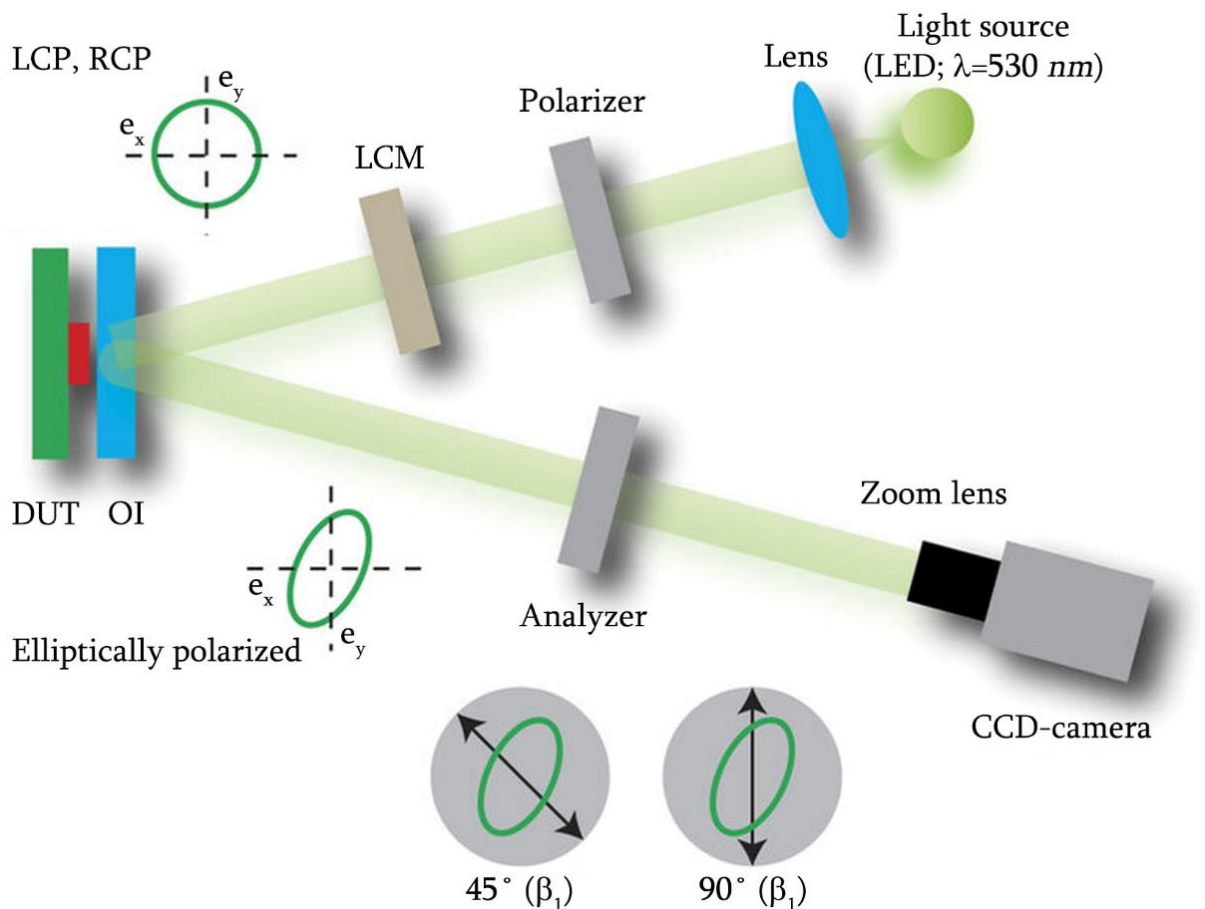
Այս գլխում կքննարկենք ՋԱՕԻՄ համակարգի աշխատանքի տեսական սկզբունքները, բնութագրերը՝ տարածական լուծունակությունը, արձագանքի տևողությունը, լայնաշերտությունը եւ զգայունությունը, ցույց կտանք ՋԱՕԻՄ-ի կիրառման տարբեր օրինակներ ջերմության եւ էլեկտրամագնիսական դաշտերի

ար տապանկ Ե ղ մ ան

հ ամ ար :

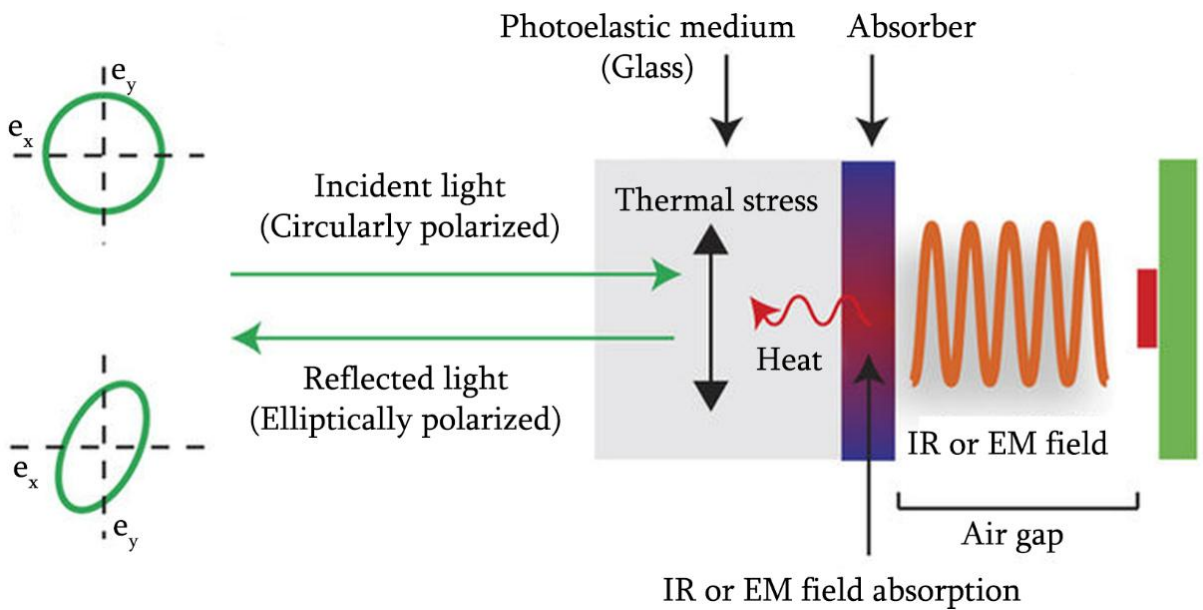
1.2 Փորձի նկարագրությունը

Նկ. 1.1-ում պատկերված է ՋԱՕԻՄ-ի փորձարարական սխեման: Օպտիկական ինդիկատորը՝ հետազոտվող սարքի ջերմային կամ էլեկտրամագնիսական ճառագայթումը կլանող նանոմետրական շերտով ապակի է, որը դրված է հետազոտվող սարքի վրա եւ մշտադիտարկվում է բեւեռացված լույսով մանրադիտակի համակարգի միջոցով: Ընկնող լույսը գծային բեւեռացվում է հարթ բեւեռացուցիչով, այնուհետեւ մոդուլացվում է շրջանային բեւեռացման (աջ կամ ձախ շրջանային բեւեռացում) հեղուկ-բյուրեղային մոդուլյատորով: Ինդիկատորով անցած եւ կլանիչ շերտից անդրադարձած լույսի բեւեռականության փոփոխությունները գրանցվում են վերլուծիչով անցած եւ CCD-տեսախցիկով գրանցվող լույսի ինտենսիվության փոփոխությամբ:



Նկ. 1.1: Փորձի սկզբունքային սխեման: Ընկնող լույսը անցնելով

գծային բեւեռացուցիչով եւ հեղուկ բյուրեղային մոդուլյատորով ձեռք է բերում շրջանային բեւեռացում: Ինդիկատորից անդրադարձած լույսի բեւեռացվածությունը որոշվում է 45° կամ 90° անկյունային կողմնորոշմամբ վերլուծիչով անցնող եւ CCD-ի միջոցով գրանցվող լույսի ինտենսիվությամբ:



Նկ. 1.2: Չափումների սկզբունքային սխեման: Օպտիկական ինդիկատորում մեխանիկական լարումների պատճառով առաջացող ֆոտոէլաստիկ երեւույթը ընկնող լույսի բեւեռացումը շրջանայինից փոխում է էլիպսայինի: Մեխանիկական լարումները առաջանում են ջերմային կամ էլեկտրամագնիսական դաշտի եւ ինդիկատորում կլանող շերտի միջեւ փոխազդեցությունից:

Նկ. 1.2-ում ցույց է տրվում ՋԱՕԻՄ-ի աշխատանքի սկզբունքը: Աշխատանքային վիճակում հետազոտվող սարքը ունի ջերմային կամ էլեկտրամագնիսական ճառագայթում եւ կախված օպտիկական ինդիկատորի հատկություններից այդ ճառագայթումը ընտրողաբար կլանվում է ինդիկատորի կլանող շերտում: Կլանող շերտում անջատված ջերմությունը տարածվելով ջերմա-էլաստիկ միջավայրով նրանում առաջացնում է ջերմամեխանիկական լարվածություններ: Շրջանային բեւեռացված լույսը

մեխանիկական լարվածությունը ամբ միջավայրում տարածվելով փոխում է իր բեկեռացվածությունը Էլիպտիկ կախված լարվածության առանցքի կողմնորոշումից եւ միջավայրի հատկություններից: Նակրագրված երեւոյթը հայտնի է ֆոտոէլաստիկ երեւոյթ անվամբ (նաեւ լարվածության օպտիկական երեւոյթ): Օպտիկական ինդիկատորում գծային երկբեկման մշտադիտարկման շնորհիվ հնարավոր է գրանցել նրանում մեխանիկական լարվածությունը: Այնուհետեւ 0° եւ 45° աստիճան կողմնորոշմամբ վերլուծիչից անցած լույսի ինտենսիվության մշտադիտարկմամբ կարելի է չափել հետազոտվող սարքի պատճառով օպտիկական ինդիկատորում առաջացած գծային երկբեկման փոփոխությունը [17, 18]:

Օպտիկական ինդիկատորում մեխանիկական լարվածության եւ ջերմային բաշխվածությունները կարելի է հաշվել հետադարձ խնդրի լուծմամբ՝ օգտագործելով երկբեկման չափումները [19-22]: Յետադարձ խնդրի լուծումը ընդհանուր դեպքում պահանջում է թվային հաշվողական բարդ մեթոդներ քանի որ լուծման անալիտիկ ներկայացում գոյություն չունի: Այնուհանդերձ քանի որ արտապատկերվող օբյեկտին համապատասխանող ջերմային աղբյուրը բաշխված է վերջավոր տիրույթում խնդիրն Էապես պարզեցվում է, ինչպես ցույց կտրվի «Տեսություն» բաժնում:

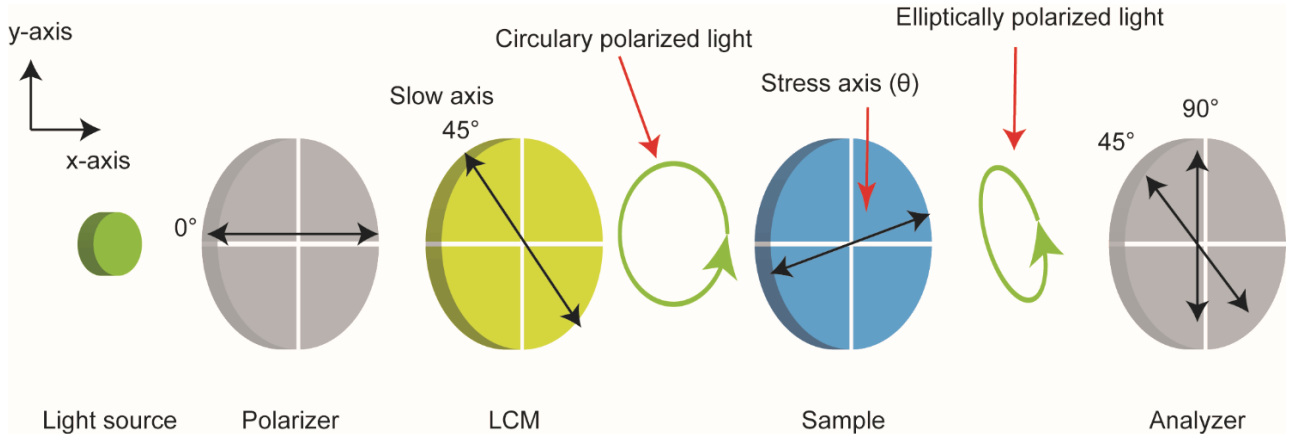
$$q = C \left(2 \frac{\partial^2 \beta_2}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 \beta_1}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \beta_1}{\partial y^2} \right), \quad (1.1)$$

որտեղ՝

q -ն ջերմային աղբյուրի բաշխվածությունն է,
 β_1 եւ β_2 -ը ինդիկատորում նորմալ եւ սահքի լարումներով պայմանավորված գծային երկբեկման բաշխվածություններն են, իսկ C -ն ինդիկատորի հատկություններից եւ ընկնող լույսի ալիքի երկարությունից կախված հաստատուն է: q ջերմային աղբյուրի բաշխումը ինդիկատորի բարակ թաղանթում ջերմային կամ Էլեկտրամագնիսական ճառագայթումով պայմանավորված ջերմությունն է, ուստի եւ հաշվարկվող ջերմային բաշխվածությունը կբնութագրի հետազոտվող նմուշի ջերմության կամ Էլեկտրամագնիսական դաշտի բաշխումը:

1.3 Տեսություն

1.3.1 Ձոնի հաշվարկը ջերմային և արոևմներն արտապարկերելիս



Նկ.1.3: Փորձարարական ստեղծում օպտիկական բաղադրիչների անկյունային կողմնորոշումները:

Նկ. 1.3-ում օպտիկական սարքերից յուրաքանչյուրի համար Ձոնի մատրիցան կարելի է գրել հետևյալ կերպ՝

$$I_p = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}, I_{LCM} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} e^{i\frac{\delta}{2}} + e^{-i\frac{\delta}{2}} & e^{i\frac{\delta}{2}} - e^{-i\frac{\delta}{2}} \\ e^{i\frac{\delta}{2}} - e^{-i\frac{\delta}{2}} & e^{i\frac{\delta}{2}} + e^{-i\frac{\delta}{2}} \end{bmatrix}, I_A = \begin{bmatrix} \cos^2 \phi & \cos \phi \sin \phi \\ \cos \phi \sin \phi & \sin^2 \phi \end{bmatrix}, \quad (1.2)$$

որտեղ՝ δ -ն հեղուկ բյուրեղային մոդուլյատորի գծային երկբեկումն է, իսկ ϕ -ն վերլուծող բեռնացուցիչի եւ x -առանցքի հետ կազմած անկյունը: Գծային եւ շրջանային փոխադարձելիության եւ շրջանային երկբեկման բացակայության պայմաններում ինդիկատորի համար Ձոնի մատրիցան կընդունի հետևյալ տեսքը [23]:

$$I_s = \begin{bmatrix} e^{i\beta} \cos^2 \theta + e^{-i\beta} \sin^2 \theta & (e^{i\beta} - e^{-i\beta}) \cos \theta \sin \theta \\ (e^{i\beta} - e^{-i\beta}) \cos \theta \sin \theta & e^{i\beta} \sin^2 \theta + e^{-i\beta} \cos^2 \theta \end{bmatrix}, \quad (1.3)$$

որտեղ՝ β -ն ինդիկատորում ջերմային և արոևմներից առաջացած

գծային երկբեկու մն է, իսկ θ -ն՝ լարման սկզբունքային առանցքի եւ վերլուծող բեւեռացուցիչի կազմած անկյունն է: Հաշվի առնելով նկ. 1.3(b)-ում օպտիկական բաղադրիչների կողմնորոշումները եւ (1.2), (1.3) բանաձեւերը՝ CCD-ին հասնող լույսի ինտենսիվության համար կարելի է գրել՝

$$I = \frac{E_i^2}{4} (|A|^2 \cos^2 \phi + |B|^2 \sin^2 \phi + (A^*B + AB^*) \cos \phi \sin \phi), \quad (1.4)$$

որտեղ՝ E_i -ն ընկնող լույսի էլեկտրական դաշտի լայնույթն է, իսկ A -ն ու B -ն ներկայացվում են հետեւյալ կերպ՝

$$A = j_1 \delta_+ + j_2 \delta_-, \quad B = j_2 \delta_+ + j_1 \delta_-, \quad (1.5)$$

որտեղ՝

$$j_1 = e^{i\beta} \cos^2 \theta + e^{-i\beta} \sin^2 \theta, \quad j_2 = (e^{i\beta} - e^{-i\beta}) \cos \theta \sin \theta, \quad (1.6)$$

$$\delta_+ = e^{i\frac{\delta}{2}} + e^{-i\frac{\delta}{2}}, \quad \delta_- = e^{i\frac{\delta}{2}} - e^{-i\frac{\delta}{2}}, \quad (1.7)$$

Այսպիսով, անկման լույսն ընտրելով շրջանային բեւեռացմամբ եւ հաշվի առնելով (1.4)-(1.7) բանաձեւերը CCD-ին հասնող լույսի ինտենսիվության համար կարելի է գրել՝

$$I_{\phi=\pi/2, \delta=-\pi/2} = \frac{E_i^2}{2} (1 - \sin 2\beta \sin 2\theta), \quad I_{\phi=\pi/2, \delta=\pi/2} = \frac{E_i^2}{2} (1 + \sin 2\beta \sin 2\theta), \quad (1.8)$$

$$I_{\phi=\pi/4, \delta=-\pi/2} = \frac{E_i^2}{2} (1 - \sin 2\beta \cos 2\theta), \quad I_{\phi=\pi/4, \delta=\pi/2} = \frac{E_i^2}{2} (1 + \sin 2\beta \cos 2\theta), \quad (1.9)$$

β -ի փոքր անկյունների համար, (1.8) եւ (1.9) բանաձեւերից կարելի է գրել՝

$$\beta_1 = \frac{1}{2} \frac{I_{\phi=\pi/4, \delta=\pi/2} - I_{\phi=\pi/4, \delta=-\pi/2}}{I_{\phi=\pi/4, \delta=\pi/2} + I_{\phi=\pi/4, \delta=-\pi/2}} \cong \beta \cos 2\theta, \quad \beta_2 = \frac{1}{2} \frac{I_{\phi=\pi/2, \delta=\pi/2} - I_{\phi=\pi/2, \delta=-\pi/2}}{I_{\phi=\pi/2, \delta=\pi/2} + I_{\phi=\pi/2, \delta=-\pi/2}} \cong \beta \sin 2\theta, \quad (1.10)$$

β -ն կապված է երկու սկզբունքային առանցքներով մեխանիկական լարվածությունների տարբերության հետ: Ենթադրվում է որ

ջերմային և արումները կարելի է բնութագրել երկչափ թենզորով, քանի որ ինդիկատորի չափը երրորդ չափողականությամբ անհամեմատ փոքր է մյուս երկու ուղղությամբ չափսերից: Այսպիսով, մեխանիկական թենզորի համար ունենք՝

$$\sigma = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sigma_1 \cos^2 \theta + \sigma_2 \sin^2 \theta & (\sigma_1 - \sigma_2) \cos \theta \sin \theta \\ (\sigma_1 - \sigma_2) \cos \theta \sin \theta & \sigma_1 \cos^2 \theta + \sigma_2 \sin^2 \theta \end{bmatrix}, \quad (1.11)$$

որտեղ՝ σ_1 -ը եւ σ_2 -ը սկզբունքային առանցքներն են: (1.10) եւ (1.11) բանաձեւերից եւ օպտիկական և արման օրենքից (Ֆոտոէլաստիկա) (1.10) հավասարումը կարելի է արտահայտել մեխանիկական և արումներով հետևյալ կերպ՝

$$\beta_1 = \frac{2\pi d S}{\lambda} (\sigma_{xx} - \sigma_{yy}), \quad \beta_2 = \frac{2\pi d S}{\lambda} 2\sigma_{xy}, \quad (1.12)$$

որտեղ՝

S -ը և արման օպտիկական հաստատունն է,

λ -ն ընկնող և ույսի ալիքի երկարությունը, իսկ

d -ն միջավայրի (ինդիկատորի) հաստությունն է:

1.3.2 Ջերմային աղբյուրի բաշխվածության վերականգնումը

Հարթության մեջ ազդող ուժերի դեպքում դեկարտյան կոորդինատային համակարգում ջերմային լարումները կարելի է ներկայացնել ներմուծելով լարման հետևյալ ֆունկցիաները՝ [24]

$$\sigma_{xx} = \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + CT, \quad \sigma_{yy} = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + CT, \quad \sigma_{xy} = -\frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y}, \quad C = \frac{\alpha E}{1-2\nu} \quad (1.13)$$

որտեղ՝

σ_{xx} , σ_{yy} եւ σ_{xy} -ն լարման թենզորի բաղադրիչներն են

T -ն ջերմաստիճանային բաշխվածությունն է

α , ν եւ E -ն համապատասխանաբար ջերմային ընդհարձակաման գործակիցը, Պուասոնի գործակիցը եւ Յուլի մոդուլն են, իսկ ϕ -ն լարման ֆունկցիան է եւ բավարարում է հետևյալ հավասարմանը՝

$$\nabla^4 \phi = -\frac{\alpha E}{1-\nu} \nabla^2 T, \quad (1.14)$$

(1.13)-ից լարման բաղադրիչները լարման ֆունկցիայով արտահայտվում են հետևյալ կերպ՝

$$-\frac{\partial(\sigma_{xx}-\sigma_{yy})}{\partial x} - 2\frac{\partial\sigma_{xy}}{\partial y} = \frac{\partial(\nabla^2\phi)}{\partial x}, \quad -\frac{\partial(\sigma_{xx}-\sigma_{yy})}{\partial y} - 2\frac{\partial\sigma_{xy}}{\partial x} = \frac{\partial(\nabla^2\phi)}{\partial y}, \quad (1.15)$$

որոնք կապը գծային երկբեկման բաշխվածությունների հետ (1.12) եւ (1.15) բանաձեւերով կարտահայտվի հետևյալ կերպ՝

$$\frac{\partial(\nabla^2\phi)}{\partial x} = -\frac{\lambda}{2\pi dS} \left(\frac{\partial\beta_1}{\partial x} + \frac{\partial\beta_2}{\partial y} \right), \quad \frac{\partial(\nabla^2\phi)}{\partial y} = -\frac{\lambda}{2\pi dS} \left(\frac{\partial\beta_1}{\partial y} - \frac{\partial\beta_2}{\partial x} \right): \quad (1.16)$$

Ջերմահաղորդականության հավասարումից, ստացվող ջերմային աղբյուրի դեպքում նրա բաշխվածությունը որոշվում է հետևյալ բանաձեւով՝

$$q = -\frac{(1-\nu)k}{\alpha E} \left(\frac{\partial^2(\nabla^2\phi)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2(\nabla^2\phi)}{\partial y^2} \right), \text{ որտեղ } q = k\nabla^2 T, \quad (1.17)$$

այստեղ՝ q -ն ջերմային աղբյուրի խտությունն է, իսկ k -ն պլատինե նանոշերտով ապակու էֆեկտիվ ջերմահաղորդականությունը: Վերջնականորեն (1.16) եւ (1.17) հավասարումներից կարելի է ստանալ (1.1) բանաձեւը, որը ջերմային աղբյուրի բաշխվածությունն արտահայտությունն է գծային երկբեկման բաշխվածություններով՝

$$q = \frac{\lambda}{2\pi dS} \frac{(1-\nu)}{\alpha E k} \left(2 \frac{\partial^2 \beta_2}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 \beta_1}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \beta_1}{\partial y^2} \right): \quad (1.18)$$

1.3.3 Էլեկտրամագնիսական տաքացման մեխանիզմները

Ընդհանրապես նյութի եւ էլեկտրամագնիսական դաշտի փոխազդեցությամբ ջերմության անջատման մեխանիզմները երեքն են՝ պայմանավորված նյութում մագնիսական կորուստներով, էլեկտրական կորուստներով եւ էլեկտրահաղորդականաւթամբ [25]: Ոչ մագնիսական նյութերում տաքացումը գլխավորապես պայմանավորված է դիէլեկտրիկ եւ հաղորդականության (նաեւ օհմային) կորուստներով:

Էլեկտրամագնիսական կորուստներով նյութով պատված ապակե տակդիրում էլեկտրամագնիսական եւ ջերմային երեւոյթները ուսումնասիրելիս օգտվում ենք Մաքսվելի եւ ջերմահաղորդականութան հավասարումներից: Այսպիսով, Կորուստներով նյութով պատված ապակե տակդիրում ջերմաստիճանի փոփոխությունը կնկարագրվի հետեւյալ կերպ՝

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla(k\nabla T) = q, \quad (1.19)$$

որտեղ՝ ρ -ն, k -ն եւ c_p -ն համապատասխանաբար ապակյա տակդիրի խտությունը, ջերմահաղորդականությունը եւ ջերմունակությունն են, իսկ q -ն էլեկտրամագնիսական կորուստներով նյութում

ջերմային հոսքի խտությունն է (կամ ջերմային աղբյուրի բաշխվածությունը): Ստացինար վիճակի համար վերջին հավասարումը կարելի է պարզեցնել հետևյալ կերպ՝

$$-k\nabla^2 T = q, \quad (1.20)$$

համարվում է, որ ապակյա ինդիկատորի ջերմահաղորդականությունը համասեռ է իզոտրոպ է:

Էլեկտրամագնիսական դաշտի առաջացող ջերմությունը կախված է նյութի կորոլստներից: Եթե ապակյա տակդիրը պատված է դիէլեկտրիկ կորոլստներով նյութով, ապա միավոր ծավալում դիէլեկտրիկ կորոլստների հետեւանքով առաջացող ջերմային էներգիան կլինի՝

$$q = \frac{\omega}{2} \varepsilon'' |E|^2, \quad (1.21)$$

որտեղ՝ ω -ն էլեկտրամագնիսական դաշտի հաճախությունն է, ε'' -ն կորոլստներով շերտի դիէլեկտրիկական թափանցելիության կեղծ մասն է, իսկ E -ն՝ էլեկտրական դաշտի լայնությունը:

Մյուս դեպքում, երբ ապակյա ինդիկատորը պատված է բարձր էլեկտրահաղորդականությամբ շերտով ($\sigma \gg \omega\varepsilon$), ջերմությունն անջատվում է էլեկտրահաղորդականությամբ պայմանավորված կորոլստներից: Այսպիսով, մետաղի կողմից կլանված էլեկտրամագնիսական հզորությունը կարելի է արտահայտել հետևյալ կերպ՝

$$P_{av} = \int \frac{R_s}{2} |H_t|^2 ds, \quad (1.22)$$

$$R_s = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}} = \frac{1}{\sigma\delta_s}, \quad (1.23)$$

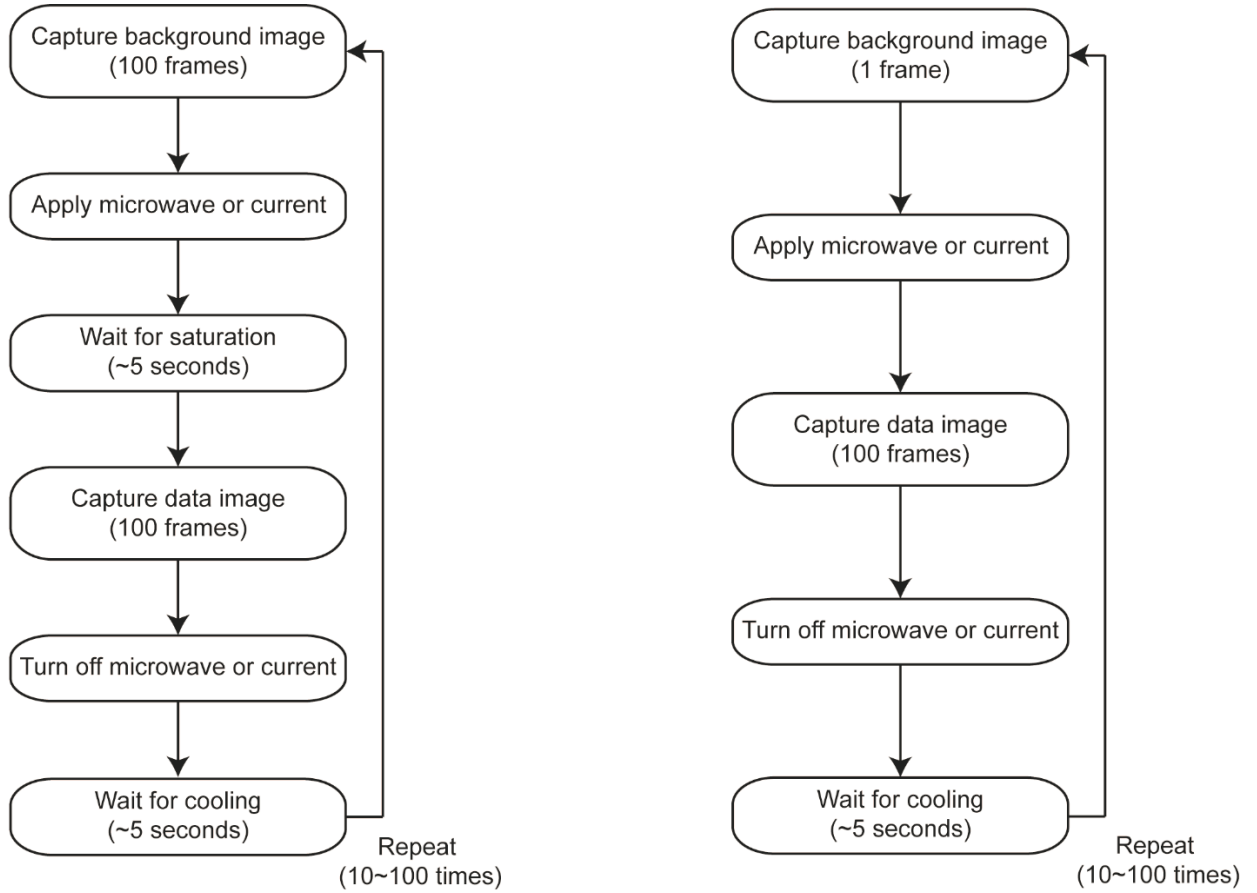
որտեղ՝ H_t -ն մագնիսական դաշտի՝ հաղորդիչ շերտի նկատմամբ տանգենցիալ բաղադրիչն է, R_s -ը եւ δ_s -ը համապատասխանաբար մետաղական շերտի մակերեւոյթային դիմադրությունը եւ սկին

շերտի հաստությունն են: Այսպիսով, հաղորդականության կորուստներից առաջացող ջերմային աղբյուրի խտությունը՝ որն առաջանում է մագնիսական դաշտից մակաձվող հոսանքներից կարելի է ներկայացնել հետևյալ բանաձևով՝

$$q = \frac{P_{av}}{V} = \frac{R_s}{2t} |H_t|^2, \quad (1.24)$$

որտեղ՝ t -ն հաղորդիչ շերտի հաստությունն է:

1.4 Տվյալների հավաքագրումը եւ պարկերի մշակումը



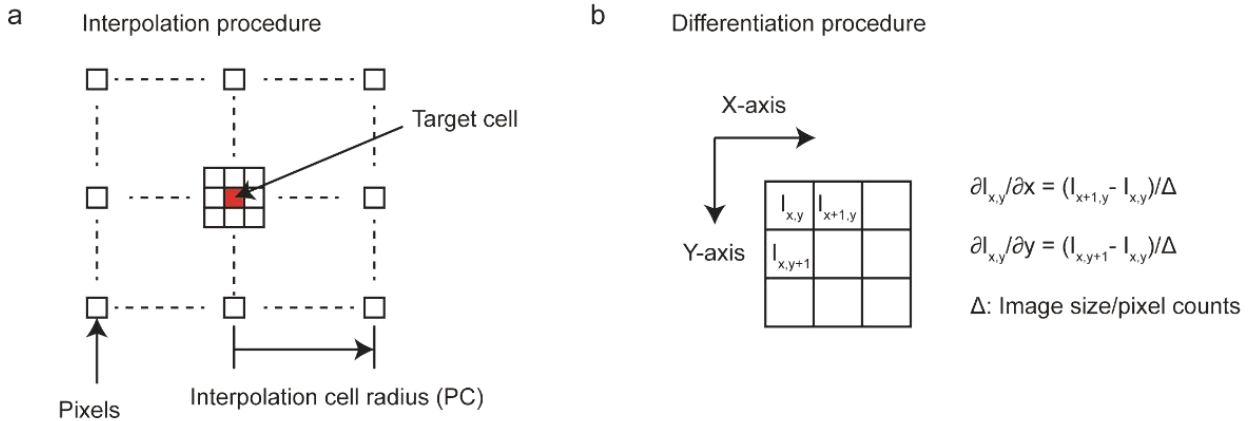
(a) Stationary state measurement

(b) Time resolved measurement

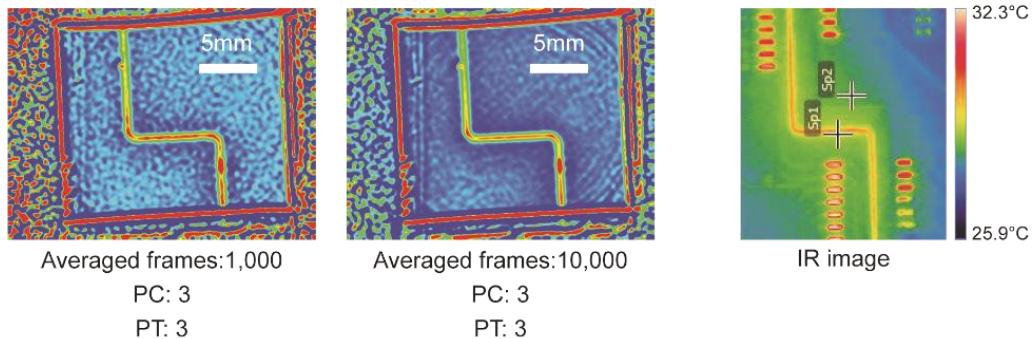
Նկ. 1.4: Տվյալների հավաքագրման ալգորիթմը եւ քայլերի հերթականությունը (a) ստատիկ չափումների եւ (b) ժամանակից կախված չափումների դեպքում:

Նկ. 1.4-ում ցույց է տրված տվյալների հավաքագրման քայլերի հաջորդականությունը ստատիկ (a) եւ ժամանակից կախված (b) արտապատկերման համար: Չափման յուրաքանչյուր քայլում որպես «հենքային» (background) եւ «ինֆորմատիվ» (data) նկար CCD-կամերայով վերցվում եւ միջինացվում է 100 կադր: Այնուհետև համակարգը սպասում է 5 վրկ օպտիկական ինդիկատորում ջերմաստիճանի հաստատման կամ սառելու համար: Ժամանակից կախված չափումներում 13 կադր/վ կադրերի հաճախությամբ շարունակաբար վերցվում են կադրեր երբ CCD-կամերայի հագեցման ժամանակը (exposure time)

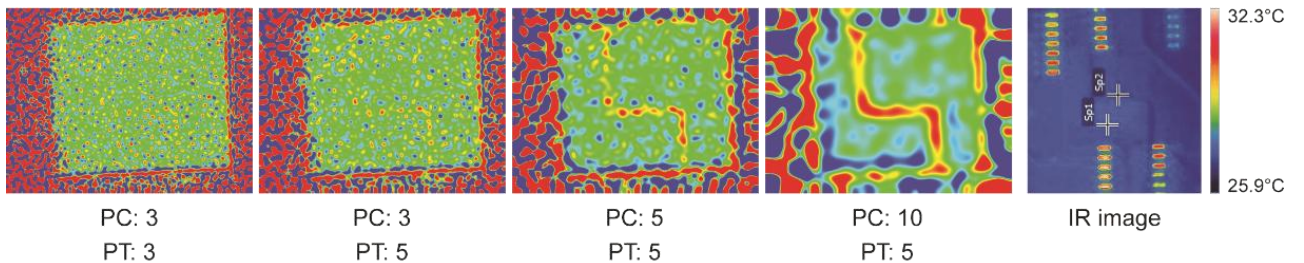
մոտավորապես 50 մվրկ է: Չափված նկարների Միջինացումը իրականացվում է վերը նկարագրված գործողությունների կրկնությամբ 10-100 անգամ: Այսպիսով, ընդհանուր առմամբ օգտագործվող նկարների քանակը ստացվում է 1000-10000 միջինացվող կար: Բացի միջինացման գործողություններից պատկերի մշակման համար կատարվում է նաև ստացված պատկերների հարթեցում այսպես կոչվող միջինացնող «շարժվող բջիջի» միջոցով:



c Applied current: 1.0A



d Applied current: 0.1A; Averaged frames: 10,000



Նկ. 1.5: (a) Չարթեցման պրոցեսի սխեմատիկ պատկերը: (b) Նկարում ավանցման պրոցեսը, ըստ պիկսելների փոխադրված ազդողությունների: (c) Չափարկված ջերմային

բաշխվածությունը 1000 ընդհանուր միջինացվող կադրերով (առաջին նկարը) եւ 10000 միջինացմամբ (երկրորդ նկարը): Յետագուովող նմուշի ջերմային բաշխումը նկարվել է նաեւ ինֆրակարմիր կամերայով (վերջին նկարը): (d) Ջերմային բաշխվածության հաշվարկված նկարները տարբեր «շարժվող բջիջի» չափերին եւ կրկնման քանակին համապատասխան:

Նկ. 1.5-ը ցույց է տալիս հաշվարկված ջերմային աղբյուրի բաշխման նկարները տարբեր միջինացման եւ հարթեցման բնութագրերին համապատասխան: Յամաձայն (1.18)-ի իրականացվող հաշվարկներում, մինչեւ պատկերների դիֆերենցումը իրականացվել է հարթեցում որն իրենից ներկայացնում է միջինացում՝ ըստ որոշակի ֆիքսված չափով շարժվող բջիջի (a): Այնուհետեւ հարթեցված նկարները դիֆերենցվել են ըստ հորիզոնական եւ ուղղահայաց ուղղություններով իրար հաջորդող պիկսելներում ինտենսիվության արժեքների տարբերության հաշվարկով (b): Նշենք որ շարժվող բջիջի միջինացմամբ հարթեցման դեպքում կախված բջիջի չափից հարթեցման գործոնը մեծանում է, սակայն բջիջի չափազանց մեծ չափի ընտրությունը բերում է հաշվարկվող պատկերի աղավաղման: Նշենք նաեւ, որ շարժվող բջիջի համեմատաբար մեծ չափի ընտրությունը համարժեք է փոքր չափով շարժվող բջիջի հարթեցմանը, եթե այն կրկնվի մի քանի անգամ:

1.5 ՁԱՕԻՄ-ի ջերմազգայ ու նությ ու նը եւ տարածական լ ու ծ ու նակ ու թյ ու նը

1.5.1 Ձերմազգայ ու նությ ու նը

Աղյ ու սակ 1-ու մ բերված են հարթեցման (ՇԲ) եւ միջինացման (ՄԻՁ) տարբեր բնութագրերին համապատասխանող ինտենսիվության համար հաշվարկված միջին քառակուսային շեղումները (N_{rms}) եւ շեղման այդ արժեքներին համապատասխանող համակարգի ջերմային զգայ ու նությ ան արժեքները (ՁՁ): Այս չափումներում արտապատկերվել է հաստատուն հոսանքով (0.5 Ա) հաղորդալարի ջերմային բաշխվածությունը:

Աղ. 1.1: Միջին քառակուսայինը եւ ջերմային զգայ ու նությ ու նը միջինացման եւ հարթեցման տարբեր բնութագրերին համապատասխան: ՄԻՁ- միջինացված կադրերի քանակ, ՇԲ- հարթեցման շարժվող բջջի չափը, N_{rms} - միջին քառակուսային շեղում, ՁՁ ջերմազգայ ու նությ ու ն:

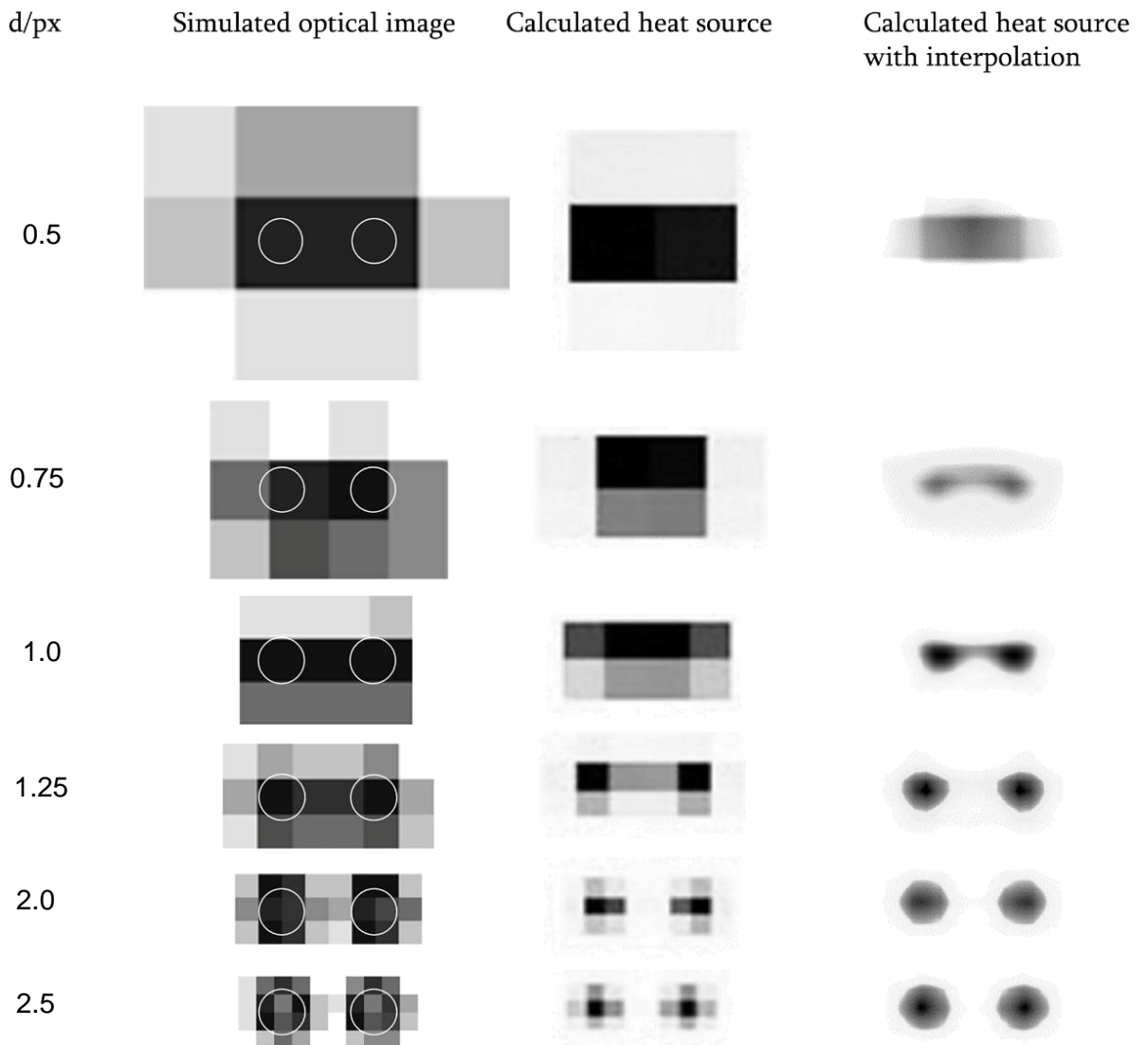
Հոսանք (Ա)	ՄԻՁ	ՇԲ	N_{rms} (rad)	ՁՁ (mK)
0.5	1000	50	2.5×10^{-6}	55~60
		100	3.2×10^{-6}	11~14
	5000	50	1.2×10^{-6}	26~29
		100	2×10^{-7}	6~8
	10000	25	8×10^{-6}	140~145
		50	1.1×10^{-6}	23~25
		100	1.7×10^{-7}	5~7
	15000	25	5.16×10^{-6}	91~96
		50	7.3×10^{-7}	15~18
		100	1.3×10^{-7}	4~6

Ձերմազգայ ու նությ ան համար ստացվող նվազագույն արժեքը

համապատասխանել է 15000 կարգերի միջինացման դեպքին, երբ հարթեցումը կատարվել է 100×100 պիկսել ×պիկսել շարժվող բջիջով: Ջերմագգայ ունույթն ան հաշվարկներում գրանցվող ինտենսիվույթն ան և դրան համապատասխանող ջերմույթն ան դիքույթն ան համար ստացվել է $2.81 \sim 5.52 \times 10^{-5}$ ռադ/4 արժեքը:

Այնուամենայնիվ առավել փոքր արժեք ևս հնարավոր է ստանալ սակայն չափումների համար պահանջվող ժամանակը այս դեպքում կլինի համեմատական սկանավորման տեխնիկայի դեպքում իրագործվող չափումների դեպքին: ՋԱՕԻՄ-ի գնահատված ջերմագգայ ունույթն անը համեմատական է ժամանակակից ջերմային արտապատկերման համակարգերի գգայ ունույթն անը (35-200 ՄԿ) [3, 5, 6, 26]:

1.5.2 Տարածական լուծունակությունը



Նկ. 1.6: Համակարգչային նմանակման արդյունքները: Ջերմային աղբյուրների օպտիկական նկարները (առաջին սյուն) եւ հաշվարկված ջերմային բաշխվածությունները համապատասխանաբար առանց ինտերպոլացիայի (երկրորդ սյուն) եւ ինտերպոլացիայի (երրորդ սյուն) դեպքում: Սափուկ շրջանագծերը համապատասխանում են ջերմային աղբյուրների իրական երկրաչափականը:

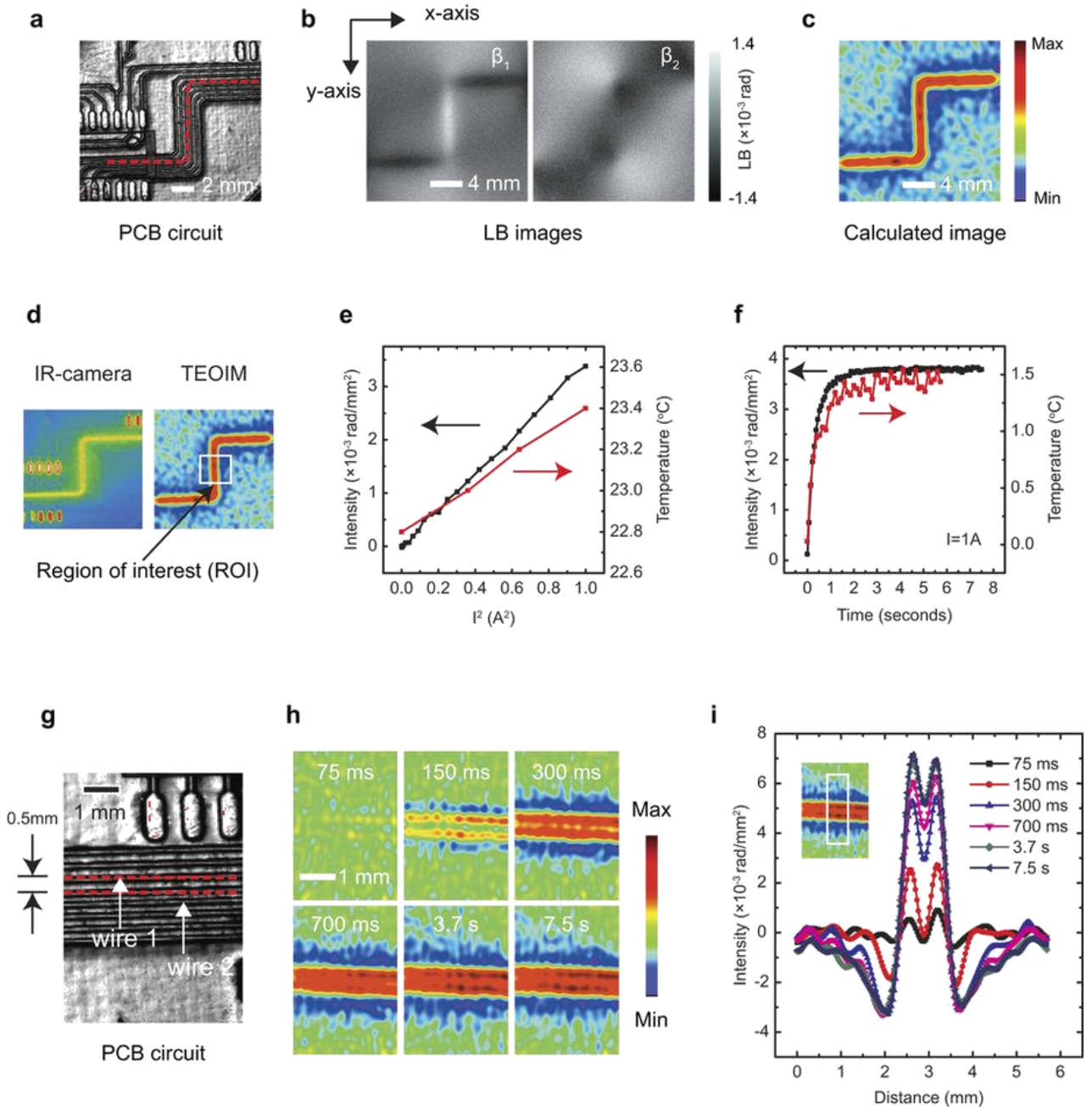
Օպտիկական մանրադիտակների տարածական լուծունակությունը որոշվում է նրանցում օգտագործվող լույսի ալիքի երկարությամբ

Եւ CCD-կամերայի պիկսելի չափով: Որտեղ յուրաքանչյուր պիկսելի ինտենսիվությունը համապատասխանում է տվյալ դիրքում չափվող ֆիզիկական մեծության արժեքին: Սակայն, ի տարբերություն այլ օպտիկական մանրադիտակների ՁԱՕԻՄ-ի չափումները հիմնված են հարթությամբ մեխանիկական լարումների վերլուծության վրա եւ նույնիսկ ջերմության կետային աղբյուրը՝ ստեղծում է մեխանիկական լարվածությունների բաշխում ինդիկատորի ամբողջ մակերեւույթով: Այսինքն, ոչ թե տվյալ պիկսելի գրանցած ինտենսիվությամբ է որոշվում այդ պիկսելի դիրքի ջերմության արժեքը այլ, բոլոր պիկսելների ինտենսիվություններն են կրում ինֆորմացիա տվյալ կետի ջերմության արժեքի մասին: Վերը նշված հանգամանքից հետեւում է որ ՁԱՕԻՄ համակարգի տարածական լուծունակությունը տարբերվելու է սովորական օպտիկական մանրադիտակների լուծունակությունից:

ՁԱՕԻՄ համակարգի լուծունակության սահմանը որոշելու համար կառուցել ենք համակարգչային նմանակման մոդել (COMSOL Multiphysics ծրագրային փաթեթում) երկու շրջանածեւ ջերմային աղբյուրների համար, երբ նրանց միջեւ հեռավորությունն եւ շրջանների տրամագծերը հավասար են d -ի: Նկ. 1.6-ի առաջին սյունը ցույց է տալիս համակարգչային նմանակման օպտիկական նկարների տեսքը պիկսելի չափերից կախված, իսկ երկրորդ սյունը ցույց է համակարգչային նմանակման ֆոտոէլաստիկ նկարներով հաշվարկված ջերմային աղբյուրի բաշխվածությունը: Համակարգչային նմանակման արդյունքներից կարելի է տեսնել, որ պիկսելի չափի եւ շրջանի տրամագծի հարաբերության (d/px) նվազագույն չափը, որի դեպքում հնարավոր է տարբերակել ջերմային աղբյուրները 1.25-ն է: Այսպիսով, կարելի է եզրակացնել, որ ՁԱՕԻՄ-ով նվազագույն դիտարկելի չափը համեմատական է գոյություն ունեցող մյուս օպտիկական մանրադիտակների դեպքին: Այնուամենայնիվ ՁԱՕԻՄ լուծունակությունը կարող է նվազեցվել արտապատկերված կարի ինտերպոլացիայի միջոցով: Նկ. 1.6-ի երրորդում սյունում պատկերված են նույն երկրորդ սյան նկարները հավելյալ ինտերպոլացիայից/հարթեցումից հետո: Ինտերպոլացիան

Իրականացվել է հետևելյալ կերպ՝ յուրաքանչյուր պիկսելը փախարհնվել է վիրտուալ փոքրիկ պիկսելների որոնց ինտենսիվությունը վերցվել է մեծ պիկսելի ինտենսիվությանը հավասար, այնուհետև ստացված նկարը հարթեցվել է շարժվող միջինացման բջիջով: Ինչպես ցույց է տրված ինտերպոլացիայից հետո պիկսելի չափի եւ շրջանի տրամագծի հարաբերության (d/px) նվազագույն չափը, երբ հնարավոր է տարբերակել ջերմային աղբյուրները 0.75 է, նախկին 1.25-ի փոխարեն: Այսիպսով կարելի է եզրակացնել, որ շնորհիվ մեխանիկական լարումների ամբողջ ինդիկատորով բաշխվածությանը, ՋԱՕԻՄ-ի տարածական լուծունակությունը ստացվում է առավել փոքր քան CCD-տեսախցիկի պիկսելի չափն է: Հարկ է նշել, վերը քննարկված ենթապիկսելային տիրույթի օբյեկտների արտապատկերման դեպքում արտապատկերվող ջերմագգայունությունը նվազում է, քանի որ այս դեպքում օգտագործվում են հարեւան պիկսելների ինֆորմացիան, իսկ ջերմային աղբյուրի տիրույթից հեռանալիս պիկսելների ինտենսիվության արժեքները նվազում են: Վերը քննարկվածից հետևելում է որ ՋԱՕԻՄ-ի տարածական լուծունակությունը համեմատական է նմանատիպ տեխնիկաների տարածական լուծունակությանը: Օրինակ ոսպնյակային համակարգով ավանդական օպտիկական մանրադիտակի լուծունակությունը օգտագործվող կանաչ լույսի դեպքում $(\lambda=550 \text{ նմ})$ գնահատվում է մոտ 200 նմ: Վերը քննարկվածից հետևելում է որ նույն կանաչ լույսի դեպքում ՋԱՕԻՄ լուծունակությունը կլինի 150~250 նմ:

1.6 Ջերմության արտապատկերում



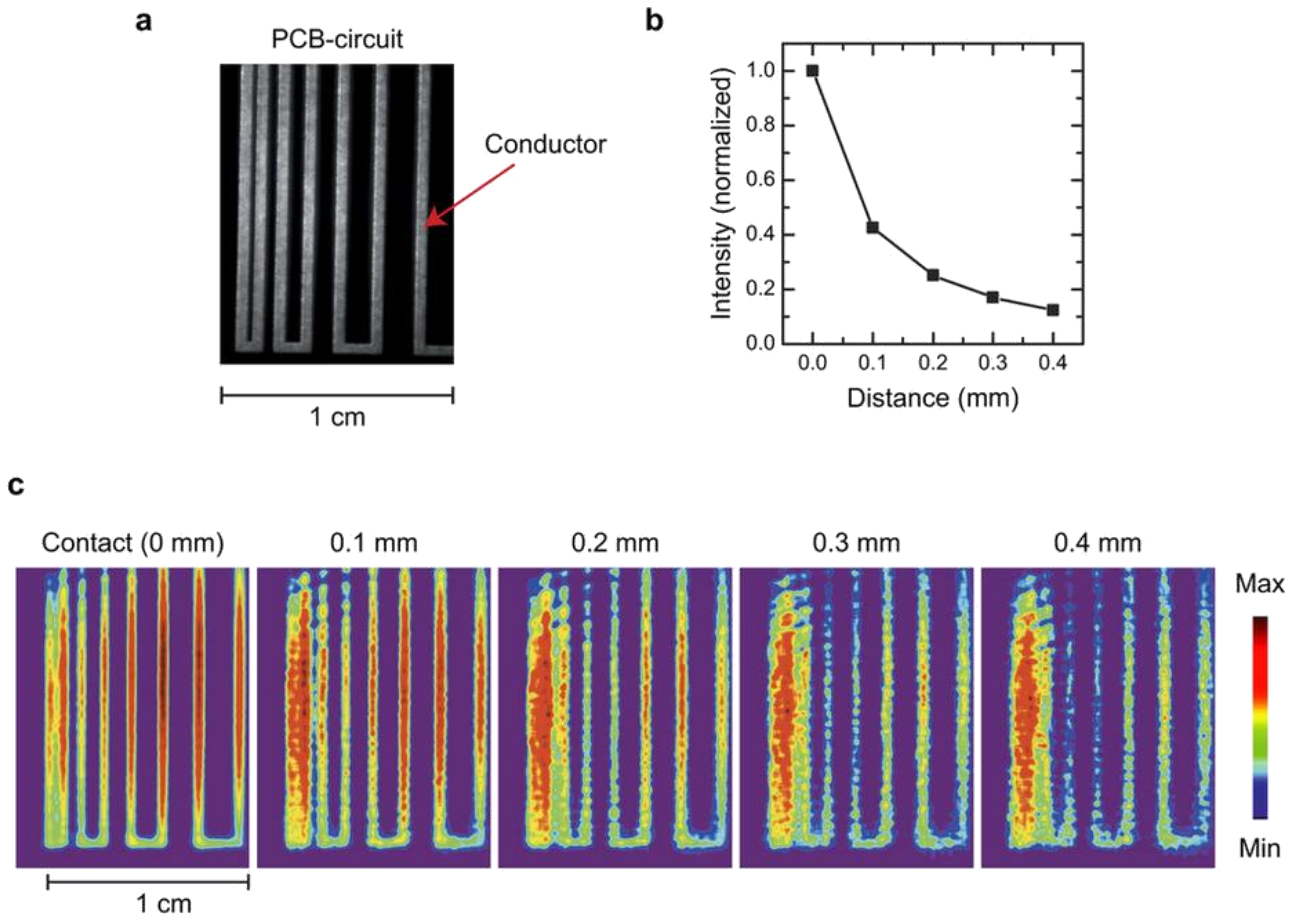
Նկ. 1.7: Էլեկտրոսխեմայի ջերմային արտապատկերումը ՋԱՕԻՄ միջոցով: (a) փորձում օգտագործվող էլեկտրոսխեմայի իրական նկարը, (b) օպտիկական ինդիկատորի գծային երկբեկման նկարները, (c) հաշվարկված ջերմային բաշխվածությունը, (d) ինֆրակարմիր տեսախցիկով նկարված ջերմային նկարը եւ ՋԱՕԻՄ արտապատկերմամբ ստացվող ջերմային աղբյուրի բաշխումը, այստես սպիտակ

ուղղանկյունով նշված է ջերմային զգայունության հաշվարկի տիրույթը, (e, f) նշված տիրույթում ջերմության եւ ինտենսիվության փոփոխությունների կախումը կիրառված հոսանքից (e) եւ ժամանակից (f): (g) ժամանակից կախված արտապատկերումների համար օգտագործված էլեկտրասխեմայի իրական նկարը, այստեղ կիրառված հոսանքը եղել է 1 Ա, իսկ հաղորդիչների միջեւ հեռավորությունը՝ 0.5 մմ: (h) ժամանակից կախված ջերմային արտապատկերման նկարները: (i) ժամանակի տարբեր պահերին համապատասխանող ինտենսիվությունների բաշխումը ըստ նշված տիրույթի երկայնքի:

Արտապատկերման առաջարկված մոտեցումը ստուգելու համար փորձնականորեն արտապատկերվել է էլեկտրոսխեմայում հաստատուն հոսանքից անջատվող ջերմությունը նկ. 1.7(a): Այստեղ, որպես ինդիկատոր օգտագործվել է պլատինի 200 նմ շերտով պատված բորոսիլիկատ ապակյա տակդիրը (Eagle XG, Corning): Օպտիկական ինդիկատորը դրվել է էլեկտրոսխեմայի վրա որի մակերեւույթը ինդիկատորից առանձնացված է եղել մեկուսից շերտով, այնպես որ ինդիկատորի պլատինե մակերեւոյթը հավի մեկուսիչ նյութին: Այստեղ էլեկտրասխեմայից անջատված ջերմությունը ապակյա տակդիրին փոխանցվել է ջերմահաղորդականության շնորհիվ: Նկ. 1.7(b)-ն ցույց է տալիս ինդիկատորում չափված գծային երկբեկման արդյունքները, որոնք կապված են մեխանիկական լարման նորմալ (β_1) եւ սահքի (β_2) շփման բաղադրիչների հետ: Գծային երկբեկման նկարները ցույց են տալիս, որ մեխանիկական լարվածության նորմալ բաղադրիչ առաջանում է ինդիկատորի այն տեղամասերում որոնց համապատասխանում են հաղորդիչ գծերի ուղիղ հատվածները, մինչդեռ սահքի բաղադրիչն առաջանում է հաղորդչի կորության տեղամասերում: Հաղորդչի ուղիղ տեղամասում ջերմության բաշխումը համասեռ է ուստի եւ լարման նորմալ բաղադրիչը ուղղահայաց է հաղորդչի ուղղությանը: Մյուս կողմից, քանի որ փոխադրված ուղղություններով մեխանիկական լարվածություններ առաջանում են հաղորդչի կորության

տեղամասերում, ուստի եւ առաջացած սահքի լարումները զգալի են այս տեղամասերում: Նկ. 1.7(c)-ն ցույց է տալիս (1.1)-ի միջոցով՝ β_1 եւ β_2 նկարներով հաշվարկված ջերմային բաշխվածությունը: Ինչպես եւ սպասվում էր ջերմային աղբյուրի բաշխվածությունը առավելագույնն է եղել հաղորդալարին համապատասխանող տեղամասերում: Ստացված այս արդյունքները համընկնում են ինֆրիկարմիր տեսախցիկով կատարված չափումների հետ (նկ. 1.7(d)): Նկ. 1.7(e)-ն եւ (f)-ը ցույց են տալիս մեզ հետաքրքրող տիրույթներում (ցույց է տրված նկ. 1.7(d)-ում) արտապակերված ինտենսիվության եւ ջերմաստիճանի փոփոխությունների կախվածությունները մուտքային հզորությունից եւ ժամանակից: Արտապակերված նկարում ինտենսիվությունը էլեկտրոսխեմայում կիրառված հզորությունից կախված է գծային եւ հաշվարկված ջերմաստիճանը համընկել է էլեկտրոսխեմայից ուղղակիորեն չափված ջերմության հետ: Ժամանակից կախված արտապակերվող ինտենսիվությունը նույնպես համապատասխանել է ջերմության փոփոխությանը, ինչպես ցույց է տրվում նկ. 1.7(f): Այստեղ արտապակերված ինտենսիվությունը արագորեն աճում է եւ հագեցնում, ինչը համապատասխանում է էլեկտրոսխեմայի ջերմային վարքին: Նկ. 1.7(h)-ը եւ (i)-ը ցույց են տալիս ջերմության եւ ինտենսիվության նշված տիրույթի երկայնքով բաշխվածությունների տաքբեր ժամանակյին արժեքները, երբ կիրառված հոսանքը եղել է 1 Ա, իսկ հաղորդալարերի միջեւ հեռավորությունը 0.5 մմ, ինչպես ցույց է տրված նկ. 1.7(g): Ժամանակից կախված արտապակերումները ցուց են տալիս, որ էլեկտրական հոսանքի կիրառումից հետո գրանցվող ինտենսիվությունը արագորեն աճում է մինչեւ 300 մվրկ այնուհետեւ հագեցնում է մոտավորապես 700 մվրկ եւ այդուհետ գրանցվող ջերմաստիճանի փոփոխությունը գրեթե մնում է հաստատուն: Արտապակերված նկարները եւ նրանցում նշված տիրույթի երկայնքով ինտենսիվության բաշխվածությունը, բավարար տարածական լուծունակությամբ եւ 13 կադր/վրկ կադրերի հաճախությամբ նկարագրում են էլեկտրոսխեմայում երկու հաղորդալարերի առաջացրած ջերմային բաշխվածությունը: Նշենք որ ՋԱՕԻՄ համակարգի արձագանքի տեւողությունը կախված է

Նրանից թե հետազոտվող նմուշից ջերմային էներգիան ինչ հզորությամբ եւ արագությամբ է հաղորդվում օպտիկական ինդիկատորին: Այսպիսով օպտիկական ինդիկատորում ջերմահաղորդականության երեւոյթը կսահմանափակի համակարգի արձագանքի տեւողութիւնը, եթե չափումների արագութիւնը ավելի մեծ լինի քան ինդիկատորում ջերմութեան տարածման արագութիւնը:



Նկ. 1.8: Էլեկտրոնսխեմայի ջերմային արտապատկերումը առանց հպման: (a) Էլեկտրոնսխեմայի իրական նկարը, (b) արտապատկերված ինտենսիվության փոփոխության կախումը ինդիկատորի եւ Էլեկտրոնսխեմայի միջեւ հեռավորութիւնից կախված եւ (c) արտապատկերված նկարների կախումը ինդիկատորի հեռավորութիւնից, նկարները նորմալիզացված են ըստ ինտենսիվութեան առավելագույն եւ նվազագույն արժեքների:

Ինչպես ցույց է տրված նկ. 1.7(f)-ում ժամանակից կախված

արտապատկերման արդյունքները համընկնում են ինֆրակարմիր տեսախցիկով չափումների հետեւ հետեւաբար կարող ենք ենթադրել, որ համակրգի արձագանքի տեւողությունը ավելի կարճ է քան CCD-տեսախցիկի կադրերի պարբերությունը (80 մվրկ):

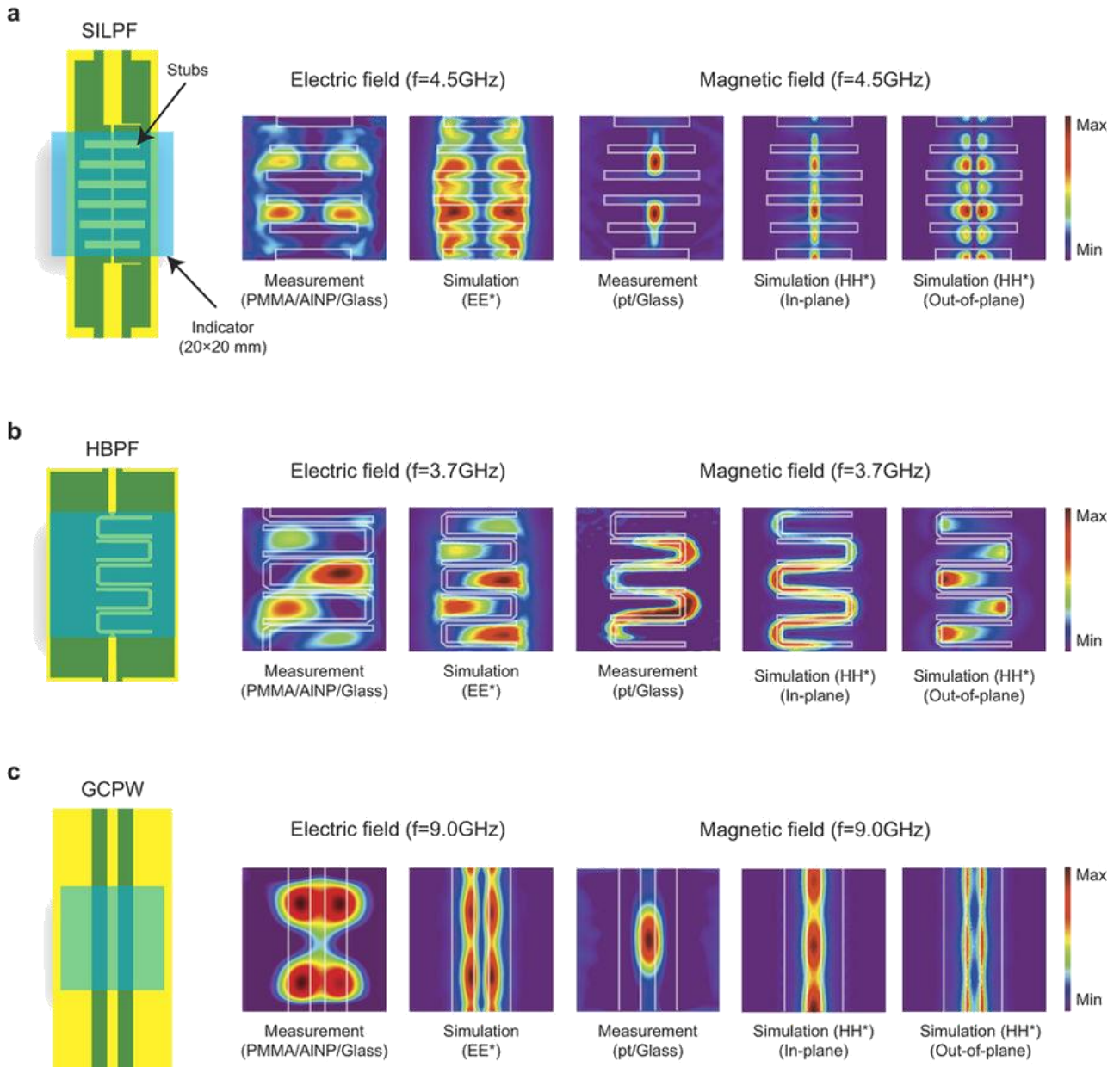
ՋԱՕԻՄ արտապատկերման համակարգը կարող է արտապատկերել ջերմային բաշխումը նաեւ այն դեպքում երբ օպտիկական ինդիկատորի եւ հետազոտվող նմուշի միջեւ կա որոշակի հեռավորություն: Այս առանց հպման կոնֆիգուրացիայում հետազոտվող նմուշի ջերմությունը օպտիկական ինդիկատորին հասնում է առավել ասես ջերմային ճառագայթման շնորհիվ, քան թե ուղիղ ջերմահաղորդականությամբ: Այս դեպքում ջերմային ճառագայթումը կլանվում է օպտիկական ինդիկատորում նրանում առաջացնելով ջերմային լարումներ: Նկ.1.8-ը ցույց է տալիս այդպիսի չհավող ինդիկատորով արտապատկերման օրինակ, որտեղ էլեկտրոսխեմայի նկ. 1.8(a) ջերմային բաշխումը (հաստատուն հոսանքով պայմանավորված) չափվել է ինդիկատորի եւ էլեկտրոսխեմայի միջեւ տարբեր հեռավորությունների դեպքում նկ. 1.8(c): չափված նկարները ճշտությամբ բնութագրում են ջոուլյան տաքացման պատճառով էլեկտրոսխեմայում անջատվող ջերմության բաշխումը եւ ցուցադրում ՋԱՕԻՄ-ի արտապատկերման հնարավորությունը չհավող ինդիկատորի դեպքում: Նկ. 1.8(b)-ում բերված է ջերմության աղբյուրի արտապատկերված ինտենսիվության կախվածությունը ինդիկատորի հեռավորությունից, որտեղ կարելի է տեսնել, որ հեռավորության աճին զուգընթաց ինտենսիվությունը նվազում է էքսպոնենցիալ օրենքով: 0.5 մմ հեռավորության դեպքում արտապատկերված ինտենսիվությունը կազմել է հաված դեպքում արտապատկերվող ինտենսիվության 1/10 մասը: Այս դեպքում չափված ջերմագայունությունը եղել է 0.6~1.4 Կ եւ 5~14 մԿ համապատասխանաբար 1000 եւ 10000 միջինացվող կադրերի դեպքում:

1.7 ԷԼ ԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՄՈՒՏԱԿԱՂԱՋ ՄԵՐԻ ԱՐՄԱԿԱՏԿԵՐՈՒՄ

Ինչպես արդեն քննարկվեց 1.2 ենթագլխում ՋԱՕԻՄ-ի միջոցով արտապատկերվող ֆիզիկական մեծությունը որոշվում է օպտիկական ինդիկատորի կլանող շերտի հատկությամբ: Այսպիսով կարելի է ընտրողաբար արտապատկերել այս կամ այն ֆիզիկական մեծությունը, եթե ընտրվի համապատասխան կլանման հատկությամբ ինդիկատոր: Էլեկտրամագնիսական դաշտերի ԳԲՅ տիրույթում ոչ մագնիսական նյութի եւ էլեկտրամագնիսական դաշտի փոխազդեցության հետեւանքով անջատվող ջերմության մեխանիզմները 2-ն են [25], ինչպես արդեն քննարկվել է 1.3.3 ենթագլխում: Դիէլեկտրիկ կորուստներով ինդիկատորով արտապատկերմանը կհամապատասխանի էլեկտրական դաշտի էներգիան, իսկ մեծ հաղորդականությամբ շերտով ինդիկատորը կարտապատկերի մագնիսական դաշտի ինդիկատորի հարթության տանգենցիալ բաղադրիչը: Այսպիսով սովորական ապակու վրա նստեցնելով բարձր դիէլեկտրիկական կորուստներով կամ մեծ հաղորդականությամբ շերտ կարելի է ստանալ համապատասխանաբար էլեկտրական կամ մագնիսական դաշտերը արտապատկերող ինդիկատոր ՋԱՕԻՄ համակարգի համար:

ՋԱՕԻՄ-ով էլեկտրամագնիսական մուտակադաշտերի արտապատկերման համար պատրաստվել է տարբեր էլեկտրամագնիսական հատկություններով ինդիկատորներ, բաղկացած սովորական ապակուց եւ տարբեր բնույթի կորուստներով բարակ թաղանթից: Էլեկտրական դաշտի արտապատկերման համար վերցվել է ալյումինի նանոմասնիկների 5 նմ շերտ պատված պոլիմերային (poly methyl methacrylate (PMMA)) մուտավորապես 60 նմ շերտով բարակ թաղանթ, որը հայտնի է իբրեւ բարձր դիէլեկտրիկական կորուստներով նյութ [27]: Մյուս դեպքում, մագնիսական դաշտի կլանման համար օգտագործվել է 200 նմ հաստությամբ պլատինի շերտ, որն ինչպես հայտնի է ունի բարձր մագնիսական կորուստներ [28, 29]: Նկ. 1.9-ում պատկերված են էլեկտրամագնիսական մուտակա դաշտերի բաղադրվածությունների՝ համակարգչային նմանակման եւ ՋԱՕԻՄ-ով

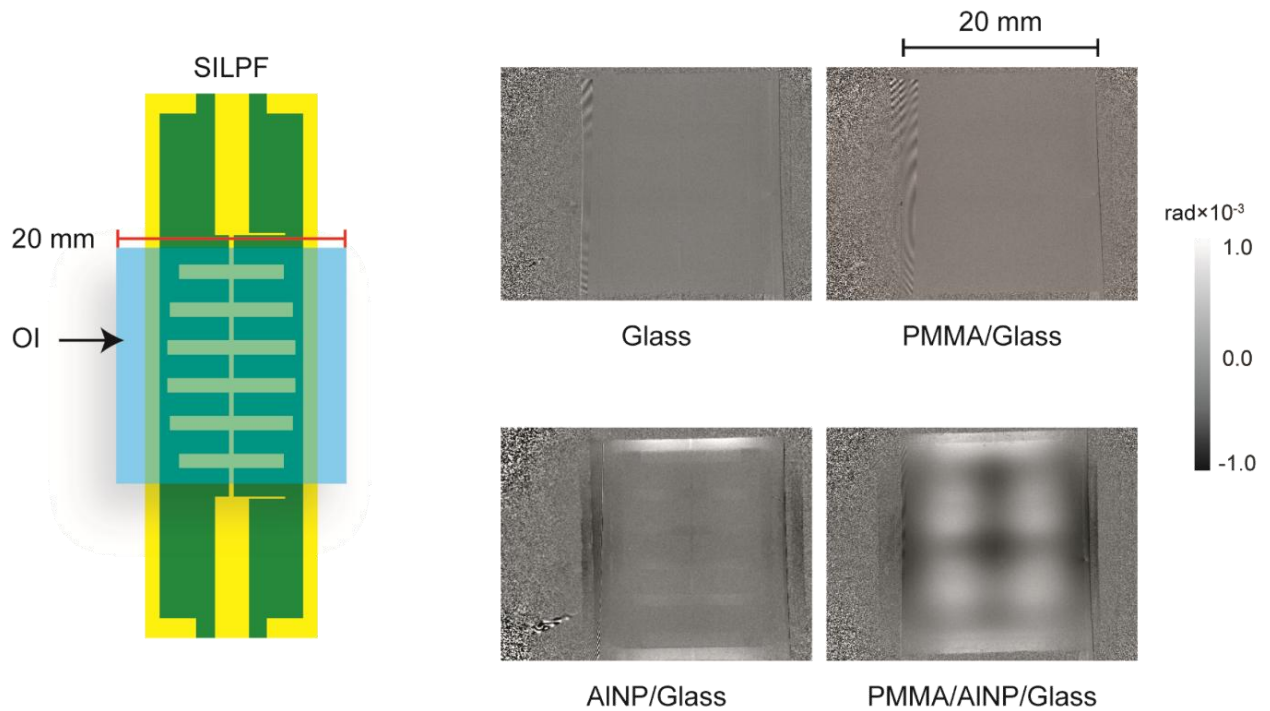
արտապատկերման արդյունքները:



Նկ.1.9: Էլեկտրամագնիսական մոտակա դաշտերի արտապատկերումը SILPF, HBPF եւ GCPW հետազոտվող նմուշների համար: Չափված եւ համակարգչային նմանակման արդյունքները ներկայացված են (a) SILPF-ի համար 4.5 ԳՀգ-ում, (b) HBPF-ի համար 3.7 ԳՀգ-ում եւ (c) GCPW-համար 9 ԳՀգ-ում: Ցուցադրված նկարները նորմալիզացվել են ըստ իրենց առավելագույն ինտենսիվության:

Նկ. 1.9-ում ցույց է տրված Էլեկտրամագնիսական մոտակա դաշտերի արտապատկերումը եւ դրանց համակարգչային մոդելավորման արդյունքները (a) ցածր հաճախյին ֆիլտրի SILPF (stepped impedance low

pass filter), (b) շերտավոր ֆիլտրի HBP (hairpin band pass filter) և (c) հողանցումով հարթ ալիքատարի համար GCPW (grounded coplanar waveguide), որոնք ԳԲՅ տարբեր սարքերում օգտագործվող հիմնական հանգույցներից են: Չափման արդյունքներից հետևում է, որ ալյումինի նանոմասնիկներով ինդիկատորին համապատասխանող ինտենսիվությունը համընկնում է հետազոտվող սարքի էլեկտրական մոտակադաշտի բաշխվածության հետ:



Նկ. 1.10: Ֆոտոէլաստիկ նկարները սովորական ապակու, PMMA թաղանթով ապակու, ալյումինի նանոմասնիկներով ապակու և PMMA-ով պատված ու ալյումինի նանոմասնիկներով ծածկված ապակու համար:

Նկ. 1.10-ում ցույց է տրված սովորական ապակու, պլիմերային շերտով ապակու, ալյումինի նանոմասնիկներով շերտով պատված ապակու ինչպես նաև ալյումինի նանոմասնիկներով և պլիմերային շերտով պատված ապակու ինդիկատորներով ստացված ֆոտոէլաստիկ նկարները: Որտեղ ալյումինի նանոմասնիկների 5 նմ-անոց շերտը նստեցվել է վակուումային գոլորշացման մեթոդով, իսկ պլիմերային շերտը պատրաստվել է spin coating տեխնիկայով: Պատրաստված ինդիկատորների նմուշները դրվել են ցածր

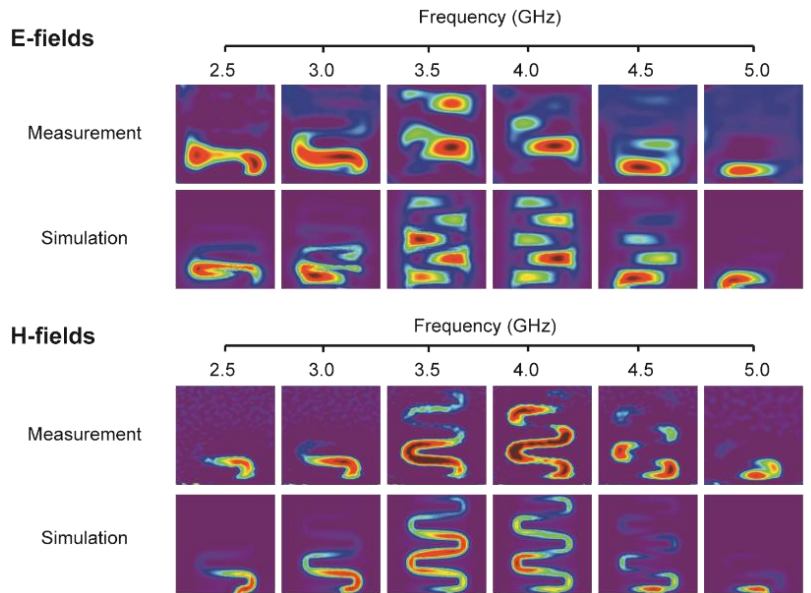
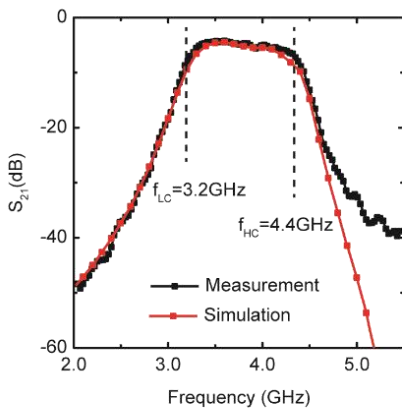
հաճախային ֆիլտրի (SILPF) վրա ֆիլտրի մակերեւոյթից 0.5 մմ հեռավորութեամբ, որպէսզի բացառվի ուղիղ ջերմահաղորդականութիւնը հետազոտվող նմուշի եւ ինդիկատորի միջեւ: Կիրառված ԳԲՅ դաշտի հաճախութիւնը վերցվել է 5 ԳՀց, հզորութիւնը 30 մՎտ, իսկ հաշվարկներում միջինացվել է 10000 կադր: Ինչպէս երեւում է նկ. 1.10 ապակյա եւ պլիմերային շերտով պատված ապակե ինդիկատորներին համապատասխանոց գծային երկբեկումները գրեթէ նույնն են, պատկերը բարելավվում է, երբ օգտագործվում է ալյումինե նանոմասնիկներով ապակե ինդիկատորը, իսկ ալյումինե նանոմասնիկների եւ պլիմերային շերտով ապակյա ինդիկատորի դեպքում գծային երկբեկման նկարը էապէս բարելավվում է: Այս արդյունքները փաստում են այն մասին, որ ինդիկատորում ջերմութիւնը գլխավորապէս առաջանում է ալյումինե նանոմասնիկների եւ ԳԲՅ դաշտի փոխազդեցութիւնից եւ կարելի է պնդել, որ ինդիկատորի՝ հետազոտվող նմուշի ջերմային ճառագայթումով պայմանավորված տաքացումը առհամարելի է եւ չի ազդում էլեկտրամագնիսական տաքացման երեւոյթի վրա: Նշենք որ օբյեկտի արտապատկերումը կախված է նրանից թէ որ ինդիկատորի տաքացման որ պրոցեսն է դոմինանտ: Այսինքն եթէ ինդիկատորը գլխավորապէս տաքանա հետազոտվող նմուշի ջերմային ճառագայթումից, քան թէ էլեկտրամագնիսական էներգիայի կլանումից, ապա արտապատկերման արդյունքը կհամապատասխանի հետազոտվող նմուշի ջերմային ճառագայթման բաշխվածութեանը: Յարկ է նշել որ արտապատկերման արդյունքը ուշադրութեամբ վերլուծման կարիք ունի, հատկապէս, եթէ նմուշի ջերմային վարքը խիստ տատանվում է, այս դեպքում առաջարկվում ջերմային ճառագայթումը որպէս հենքային նկար արտապատկերել այնպիսի ինդիկատորով որը զուրկ է էլեկտրամագնիսական դաշտի կլանումից (օրինակ սովորական ապակյա ինդիկատոր), այնուհետեւ համեմատելով երկու արտապատկերված նկարները կարելի է ազատվել ջերմային ճառագայթմամբ պայմանավորված ինտենսիվութեան բաշխումից:

Ի տարբերութիւն ալյումինե նանոմասնիկներով ինդիկատորի, ալատինե շերտով ինդիկատորի ջերմային բաշխվածութեան

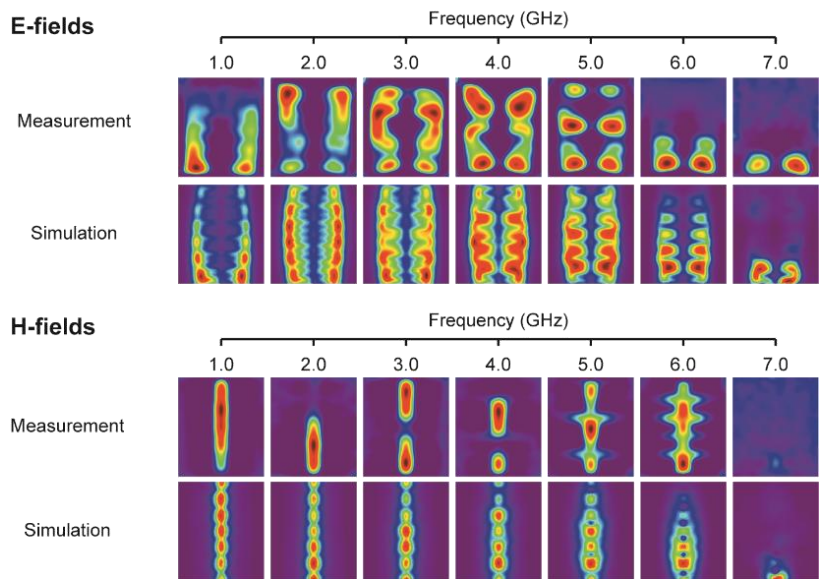
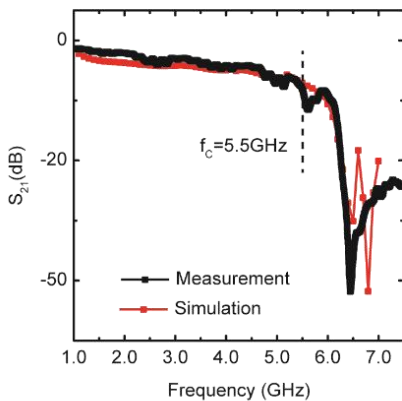
Նկարները համընկել են մագնիսական դաշտի ինդիկատորի հարթությանը տանգենցիալ բաղադրիչի բաշխվածության հետ: Այս արդյունքները ցույց են տալիս, որ էլեկտրամագնիսական դաշտի մետաղական նանոմասնիկների ելքային հաղորդիչ շերտի տաքացման մեխանիզմները տարբեր են: Մետաղական բարակ շերտի տաքացումը առաջանում է հաղորդչում մակածված հոսանքների պատճառով, մինչդեռ նանոմասնիկների դեպքում ջերմությունը առաջացման համար պատասխանատու են դիէլեկտրիկ կորուստները:

Նկ. 1.11-ում ցույց է տրված ցածր խաճախային (SILPF) ելքային շերտավոր (HBP) ֆիլտրերի հաճախային բնութագրերը եւ ԳԲՅ դաշտերի բաշխվածությունները:

a. Hairpin PBF

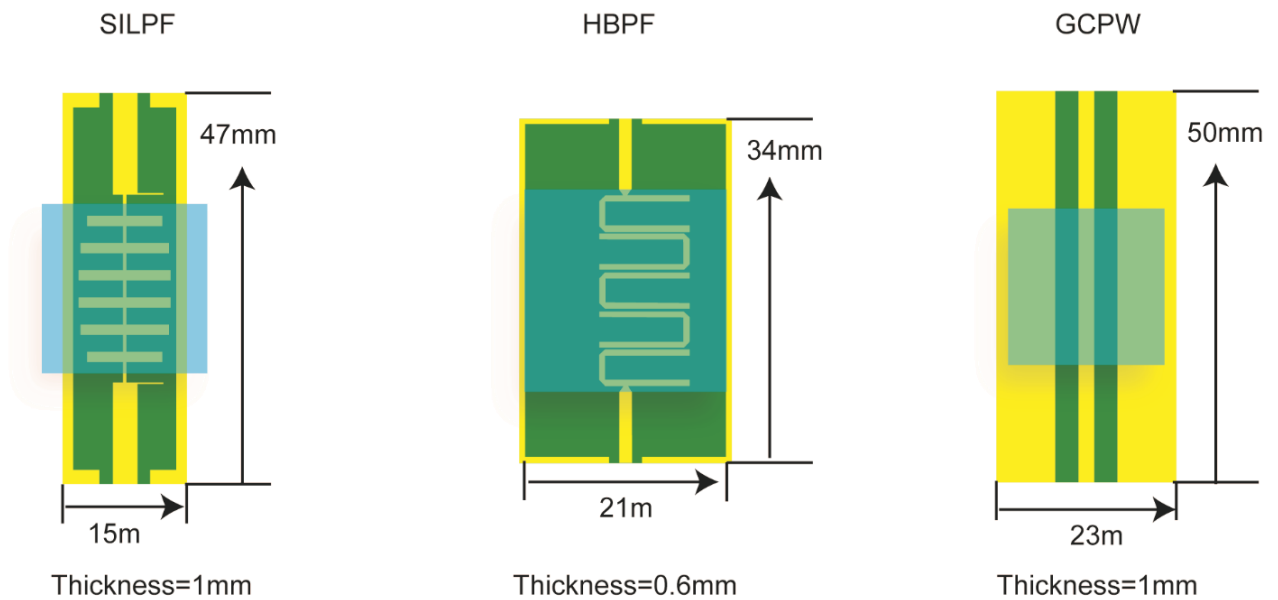


b. SILPF



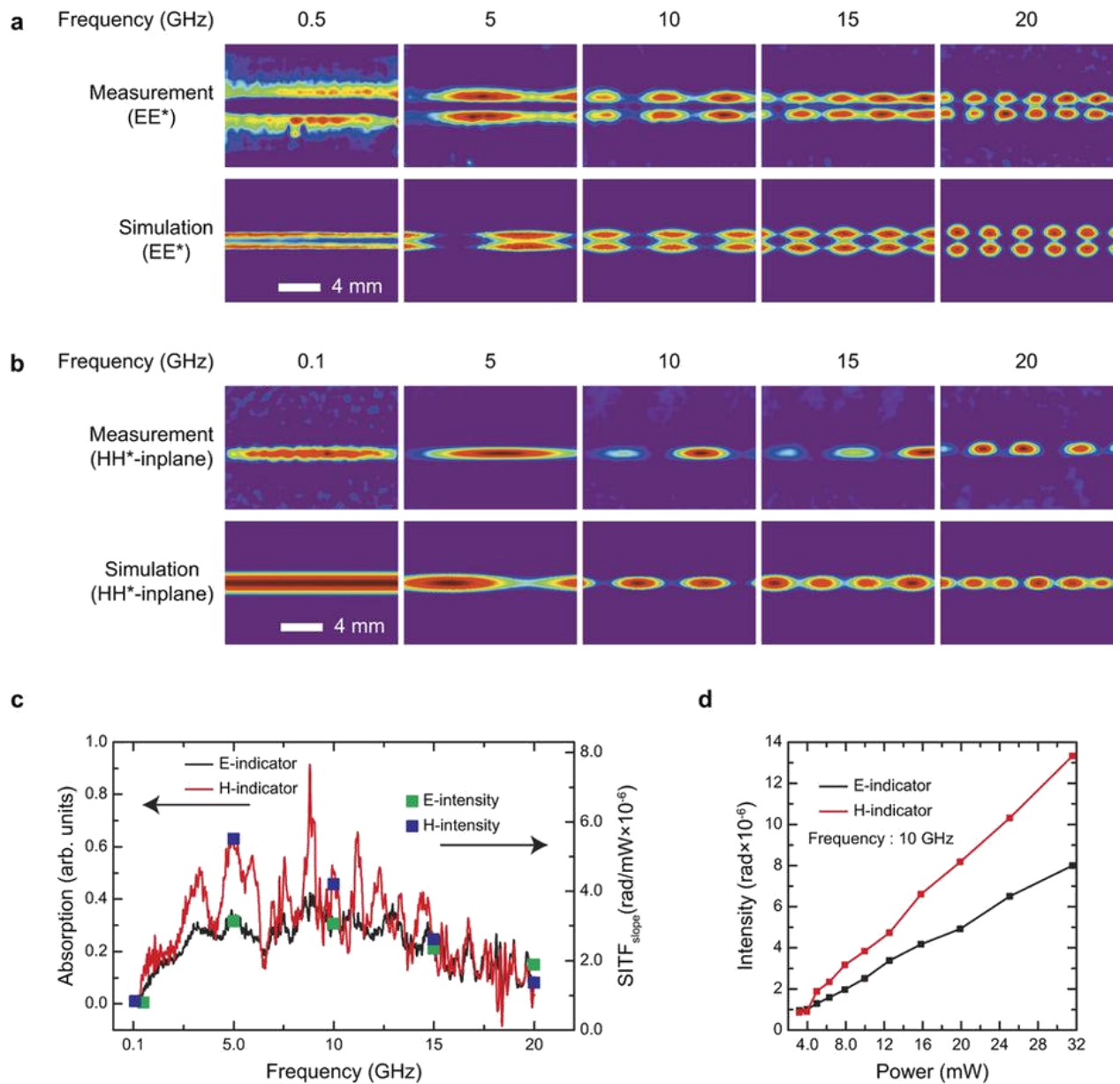
Նկ. 1.11: (a) Շերտավոր եւ (b) ցածր հաճախային ֆիլտրերի հաճախային բնութագրերը եւ ՋԱՕԻՄ-ով արտապատկերված էլեկտրամագնիսական մոտակա դաշտերի բաշխվածությունները: Կետագծերով նշված են շերտավոր ֆիլտրի դեպքում ցածր եւ բարձր կտրման հաճախությունները, իսկ ցածր հաճախային ֆիլտրի դեպքում կտրման հաճախությունը:

Չափումները ցույց են տալիս, որ ԳԲՀ մոտակա դաշտերի ուժեղ ինտենսիվությունն է առաջանում ֆիլտրեր թողարկման շերտի հաճախություններում, մինչդեռ ուժեղ մարումներ առաջանում են ԳԲՀ հաճախության թողարկման շերտից դուրս հաճախություններում: Այս արդյունքները լավագույնս բնութագրում են հետազոտվող ֆիլտրերի հաճախային արձագանքը, ուստի ԳԲՀ սարքերի հաճախային բնութագրերը կարող են հետազոտվել ՋԱՕԻՄ-ով արտապատկերվող մոտակա դաշտերի բաշխվածություններով: Նկ. 1.12-ում ցույց տրված նմուշների անցման գործակիցները եւ ԳԲՀ մոտակա դաշտերի բաշխվածությունները, որոնք մոդելավորվել են COMSOL Multiphysics ծրագրային փաթեթում: Համակարգչային մոդելում ապակյա ինդիկատորը ($20 \times 20 \times 0.5$ մմ) դրվել է հետազոտվող սարքերից 0.5 մմ հեռավորության վրա, ապակու դիէլեկտրիկ թափանցելիությունը սահմանվել է 5.5 , իսկ կորուստների անկյան տանգենսը 0.0 : ԳԲՀ դաշտի գրգռումը սահմանվել է 50 Օհմ “Lumped port”-ի միջոցով, հետազոտվող նմուշների տակդիրների նյութի համար (FR4) դիէլեկտրիկ թափանցելիությունը սահմանվել է 4.4 , իսկ կորուստների անկյան տանգենսը 0.04 , հետազոտվող նմուշը ներառող դոմեյնի եզրերում, որպես եզրային պայմաններ օգտագործվել են “Scattering Boundary Condition”:



Նկ.1.12: Հետազոտվող ԳԲՀ նմուշների երկրաչափությունները և չափերը: Ցածր հաճախային ֆիլտր (SILPF), շերտավոր ֆիլտր (HBPF) և հողանցումով հարթալիքատար (GCPW):

Գրանցելի ԳԲՀ մոտակա դաշտերի թողարկման շերտի ստուգման համար իրականացվել է միկրոշերտային փոխանցման գծի մոտակա դաշտերի արտապատկերում 0.1-20 ԳՀց հաճախության տիրույթում: Նկ. 1.13-ը ցույց է տալիս էլեկտրական (a) և մագնիսական (b) մոտակա դաշտերի արտապատկերված և համակարգչային նմանակման բախվածությունները:



Նկ. 1.13: Միկրոշերտային հաղորդիչ գծի ԳԲՅ մոտակա դաշտերի բաշխվածությունը և ներքին կախումը հաճախություն և նից: Արտապատկերված եւ համակարգչային նմանակման ԳԲՅ մոտակա (a) Էլեկտրական դաշտը եւ (b) մագնիսական դաշտի տանգենցիալ բաղադրիչը: (c) ԳԲՅ կլանման սպեկտրերը պլյուս մինուս նանոմասնիկներով (սեւ) եւ պատինե (կարմիր) ինդիկատորների համար: (d) Էլեկտրական դաշտի (սեւ) եւ մագնիսական դաշտի տանգենցիալ բաղադրիչի (կարմիր) համար չափված միջին ինտենսիվություն և ներքին կախվածությունը մոլտային հզորություն և նից:

Էլեկտրական մոտակա դաշտի գրանցելի հաճախության ստորին

արժեքը ստացվել է մոտավորապես 0.5 ԳՅԳ, մինչդեռ մագնիսական դաշտի չափումներում, նույն հզորությամբ ազդանշանի պարագայում մինիմում գրանցելի հաճախությունը եղել է ավելի ցածր քան 0.1 ԳՅԳ-ը: Էլեկտրական եւ մագնիսական ԳԲՅ մոտակա դաշտերի չափման արդյունքները ցույց են տալիս միկրոշերտային հաղորդիչ գծի դաշտերի հայտնի պատկերները ընդհուպ 20 ԳՅԳ: Այս հաճախությունը սահմանափակված է եղել փորձերում օգտագործվող սարքով: Միկրոշերտային հաղորդիչ գծի համակարգչային նմանակմամբ ստացված էլեկտրական եւ մագնիսական դաշտերի պատկերները համընկել են արտապատկերված նկարների հետ: Այսպիսով ներկայացվող օպտիկական ինդիկատորները թույլ են տալիս ընտրողաբար արտապատկերել էլեկտրական եւ մագնիսական դաշտի բաղադրիչը ընդհուպ 20 ԳՅԳ: Չնայած որ սարքով սահմանափակված հաճախությունը եղել է 20 ԳՅԳ, այնուամենայնիվ հաշվի առնելով, որ չափումների սկզբունքը հիմնված է էլեկտրական եւ մագնիսական դաշտերով պայմանավորված կորուստների մեխանիզմների վրա, կարելի է ասել, որ գրանցելի թողարկման շերտը կարող է ընդլայնվել ընդհուպ 53Գ տիրույթ, եթե օգտագործվեն համապատասխան կլանող շերտերով ինդիկատորներ:

Քանի որ ՋԱՕԻՄ չափումների սկզբունքը հիմնված է նյութի էլեկտրամագնիսական կլանման վրա, ուստի չափումների զգայունությունը կարելի է գնահատել օգտվելով օպտիկական ինդիկատորի ԳԲՅ տիրույթում կլանումների սպեկտրից: Նկ. 1.13(c)-ն ցույց է տալիս երկու ինդիկատորների հարաբերական կլանումների սպեկտրերը: Այստեղ կարելի է տեսնել, որ երկու ինդիկատորների համար էլ չափված ինտենսիվության արժեքները լավագույնս համընկնում են կլանման կորի տվյալների հետ: Նկ. 1.13(d)-ն ցույց է տալիս չափված ինտենսիվության տարբերությունների կախումը ԳԲՅ մուտքային հզորությունից, ԳՅԳ դաշտի 10 ԳՅԳ հաճախության համար: Կարելի է տեսնել, որ մուտքային հզորության աճին զուգընթաց գրանցվող ինտենսիվությունը աճում է գծայնորեն: Ինդիկատորների մուտքային հզորության զգայունությունը չափվել է համաձայն (1.25)-ի՝

$$PS = N_{rms} \Delta P / \Delta R, \quad (1.25)$$

որտեղ՝

PS (Power Sensitivity)-ն հզորություն զգայունություն է,

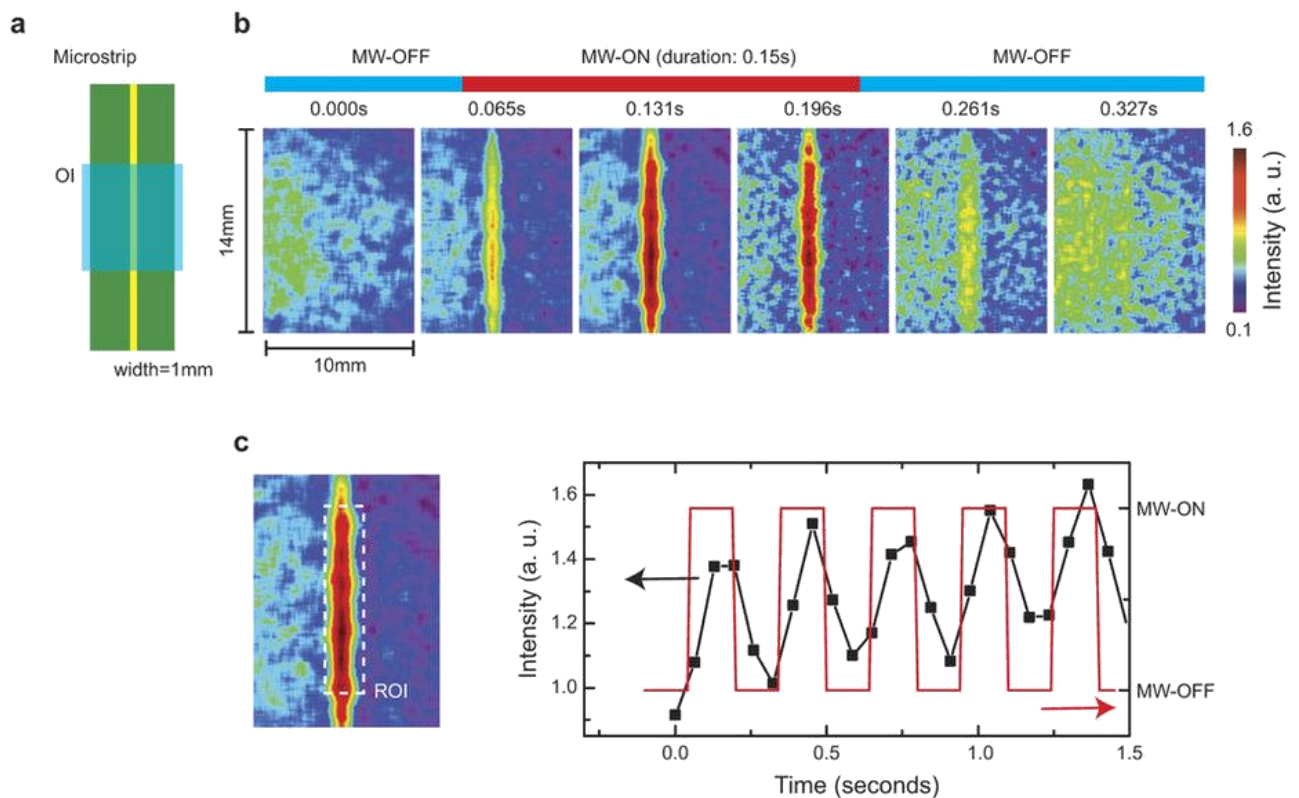
N_{rms} -ը չափումների միջին քառակուսային շեղումը,

ΔP -ն չափվող հզորության հենքային եւ ինֆորմատիվ արժեքների տարբերություն է, իսկ

ΔR -ը հզորության այդ տարբերությանը համապատասխանող գրանցվող ինտենսիվությունների տարբերությունը: 15000 միջինացման կարգերով չափման դեպքում, 10 ԳՀԳ հաճախությամբ ազդանշանի համար մոտեքային հզորության չափված զգայունությունը եղել է 0.1-1 մՎտ: Էլեկտրական դաշտի արտապատկերման դեպքում գրանցվող զգայունությունը համեմատական է եղել Էլեկտրաօպտիկական երեւույթի հիման վրա աշխատող օպտիկական ինդիկատորով մանրադիտակի զգայունության հետ [15]: Մագնիսական մոտակա դաշտի արտապատկերման համար առանց սկանավորման տեխնիկայով գրականությունում առկա զգայունության արժեք չի գտնվել: Սակայն, սկանավորման տեխնիկայով մագնիսաօպտիկական երեւույթի հիման վրա գրանցվող մագնիսական դաշտի զգայունությունը 0.03 մՎտ է [10]: Չզգայունության այս արժեքը համապատասխանում է համակարգում աղմուկի ճնշմամբ չափումներին, այնպես որ մագնիսաօպտիկական երեւույթով մագնիսական մոտակա դաշտի չափման ազդանշանը չափազանց թույլ է եւ հնարավոր չէ գրանցել CCD-տեսախցիկով [16]:

Շնորհիվ ՋԱՕԻՄ-ի առանց սկանավորման չափման մեդոթի, այս տեխնիկան հնարավորություն է ընձեռում իրականացնել ժամանակից կախված չափումներ: Նկ. 1.14-ը ցույց է տալիս միկրոշերտային հաղորդիչ գծի մագնիսական մոտակա դաշտի իրական ժամանակում չափման արդյունքները դաշտի 0.2 ԳՀԳ եւ 5Վտ արժեքների դեպքում: Այստեղ չափումներն իրականացվել են CCD տեսախցիկի առավելագույն կարգերի հաճախությամբ եւ առանց կարգերի միջինացման պրոցեսի: Նշենք որ մեծ հզորությամբ ԳՀԳ չափումներում գոյություն ունեցող Էլեկտրաօպտիկական եւ մագնիսաօպտիկական երեւույթներով չափման տեխնիկաներում օպտիկական ինդիկատորների տաքացմամբ պայմանավորված

բարդություններ են առաջանում:



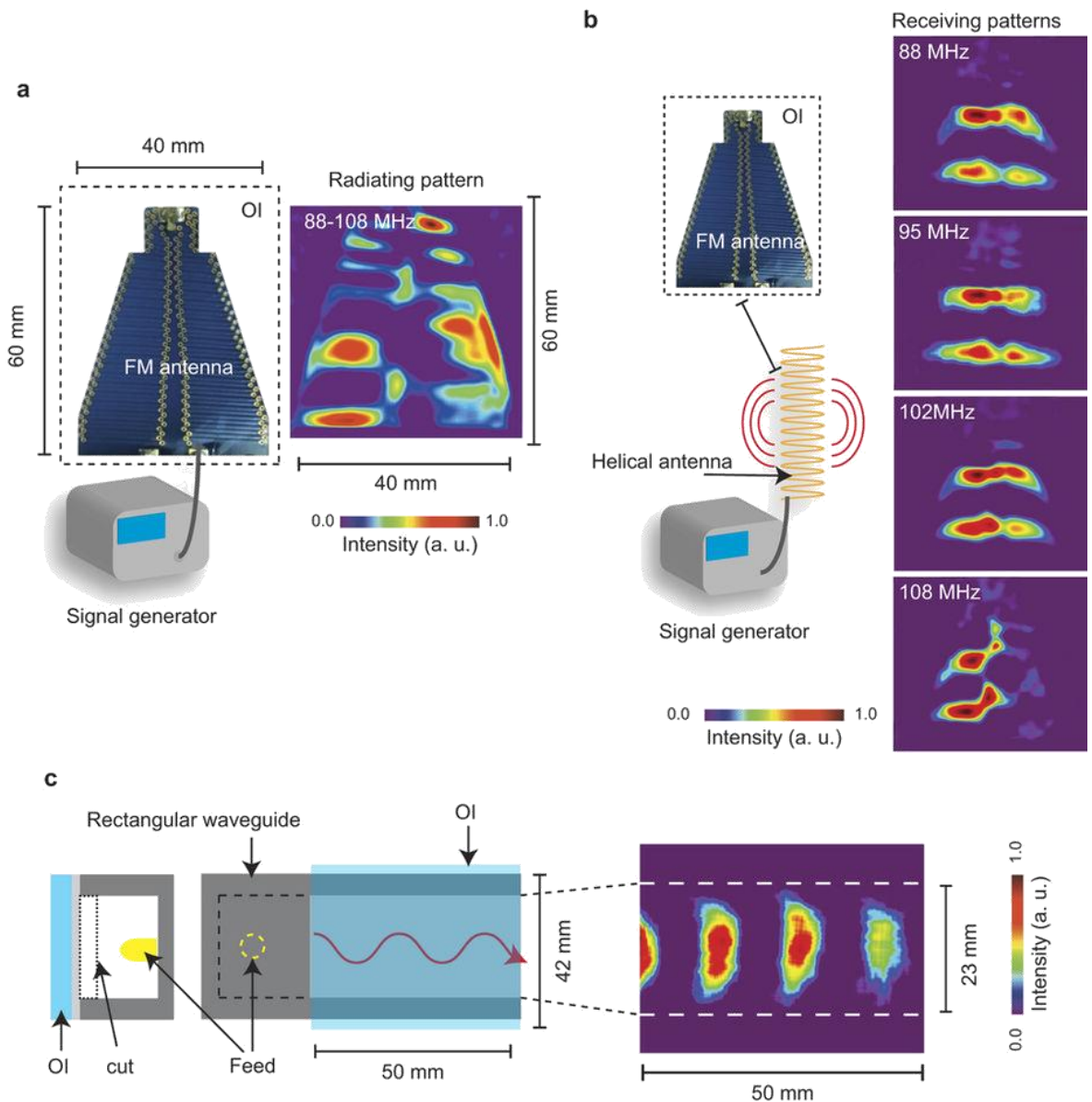
Նկ. 1.14: Միկրոշերտով հաղորդիչ գծի ժամանակից կախված արտապատկերման արդյունքները 0.2 ԳՀԳ հաճախության դեպքում: (a) Փորձում օգտագործված հաղորդիչ գծի երկրաչափությունը, (b) մագնիսական մոտակա դաշտի ժամանակից կախված արտապատկերումները, ԳԲՀ ազդանշանի 150 մվրկ իմպուլսի դեպքում եւ (c) արտապատկերված մագնիսական դաշտի ինտենսիվության (սեւ) եւ ԳԲՀ ազդանշանի (կարմիր) ժամանակային կախումը:

Ինդրի պատճառն այն է, որ էլեկտրաստատիկական եւ մագնիսաստատիկական երեւոյթները փոխվում են շերտաւորութեան կախված եւ ինդիկատորների տաքացումը ուղղակի աղավաղում է չափման արդյունքները: Մասնավորապէս, քանի որ մագնիսաստատիկական եւ էլեկտրաստատիկական չափումները հիմնված են բեւեռացված լույսով մանրադիտարկման վրա, այստեղ շերտային լարվածություններով պայմանավորված ֆոտոէլաստիկ երեւոյթները կհանգեցնեն մագնիսաստատիկական եւ էլեկտրաստատիկական չափվող ազդանշանների աղավաղումների:

Սակայն շնորհիվ այն հանգամանքի որ ՋԱՕԻՄ-ը ուղղակիորեն օգտագործում է նյութի տաքացմամբ առաջացող երեւոյթները, այստեղ ինդիկատորի տաքացմամբ պայմանավորված խնդիրներ չեն առաջանում, ընդհակառակը համեմատաբար շատ տաքացման դեպքում գրանցվող ազդանշանի ինտենսիվությունը կստացվի առավել մեծ: Այսպիսով, ՋԱՕԻՄ-ը գոյություն ունեցող արտապատկերման մեթոդների նկատմամբ յուրահատուկ առավելություն ունի հզոր ԳԲՅ դաշտերի՝ ժամանակից կախված չափումներում:

ՋԱՕԻՄ-ի մեկ այլ առավելություն է օպտիկական ինդիկատորի հեշտ եւ մատչելի բաղադրություն ունենալը, ինչպես օրինակ սովորական ապակին եւ մետաղական բարակ շերտը: Գոյություն ունեցող առանց սկանավորման օպտիկական ինդիկատորով մանրադիտակները հիմնականում աշխատում են մեծ էլեկտրաստատիկական եւ մագնիսոստատիկական հատկություններով մոնոբյուրեղներով, ինչպես օրինակ Լիթիումի նեոբատը [15] եւ բիսմութով փոխարինված իտրիում երկաթային նռնաքարը [11,16]: Չնայած որ փոքր չափսերով այսպիսի նյութերի պատրաստումը առանձնապես մեծ բարդություններ չեն ներկայացնում, այնուամենայնիվ 10-յակ *մմ* հասնող այսպիսի օպտիկական ինդիկատորների պատրաստումը կպահանջի թանկարժեք եւ բարդ տեխնոլոգիաներ եւ պրակտիկ չի Լինի: Քանի որ գոյություն ունեցող օպտիկական ինդիկատորներով մանրադիտակների տեսարանը սահմանափակված է օգտագործվող ինդիկատորների չափսերով, ուստի նրանց կիրառությունը եւս սահմանափակվում է մի քանի *մմ* չափսերով սարքերի եւ նմուշների հետազոտությամբ: Սակայն մեծ չափսերով (10 *մմ*) ապակին հեշտ հասանելի է եւ նրավորա մետաղական շերտի նստեցումը առանձնապես մեծ ջանքեր չի պահանջում: Նկ. 1.15-ում ցույց է տրված ՋԱՕԻՄ-ի մեծ տեսարանով արտապատկերման կիրառության օրինակներ: Յետազոտվել են FM անտենայի (40×60 *մմ*) ճառագայթող (a) եւ ընդունող (b) մագնիսական դաշտի պատկերները 88-108 *ՄՀ* հաճախության շերտում եւ 14 *ԳՀ* հաճախությամբ ԳԲՅ դաշտի մագնիսական բաղադրիչի տարածումը ուղղանկյուն ալիքատարում (50×40 *մմ*): Այս օրինակները ցույց են տալիս ՋԱՕԻՄ-ի մեծ տեսարանով առավելությունները: Սա

հնարավորություններ է ստեղծում հետազոտել ԳԲՀ մոտակա դաշտերի բաշխվածությունը մեծ չափերով սարքերում առանց սկանավորման կամ օպտիկական ինդիկատորի տեղափոխման անհրաժեշտության: Առաջարկված արտապատկերման տեխնիկան շատ գրավիչ է մեծ չափերով սարքերում մոտակա դաշտերի արտապատկերման եւ դրանց հաճախությունից կախված ուսումնասիրության համար, այն նաեւ օգտակար կլինի աշխատանքի ընթացքում սարքերի հետազոտման եւ դիագնոստիկայի տեսանկյունից:



Նկ. 1.15: FM անտենայի եւ ուղղանկյուն ալիքատարի համար մագնիսական մոտակա դաշտի արտապատկերումը: (a) 88-108 ՄՀ հաճախության շերտում FM անտենայի ճառագայթած դաշտը, (b)

FM անտենայի ընդունած դաշտերի պատկերները 88, 95, 102 եւ 108 ՄՀց հաճախություներում, այստեղ FM ազդանշանը գեներացվել է ուժեղացուցիչին միացված պարուրած եւ անտենայով եւ (c) 10 ԳՀց հաճախությամբ ԳԲՀ դաշտի մագնիսական բաղադրիչի արտապատկերումը ուղղանկյուն ալիքատարում կանգուն ալիքի ռեժիմում, այստեղ ուղղանկյուն ալիքատարի պատը փոխարինված է եղել 100 ՆՄ հաստությամբ ալյումինի շերտով ինդիկատորով:

Այստեղ որպես ինդիկատոր օգտագործվել է ինդիումի բարակ օքսիդային թաղանթով ապակի (ITO Glass): Ինչպես հայտնի է այդպիսի թաղանթով ապակիները օժտված են բավականին բարձր հաղորդականությամբ՝ մոտ 10^6 ՍՄ/Մ: Օգտագործված ինդիկատորում թաղանթի հաստությունը եղել է 150 ՆՄ, ինչը անհամեմատ փոքր է FM տիրույթում տվյալ նյութի սկիւն շերտի հաստությունից: Հայտնի է, որ հետազոտվող սարքերի աշխատանքային պայմանները էապես կարող են փոխվել, երբ տվյալ սարքի ճառագայթման մոտակա դաշտի տիրույթում տեղադրված լինի որեւէ հաղորդիչ նյութ, այս դեպքում, չնայած ինդիկատորի հաղորդիչ շերտի նանոմետրական հաստությանը, այն որոշակիորեն էկրանավորում է սարքի ճառագայթումը: Բանն այն է, ինդիկատորի մեծ հաղորդականությամբ շերտում մածակվում են հոսանքներ որոնցից անջատվող ջերմության բաշխումը, ինչպես արդեն նշվեց «Տեսություն» ենթագլխում, համընկնում է սարքի մագնիսական մոտակա դաշտի՝ հաղորդիչի հարթությանը տանգենցիալ բաղադրիչին: Այս մակածված հոսանքները ստեղծում են հետազոտվող սարքի ճառագայթած մագնիսական դաշտին հակողոված մագնիսական դաշտ այդպիսով իրականացնելով էկրանավորում, որը եւ բերում է որոշակի խտորումների: FM անտենայի ճառագայթման բնութագրի չափումները ցույց են տվել, որ ինդիկատորով եւ առանց ինդիկատորի անտենայի ճառագայթման բնութագրերը տարբերվում են, սակայն հետազոտվող դեպքում այդ տարբերությունը չի հանգեցրել էական բոլորությունների: Հաճախության շերտումը կազմել է ավելի քիչ քան անտենայի ճառագայթման հաճախականային

շերտի 0.5 %-ը: Այնուամենայնիվ, հետազոտվող սարքի ավելի ճշգրիտ ուսումնասիրության համար հարկավոր է օգտագործել հնարավորինս բարակ հաղորդիչ շերտով ինդիկատոր, քանի որ հաղորդիչ շերտի եւ սկին շերտի հաստությունների համեմատական արժեքների դեպքում տեղի է ունենում դաշտի գրեթե 100 % էկրանավորում, մինչդեռ շատ բարակ հաղորդիչ թաղանթների դեպքում ինդիկատորի մակերեւոյթային հաղորդականությունը բավական փոքրանում է (ինչպես քննարկվեց Տեսություն 2.1-ում), եւ էկրանավորմամբ պայմանավորված մակածված հոսանքները անհամեմատ փոքր են լինում նախորդ՝ ամբողջովին էկրանավորման դեպքի համեմատությամբ: Հետազոտվող սարքի ճառագայթման առանց խտտորումների արտապատկերման մեկ այլ տարբերակ կարող է դիտարկվել ինդիկատորի փոխարինումը էլեկտրկան դաշտի կորուստներով ինդիկատորով, քանզի այս դեպքում էկրանավորվում է գլխավորապես միայն էլեկտրական դաշտը եւ սարքի աշխատանքային ռեժիմից շեղումը հասցվում է նվազագույնի:

1.8 USB եւ SSD հիշողութիւն սարքերի տաքացման արտապատկերումը ՁԱՕԻՄ-ի միջոցով

ՁԱՕԻՄ-ի միջոցով կատարվել է USB2.0, USB3.0 եւ SSD հիշողութիւն սարքերի պրոցեսորների եւ հիշողութիւն բլոկների ջերմային արտապատկերում: Վերլուծվել են սարքերի տարբեր աշխատանքային ռեժիմներում տաքացման վարքերը: Ձերմագույն գի միջոցով չափվել են հանգստի եւ բեռնված ռեժիմներու հետազոտվող սարքերի ջերմությունները: Կատարվել է սարքերի ջերմային վարքի հետազոտություն կախված բեռնող փաթեթի ծավալից (0.25 kB – 64 MB): Այդ նպատակով իրականացվել է նաեւ սարքերի տվյալների փոխանցման արագության չափումներ: Տվյալների փոխանցման արագությունն զգալի փոփոխվել է փոխանցվող փաթեթի ծավալից կախված (8 B – 128 MB), (0.2 kB/s – 7 MB/s), (0.3 kB/s – 21 MB/s), (2 kB/s – 92 MB/s) and (3.7 kB/s – 222 MB/s) համապատասխանաբար USB2.0, USB3.0, HDD եւ SSD սարքերի համար:

1.8.1 Ներածություն

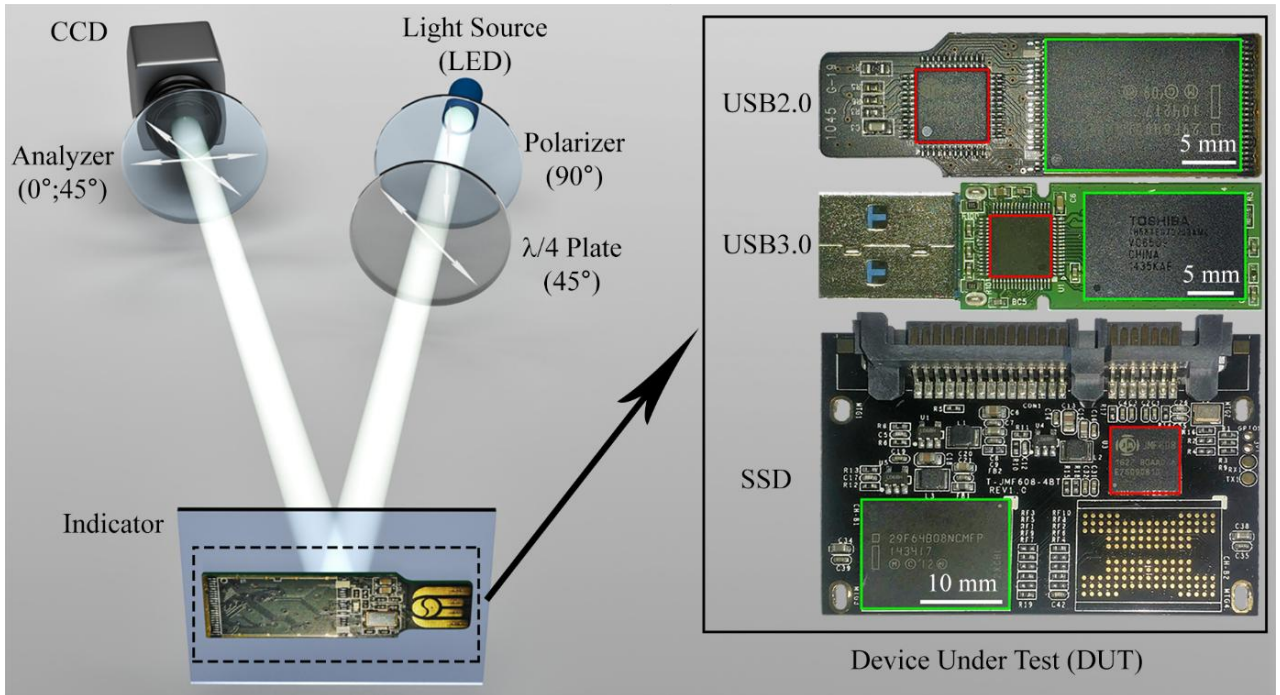
Ժամանակակից էլեկտրոնային սարքերը, ինչպես օրինակ սմարթֆոնները, նոթբուքները եւ տարբեր այլ գաղջետներ ներառում են մեծածավալ եւ արագագործ հիշողութիւն ինտեգրալ սխեմաներ: USB եւ SSD հիշողութիւն սարքերը մեծ դեր ունեն ներկայիս էլեկտրոնիկայի արտադրությունում, սակայն ինտեգրալ սխեմաներում տաքացումը (պրոցեսորների, հիշողութիւն բլոկների եւ այլն) այդ սարքերում հիմնական խնդիրներից են եւ սահմանափակում են դրանք դարձնել առավել արագագործ: Աշխատանքային ռեժիմում գերտաքացումը սարքերի խափանման հիմնական պատճառն է: Սարքերում տաքացող բաղադրիչների օպտիմալ բաշխումը երբեմն հնարավորություն է տալիս խուսափել այդպիսի խնդիրներից [30-32]: Էլեկտրոնային սարքերում ջերմային բաշխումների արդյունավետ թեստավորումը եւ դրանց սարքի

աշխատանքային պայմաններից կախվածության հետազոտումը վերջիններիս նորմալ աշխատանքի եւ երկարակեցության կարելորագույն բաղադրիչներն են:

Ձերմային թեստավորման տեխնիկաները պետք է ապահովեն ջերմային աղբյուրների բաշխվածության արագ, ճշգրիտ եւ անվնաս վերլուծություն եւ արտապատկերում հատկապես բազմաշերտ ինտեգրալ կառուցվածքներում: Սարքերի թեստավորման հայտնի տեխնիկաներից են ինֆրակարմիր ջերմազգայուն սարքերը [33-35], մրրկային հոսանքներով ջերմոգրաֆը [36], սկանավորմամբ ակուստիկ մանրադիտակը [37] եւ ռենտգենյան թեստավորման եղանակները [38]: Սակայն ժամանակից կախված բարձր ջերմազատությունով եւ տարածական լուծունակությամբ ջերմության գրանցումը անհրաժեշտություն է: Ձերմության արտապատկերման այդպիսի համակարգ է ՁԱՕԻՄ-ը [39], որը մանրամասնությամբ քննարկվեց 1-ին գլխի սկզբում: Այս տեխնիկան հարմար է տաքացման երեւույթների ուսումնասիրության համար, քանի որ արտապատկերում է ջերմային աղբյուրի առկայության եւ բացակայությանը համապատասխանող ջերմության տարբերությունը:

Այս ենթագլխում ուսումնասիրվում է USB (USB2.0 եւ USB3.0) եւ SSD հիշողության սարքերում պրոցեսորների եւ հիշողության բլոկների ջերմային բաշխվածության վարքը՝ վերջիններիս տարբեր աշխատանքային ռեժիմներում: Հետազոտությունը կատարվել է հիշողության սարքերում տարբեր ծավալով տվյալներ (0.25-64 *ՄԲ*) գրելու ընթացքում: Այսպիսի հետազոտությունը հնարավորություն է տալիս ստանալ ինֆորմացիա սարքերում հավանական ջերմային կուտակումների եւ դրանց հետագա բաշխվածությունների մասին:

1.8.2 Փորձի նկարագրումը ռեզուլտները եւ տվյալների հավաքագրումը

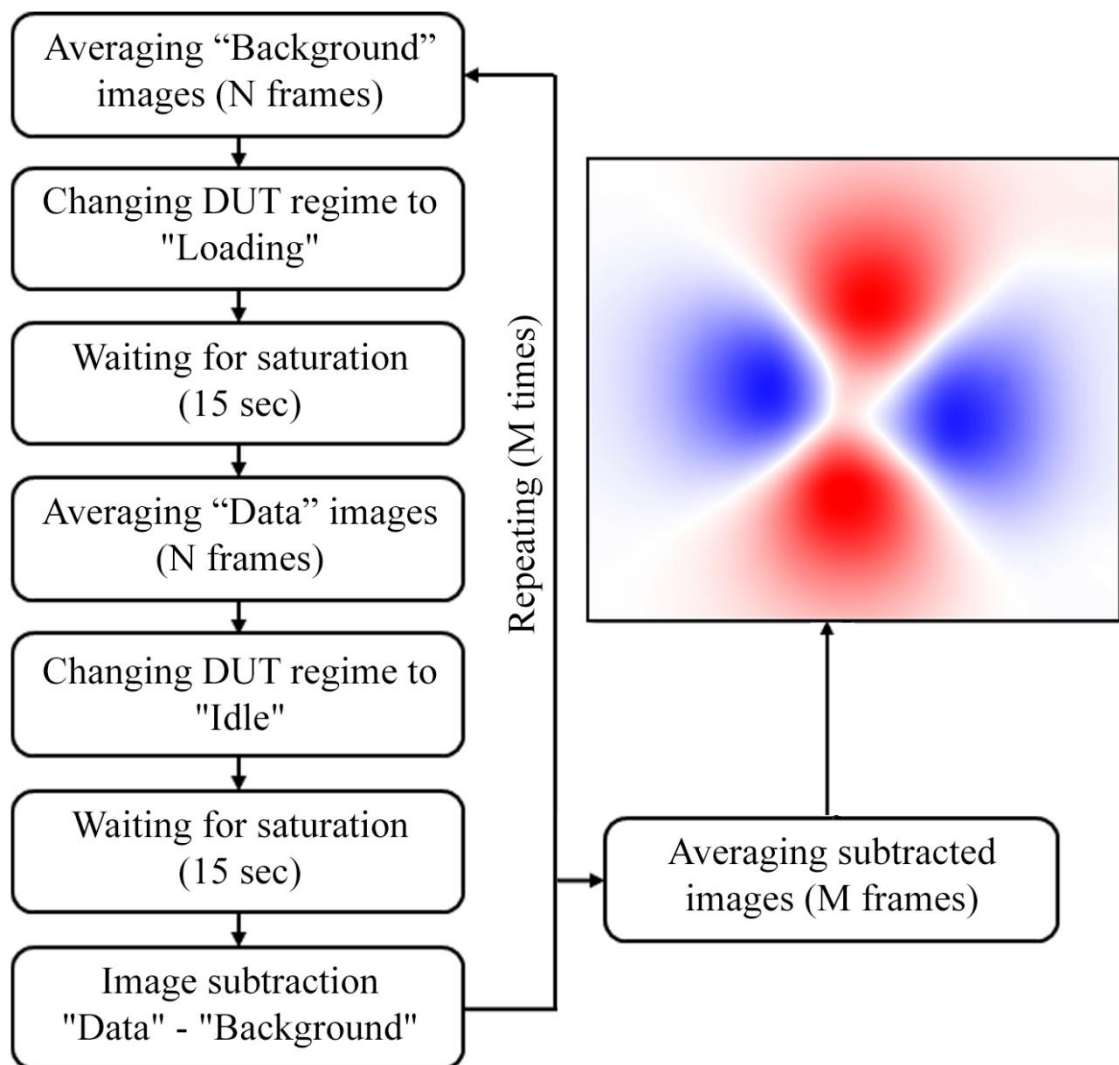


Նկ. 1.16: Փորձի նկարագրումը ռեզուլտները: Սպիտակ սլաքներով նշված են օպտիկական բաղադրիչների անկյունային կողմնորոշումները: Ներդրված նկարը ցույց է տալիս փորձում հետազոտվող սարքերի իրական նկարերը: Կարմիր եւ կանաչ ուղղանկյուններով համապատասխանաբար նշված են հիշողության սարքերի պրոցեսորները եւ հիշողության բլոկները:

Նկ. 1.16-ում ցույց է տրված փորձի սկզբունքային սխեման: Այն իրենից ներկայացնում է բեւեռացման մանրադիտակի համակարգ LED լուսադիոդով ($\lambda = 530 \text{ նմ}$), երկու բեւեռացուցիչներով, օպտիկական կոմպենսատորով, ինդիկատորով եւ CCD տեսախցիկով: Ինչպես ցույց է տրվում նկ. 1.16-ում լույսն անցնելով բեւեռացուցիչի եւ օպտիկական կոմպենսատորի միջով անդրադառնում է ինդիկատորից եւ անցնելով վերլուծիչի միջով գրանցվում է CCD-տեսախցիկով: Հետազոտվող սարքերը տաքացնելով ինդիկատորը նրանում առաջացնում են օպտիկական երկբեկում եւ ընկնող շրջանային բեւեռացված լույսը անդրադառնալիս փոխվում է էլիպսային

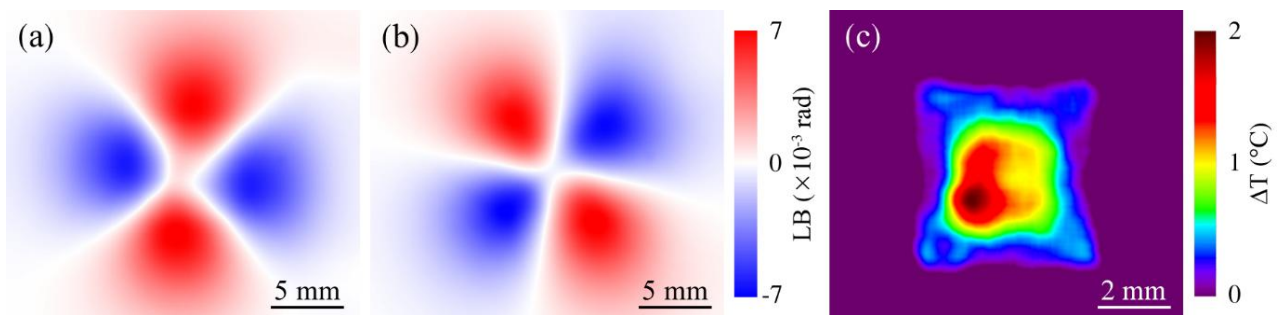
բելենացման: Նշենք, որ սարքերի միանման աշխատանքի ռեժիմ ապահովելու համար՝ ֆայլային համակարգերը սահմանվել են NTFS:

Փոխանցվող ֆայլի փաթեթի ծավալից կախված փոխանցման արագությունների չափումների համար օգտագործվել է LabVIEW միջերեսում գրված մասնավոր ծրագիր, որում փոխանցվող փաթեթների ծավալները փոփոխվել են (8 P - 28 UP): Նշենք որ SSD հիշողության սարքը բոլոր փորձերում համակարգչին միացվել է USB3.0 ինտերֆեյսով: Փորձարարական ստենդը հավաքվել է լուսամեկուսացված օպտիկական սեղանի վրա, եւ նրանում բոլոր փոփոխությունները կատարվել են հեռակառավարմամբ:



Նկ. 1.17: Գծային երկբեկման նկարների ստացումը: Սխեման ցույց է տալիս LabVIEW միջերեսում մասնավոր ծրագրի քայլերի հաջորդականությունը:

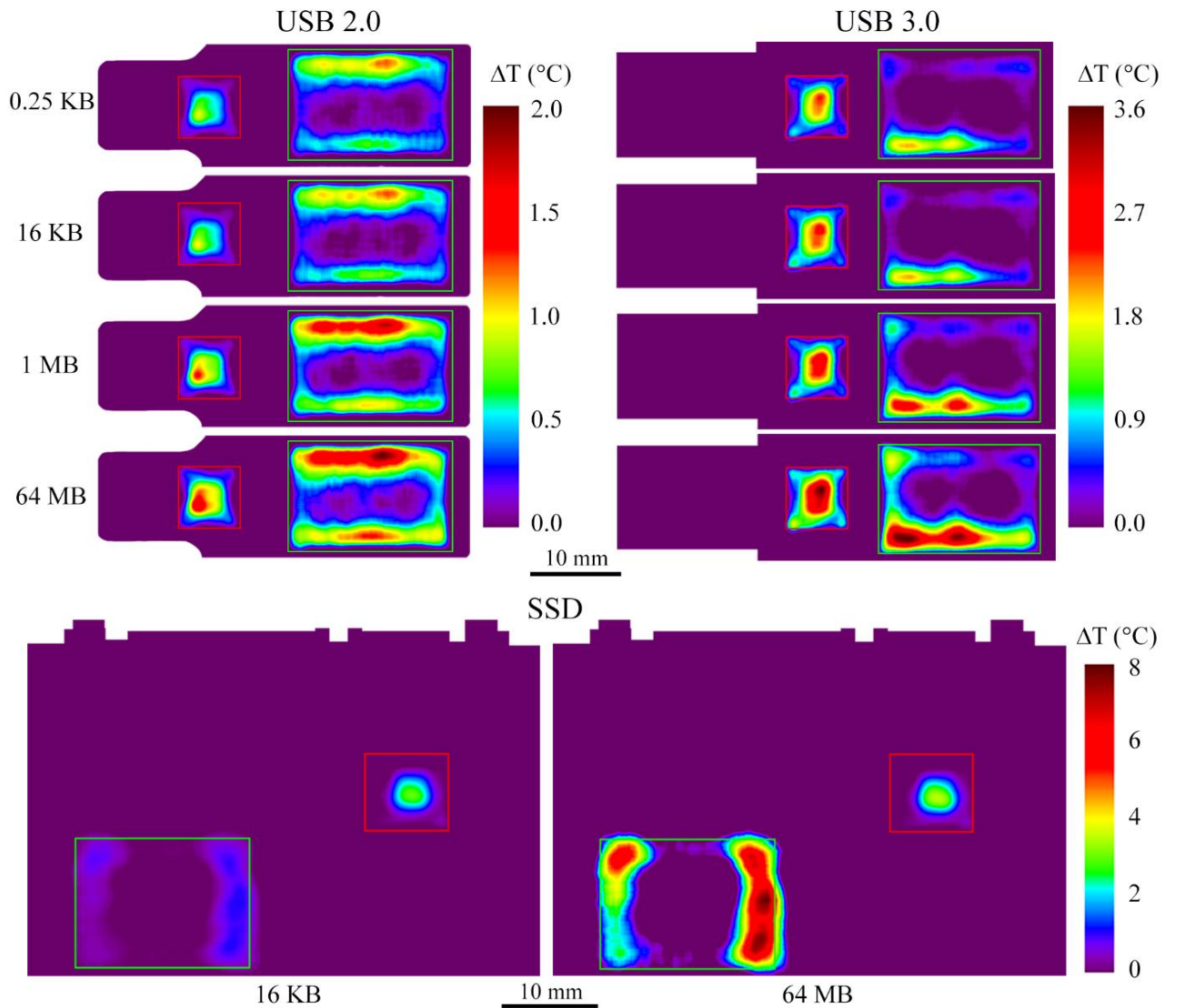
Փորձում վերլուծիչի 0° եւ 45° կողմնորոշումների համապատասխան չափում են գծային երկբեկման երկու նկարներ այնուհետեւ դրանց միջոցով հաշվվում է ջերմային բաշխումը: Նկ. 1.17-ը ցուց է տալիս գծային երկբեկման բաշխվածության չափման քայլերը: Գծային երկբեկման նկարները ստացվում են միջինացված հենքային եւ ինֆորմատիվ նկարների տարբերությամբ, որտեղ հենքային եւ ինֆորմատիվ նկարները համապատասխանում են հետազոտվող սարքերի հանգստի եւ բեռնված ռեժիմներին: Սարքի բեռնումը կատարվում է շարունակաբար որոշակի ծավալով ֆայլերի փաթեթի ստեղծմամբ եւ ջնջելով: Ստեղծելու եւ ջնջելու պրոցեսը պահպանվում է այնքան ժամանակ մինչեւ հետազոտվող սարքի տաքացումը հաստատվի/հագենա (15 վրկ), որից հետո սկսվում է կադրերի միջինացումը: Այստեղ ֆայլերի փաթեթի ծավալը փոխվում է 0.25 կՔ - 64 ՄՔ: Նկարում ցույց տրված N եւ M միջինացման թվերի ընտրությամբ կարելի է նվազեցնել չափումներում առկա աղմուկները եւ ապահովել պահանջվող զգայունություն: Տվյալների մշակումը եւ վերջնական ջերմաստիճանային բաշխվածության ստացումը եւ սկատարվում է LabVIEW միջերեսում:



Նկ. 1.18: USB2.0 հիշողության սարքի պրոցեսորի ջերմության արտապատկերման քայլերը: (a), (b) ինդիկատորի գծային երկբեկման նկարները եւ (c) երկբեկման նկարներով հաշվարկված ջերմային բաշխվածությունը:

Նկ. 1.18-ում ցույց է տրված USB2.0 հիշողության սարքի պրոցեսորի արտապատկերման քայլերը, երբ սարքը հանգստի վիճակից անցնում է բեռնման ռեժիմի:

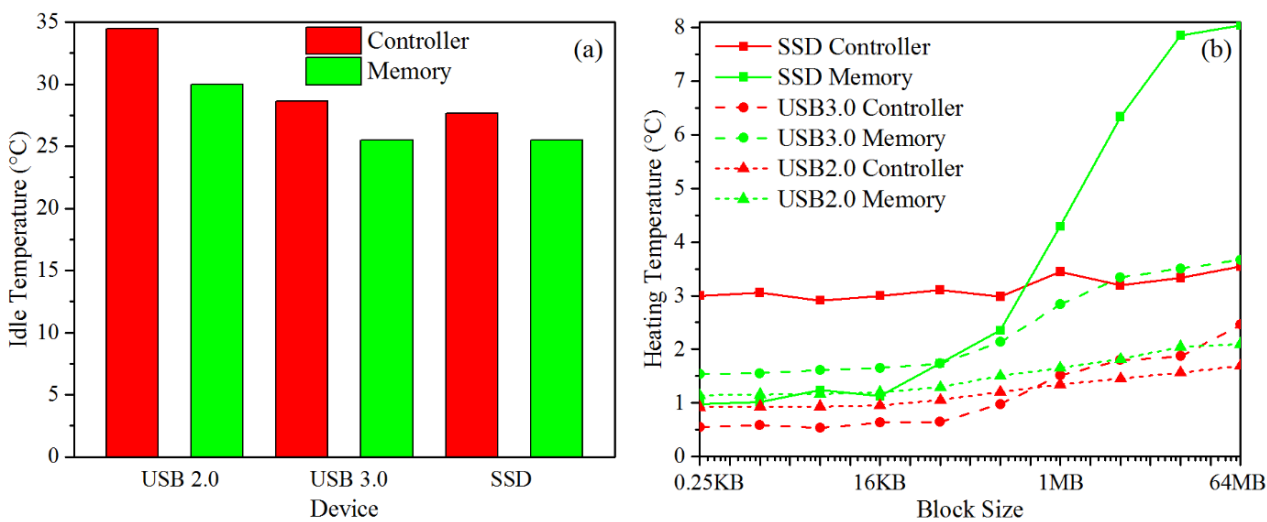
1.8.3 Արդյունքների քննարկում



Նկ. 1.19: USB2.0, USB3.0 եւ SSD հիշողության սարքերի արտապատկերված նկարները: Կարմիր եւ կանաչ ուղղանկյուններով նշված են սարքերի պրոցեսորներին եւ հիշողության բլոկներին համապատասխանող տիրույթները:

Նկ. 1.19-ում ցույց են տրված նկ.1.16-ի սարքերի համար ջերմության արտապատկերման արդյունքները, բեռնող ֆայլերի փաթեթի ծավալների տարբեր արժեքների դեպքում: Պրոցեսորների արտապատկերումից կարելի է տեսնել որ ջերմությունը կոնցենտրացված է կենտրոնում, իսկ հիշողության բլոկների դեպքում ջերմության կոնցենտրացումը եզրերում է: Օպտիկական

ինդիկատորի եւ արտապատկերվող մակերեւոյթի միջեւ հեռավորութիւնը բոլոր փորձերի ընթացքում պահվել է նույնը: USB2.0-ի արտապատկերման նկարներից կարելի է տեսնել, որ պրոցեսորի եւ հիշողութեան բլոկի ջերմութիւնները \$այլերի փաթեթի յուրաքանչյուր ծավալի դեպքում գրեթէ նույնն են մինչդէռ USB3.0-ի եւ SSD-ի դեպքում այդ ջերմութիւնները տարբերվում են: Պրոցեսորների տաքացումը բոլոր սարքերի դեպքում գրեթէ նույնն է, մինչդէռ սարքի աշխատանքի արագութեան մեծացմանը զուգընթաց հիշողութեան բլոկների ջերմաստիճանը աճում է: Չնայած որ ջերմային տեսախցիկները հաջողութեամբ կկարողանային ֆիքսել այս սարքերի ջերմութեան փոփոխութիւնները, այնուամենայնիվ առաջարկված ՁՍՕԻՄ տեխնիկան շնորհիվ իր բարձր ջերմազգայունութեան եւ տարածական լուծունակութեան, կարող է անփոխարինելի լինել որոշ խնդիրներում: Կատարվել է նաեւ հետազոտվող սարքերի ջերմութեան չափում սարքերի հանգստի ռեժիմում գտնվելու ընթացքում:

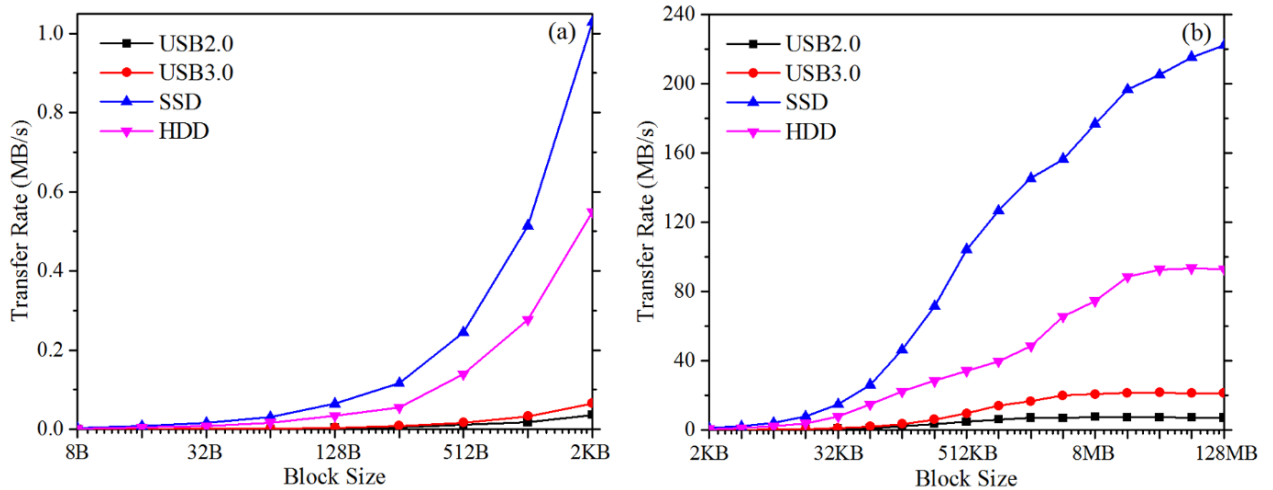


Նկ. 1.20: (a) հանգստի ռեժիմում հետազոտվող սարքերի ջերմաստիճանները եւ (b) սարքերի տաքացման ջերմաստիճանի կախումը բեռնող \$այլերի փաթեթի ծավալից կախված:

Նկ.1.20(a)-ն ցույց է տալիս հանգստի ռեժիմում սարքերի պրոցեսորների եւ հիշողութեան բլոկների ջերմութիւնները:

Չատկանշական է, որ բոլոր սարքերում պրոցեսորների ջերմությանը ավելի բարձր է քան հիշողության բլոկներինը, ինչը բնական է եւ նշանակում է որ հիշողության բլոկները հանգստանում են, մինչդեռ պրոցեսորները շարունակաբար գտնվում են հարցման ռեժիմում (համակարգիչը անընդհատ հարցումներ է ուղարկում սարքին): Նկ.1.20(a)-ից հետևում է, որ էներգախնայողության տեսանկյունից ամենալավ սարքը SSD-ն է, քանի որ մյուս սարքերի հետ համեմատած այստեղ հանգստի ռեժիմում պրոցեսորի եւ հիշողության բլոկի ջերմաստիճանները նվազագույնն են:

Ինչպես եւ կանխատեսվում էր սարքերի ջերմաստիճանները բարձրանում են բեռնող \$այլերի փաթեթի ծավալի աճին զուգընթաց: Այս առանձնահատկության հետազոտության համար 0.25կԲ-64ՄԲ փաթեթի ծավալների համար չափվել է սարքերի բաղադրիչների ջերմությանները, այս չափման արդյունքները պատկերված են նկ. 1.20(b)-ում: Կախված բեռնող փաթեթի ծավալից սարքի ջերմաստիճանը աճում է եւ հաստատվում: Փաթեթի ծավալների աճից կախված պրոցեսորի ջերմությանը համեմատաբար կայուն է քան թե հիշողության բլոկի ջերմաստիճանը: Սա նշանակում է, որ \$այլերի փաթեթի ծավալի մեծացումը ավելի շատ բեռնում է հիշողության բլոկը քան պրոցեսորը: Այս հետազոտության մեջ չափվել են նաեւ փոխանցվող փաթեթի ծավալից կախված հետազոտվող սարքերում տվյալների փոխանցման արագությանները: Տեսականորեն հայտնի թույլատրելի առավելագույն արագությանները USB2.0 եւ USB3.0 ինտերֆեյսերի համար համապատասխանաբար 480 Mb/s (60 MB/s) եւ 5 Gb/s (640 MB/s) են:



Նկ. 1.21: Հետազոտվող սարքերում ինֆորմացիայի փոխանցման արագության ներքին (a) մինչեւ 2 կԲ եւ (b) մինչեւ 128 ՄԲ ծավալով փաթեթների դեպքում:

Նկ. 1.21-ը ներկայացնում է ինֆորմացիայի փոխանցման արագության չափումները հետազոտվող նմուշների համար փոխանցվող տարբեր ծավալ ներքին փաթեթների դեպքում: Համեմատության համար այս տեղ ներառված է նաեւ արտաքին կշտ սկավառակի (HDD) տվյալները: Փոխանցման արագության չափումները ցույց են տալիս որ արագությանը էապես փոփոխվում է փոխանցվող բլոկի ծավալից կախված: Չափվող տվյալների առավել դիտարկելի ներկայացման համար դրանք ներկայացված են երկու գրաֆիկներով: Ինչպես ենթադրվում էր սարքերի արագագործության ներքին, ըստ աճման կարգի դասավորվում են հետեւյալ կերպ՝ USB2.0, USB3.0, HDD եւ SSD: Նկ. 1.21-ը ցույց է տալիս, որ փոխանցման արագությանը աճում է մինչեւ մի քանի ՄԲ հասնելը այնուհետեւ հագեցնում է: Այսպիսով ընդհանրացնելով կարող ենք ասել որ USB2.0, USB3.0, HDD եւ SSD հիշողության սարքերի համար չափված փոխանցման արագության ներքին համապատասխանաբար (0.2 kB/s – 7 MB/s), (0.3 kB/s – 21 MB/s), (2 kB/s – 92 MB/s) եւ (3.7 kB/s – 222 MB/s) են:

1.9 Ամփոփում

Այս գլխում ՁԱՕԻՄ-ի հետազոտության արդյունքները ցույց տվեցին նրա կենսունակությունը ջերմության ելեկտրամագնիսական դաշտերի արտապատկերման տեսակետից: Այս գլխում փորձնականորեն ցույց տրվեց, որ ՁԱՕԻՄ-ը ունի ներկայումս կիրառվող արտապատկերման եղանակներին համապատասխանող զգայունություն, տարածական լուծունակություն եւ արձագանքի տեղողություն: Քանի որ ՁԱՕԻՄ-ը հիմնված է սովորական CCD-տեսախցիկով օպտիկական մանրադիտակի համակարգի վրա, այն մեծ կիրառություն կարող է ունենալ տարբեր փորձարարական միջավայրերում ելեկտրամագնիսական դաշտերի եւ ջերմության տարածական արտապատկերման խնդիրներում: Մինչդեռ այս գլխի քննարկումներում կենտրոնացանք ԳԲՅ մոտակա դաշտերի եւ ջերմաստիճանի արտապատկերման վրա, ներկայացված հետազոտությունը փորձնականորեն ցույց տվեց նաեւ մետաղական նանոմասնիկների եւ մետաղական հոծ շերտի՝ ելեկտրամագնիսական դաշտի հետ փոխազդեցության տարբերությունները: Այսպիսով ՁԱՕԻՄ-ի կիրառությունը չի սահմանափակվում միայն արտապատկերման խնդիրներով, այն հաջողությամբ կարող է կիրառվել հաճախյին լայն տիրույթում նյութի եւ ելեկտրամագնիսական դաշտերի փոխազդեցությունը հետազոտելիս: Եւ քանի որ, այդպիսի փոխազդեցությունը կախված է նյութերի ելեկտրոմագնիսական հատկություններից, ուստի ՁԱՕԻՄ-ը կարող է կիրառվել նաեւ նյութի ելեկտրամագնիսական հատկությունների արտապատկերման խնդիրներում:

ԳԼՈՒԽ 2:

ՀԱՍՏԱՏՈՒՆ ՀՈՍԱՆՔԻ ԱՐՏԱՊԱՏԿԵՐՈՒՄԸ ՄԱԳՆԻՍԱՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԵՂԱՆԱԿՈՎ

Այս գլխում քննարկվում է էլեկտրոսխեմայում հաստատուն հոսանքի մագնիսաօպտիկական (ՄՕ) արտապատկերումը՝ մետաղ օրգանական տարալուծման մեթոդով պատրաստված բիսմութով փոխարինված իտրիում երկաթյա նռնաքարի ինդիկատորով: ՄՕ սենսորի միևնույն գրանցելի մագնիսական դաշտի արժեքը՝ ըստ հաշվարկների գնահատվել է մոտավորապես 0,2 Գ: Հաստատուն հոսանքի արտապատկերման ինտենսիվությունը մեծացնելու նպատակով ՄՕ արտապատկերման համակարգում վերլուծիչի ելքեւեռացուցիչի օպտիկական կողմնորոշման փոխարեն շրջվել է հոսանքի ուղղությունը: Ինչը էապես բարելավում է ազդանշան աղմուկ հարաբերությունը: Էլեկտրոսխեմայում հաստատուն հոսանքի շնորհիվ առաջացած մագնիսական դաշտերի բաշխումները նկարագրվել են նաեւ COMSOL Multiphysics ծրագրային միջավայրում: Համակարգչային նմանակման արդյունքները լավագույնս համապատասխանել են փորձարարական տվյալների հետ:

2.1 Ներածություն

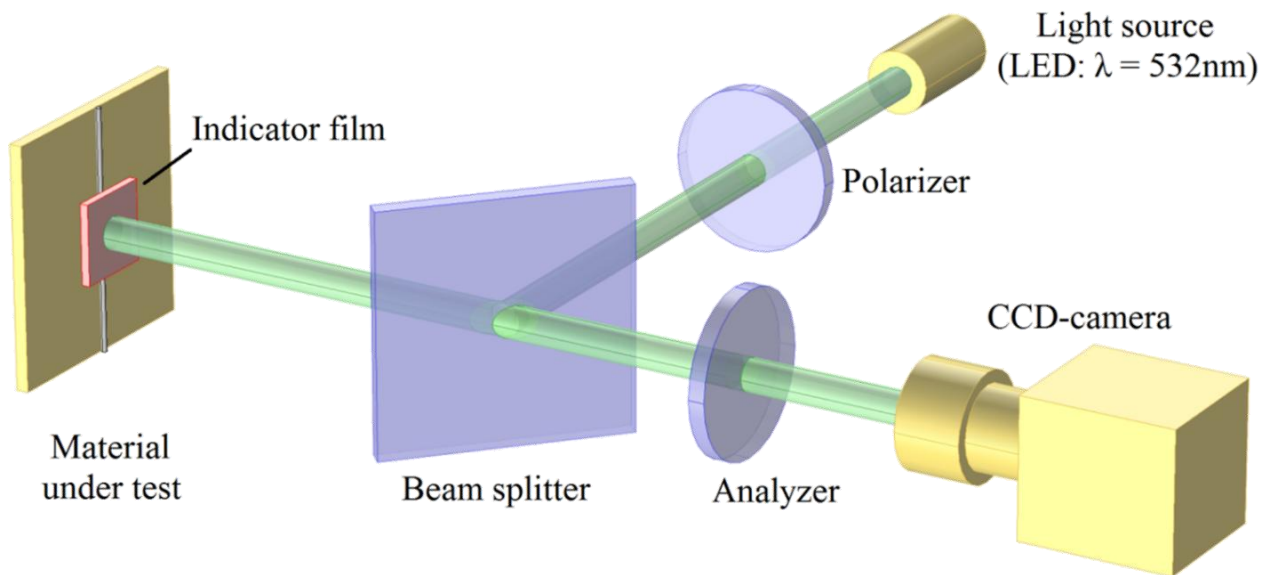
Դեֆեկտների հայտնաբերումը եւ վերլուծությունը մեծ կարեւորություն ունի ինտեգրալ միկրոէլեկտրոնային չիպերի եւ շղթայագծերի նախագծման խնդիրներում: Այս նպատակով օգտագործվում են տարատեսակ սենսորներ, ինչպես օրինակ Յուլի Էֆեկտով սենսորները [40], հոսքի փականով (flux gate) սենսորները [41], ինդուկցիոն կոճերը [42], մագնիսական ուժի մանրադիտարկման գազաթները [43], magneto-resistive սենսորները [44] եւ գերհաղորդիչ քվանտային ինտերֆերենցիոն սարքերը [45]: Այս բոլոր մեթոդները տեղեկություն են տալիս միկրոէլեկտրոնային շղթաներով հոսող հոսանքի առաջացրած մագնիսական դաշտի բաշխման մասին: Այս գրանցիչների շարքին է դասվում նաեւ մագնիսա-օպտիկական արտապատկերման համակարգը, որի զգայունությունը եւ կիրառելիությունը լայնորեն ուսումնասիրված են տարբեր հրատարակություններում [46-50]: Չնայած այն փաստին, որ ՄՕ արտապատկերումը իրագործելի է միայն հետազոտվող հարթությամբ մագնիսական դաշտի ուղղահայաց բաղադրիչի անհամասեռության առկայության դեպքում, շնորհիվ հոսանքատար հաղորդալարի համաչափության այս մեթոդը կիրառելի է հաստատուն հոսանքի կողմից ստեղծված մագնիսական դաշտի ամբողջական բաշխվածությունը արտապատկերելու համար: Յարկ Է նշել, որ ՄՕ արտապատկերման համար անհրաժեշտ մագնիսական դաշտի ուժգնությունը ապահովվում է հաստատուն հոսանքի այնպիսի արժեքների դեպքում, որոնց համար հոսանքակիր հաղորդալարերի ջոուլյան ջերմությունը կարող է արհամարհվել համեմատած սենյակային ջերմաստիճանի հետ եւ չի հանգեցնում ուսումնասիրվող նմուշի դեֆորմացիայի կամ քայքայման:

[51] աշխատանքը նվիրված է մագնիսա-օպտիկական ինդիկատորի վրա նստեցված մետաղական միկրոշերտային հաղորդիչ գծի մակերեւոյի հոսանքների արտապատկերումը: Չամաձայն հեղինակների հաշվարկների մագնիսա-օպտիկական արտապատկերման զգայունության սահմանը մոտավորապես եղել է 0,1 մԱմկմ:

Այնուամենայնիվ, իրական միկրոշթայ ազծերի ՄՕ արտապատկերման դեպքում անհնար է ունենալ ինդիկատորի եւ հոսանքի հաղորդալարերի հարում, ինչպես նշված նստեցման դեպքում է: Յետեւաբար, էլեկտրոսխեմայում հոսանքատար հաղորդալարերի առաջացած մագնիսական դաշտի արտապատկերումը կլինի քայլ առաջ եւ կբացի նոր հնարավորություններ միկրոէլեկտրոնային շղթաների հարթ եւ տարածական վերլուծության համար: Ժամանակակից միկրոէլեկտրոնիկայի մեջ միկրոշղթաները կարող են պարունակել բազում շերտեր եւ այսպիսի հետազոտությամբ հնարավոր կլինի ստանալ տեղեկություն յուրաքանչյուր շերտում հոսանքազծերի բաշխվածության համար:

Այս գլխում ցուցադրվում է հաստատուն հոսանքի ստեղծած մագնիսական դաշտի՝ ՄՕ արտապատկերման մեթոդ՝ հոսանքը շրջման եղանակով: Իրականացված են հաստատուն հոսանքների ՄՕ արտապատկերում եւ COMSOL Multiphysics ծրագրով համակարգչային նմանակներ, ինչպես էլեկտրոսխեմայի՝ այնպես էլ առանձին հաղորդալարերի համար: Ուսումնասիրվում է նաեւ ՄՕ համակարգի զգայունությունը, հետազոտվող նմուշների մագնիսական դաշտերի բաշխման պարզաբանումը եւ փորձերի ու համակարգչային նմանակման տվյալների համապատասխանությունը: Ի տարբերություն շերմային, օպտիկական, իոնային կամ էլեկտրոնային ճառագայթային մեթոդների՝ արտապատկերման այս մեթոդը չի ազդում հետազոտվող նմուշի վրա, եւ որպես էլեկտրոսխեմաների ուսումնասիրության անվնաս մեթոդ հաջողությամբ կարող է կիրառվել էլեկտրոսխեմաներում կառուցվածքների օպտիմալացման, ինչպես նաեւ դեֆեկտների հայտնաբերման խնդրիներում:

2.2 Փորձի նկարագրողությունը



Նկ.2.1: Մագնիսաօպտիկական արտապատկերման փորձարարական սխեման:

Նկ. 2.1-ում ցուցադրված է ՄՕ արտապատկերման համակարգի փորձարարական սխեման: ՄՕ արտապատկերման համար օգտագործվում է ապակյա տակդիրի վրա $\text{Bi}_1\text{Y}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ նռնաքարից ՄՕ ինդիկատոր պատրաստված մետաղ օրգանական տարալուծման մեթոդով [52, 53]: Այս ինդիկատորները օժտված են ՄՕ արտապատկերման համար անհրաժեշտ հատկություններով եւ պատրաստված են հեշտ եւ մառչելի մեթոդներով: ՄՕ համակարգում որպես լույսի աղբյուր օգտագործվում է Thorlabs LED M530L2 լուսադիոդը, որն ունի 532 նմ գերիշխող ալիքի երկարություն: Ցույց է տրվել, որ այս ալիքի շուրջը $\text{Bi}_1\text{Y}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ նռնաքարային թաղանթներն ունեն բարձր բարորակություն [54]: Փորձում՝ աղբյուրից, լույսը անցնում է բեռնացուցիչի միջով, այնուհետեւ կիսաթափանց հայելով լույսի փունջն ուղղվում է դեպի նմուշի դիմաց տեղադրված ՄՕ ինդիկատորը, որում հոսանքի առաջացրած մագնիսական դաշտի ազդեցությամբ գծային բեռնացված լույսի բեռնականությունը պտտվում է Տարադիրի անկյամբ: Այնուհետեւ, լույսը ինդիկատորի հետին մետաղական շերտից անցնում է ՄՕ շերտի միջով երկրորդ

անգամ: Քանի որ նռնաքարի միջավայրը ոչ փոխադարձելի է, գծային բեւեռացված լույսի հարթությունը եւս մեկ անգամ պտտվում է Տարադեյի անկյամբ տակ նույն ուղղությամբ: Այսիպիսով լույսը դուրս է գալիս ինդիկատորից $2\theta_F$ -ով պտտված, որի ինտենսիվությունը գրանցվում է CCD տեսախցիկի, կիսաթափանց հայելու եւ վերլուծիչի միջոցով: Էլեկտրոսխեմայում հոսանքի արժեքը փոփոխվել է, եւ ՄՕ արտապատկերումը կատարվել է հոսանքի երկու ուղղությունների համար էլ: Վերջապես, ձեռք բերված երկու պատկերները հանելով միմյանցից կատարվում է չափումներում աղավաղումների եւ ազդանշան-աղմուկ հարաբերակցության բարելավում:

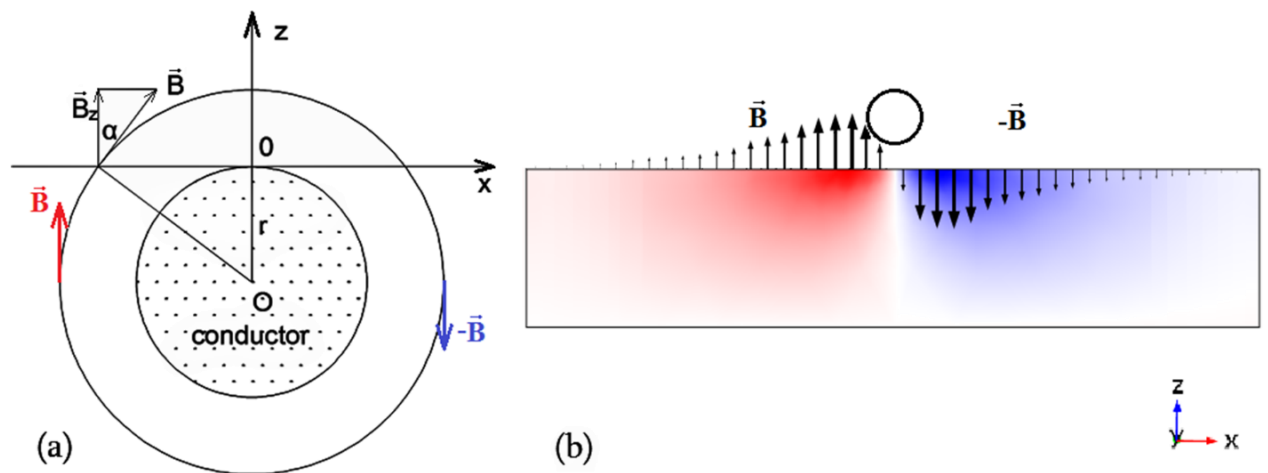
2.3 Տեսություն

Երբ վերլուծիչի ել բեւեռացուցիչի միջեւ անկյունը θ -է, ապա այդ համակարգից անցնող լույսի ինտենսիվությունը տրվում է հետևյալ հավասարմամբ՝ [55]

$$I_{out} = I_{in} \left(\sin^2 \theta + \frac{1}{Q} \cos^2 \theta + \theta_F \sin 2\theta + \theta_F^2 \cos 2\theta \right), \quad (2.1)$$

որտեղ θ_F -ը Ֆարադեյի պտույտի անկյունն է, Q -ն բեւեռիչների բարորակությունն է, I_{in} -ի եւ I_{out} -ը համապատասխանաբար լույսի մուտքային եւ ելքային ինտենսիվություններն են: Բեւեռացուցիչների միջեւ օպտիմալ θ_{opt} -անկյունը, որն ապահովում է արտապատկերման առավելագույն կոնտրաստ, պետք է լինի մոտ θ_F -ին [51]:

$$\theta_{opt} \cong \theta_F, \quad (2.2)$$



Նկ. 2.2: (a) Մագնիսական դաշտի z բաղադրիչի՝ x կորդինատից կախվածության հաշվումը եւ (b) հաստատուն հոսքի ստեղծած մագնիսական դաշտը: Սլաքները ցույց են տալիս B_z -ի ուղղությունը եւ ուժգնությունը:

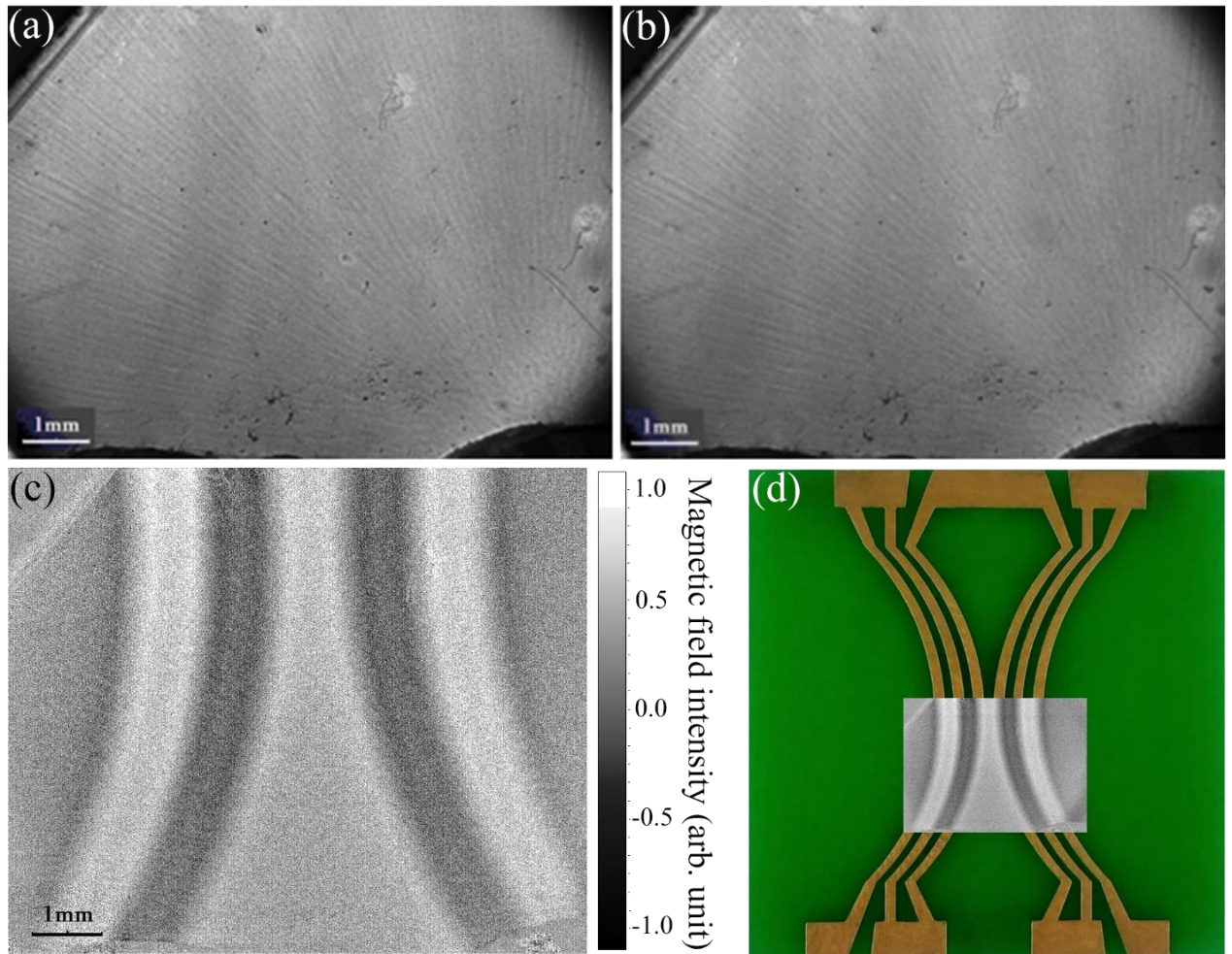
Կլոր, անվերջ երկար ուղիղ հաղորդալարի մագնիսական դաշտը հեշտությամբ կարելի է արտածել կիրառելով Ամպերի օրենքը: Ինչպես երեւում է նկ. 2.2(a)-ից մագնիսական դաշտի $B_z(x)$ բաղադրիչը x -երի առանցքի երկայնքով հավասար կլինի՝

$$B_z(x) = B \cos(\alpha) = \frac{\mu_0 J}{2\pi} \cdot \frac{x}{x^2 + r^2}, \quad (2.3)$$

որտեղ՝ μ_0 -ն վակուումում մագնիսական թափանցելիության է ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m), J -ն եւ r -ը համապատասխանաբար հաղորդալարի հոսանքը եւ շառավիղն են: Այստեղ մենք ենթադրում ենք, որ J -ն դրական է, երբ հոսանքի ուղղությունը հարթությունից դուրս է: Նկ. 2.2(b) ներկայացնում է հաստատուն հոսանքի առաջացրած մագնիսական դաշտի COMSOL Multiphysics համակարգչային նմանակման արդյունքը, որը ցույց է տալիս $B_z(x)$ -ի բաշխվածությունը կլոր հաղորդալարի դեպքում:

ՄՕ արտապատկերման նկարում յուրաքանչյուր պիկսելի ինտենսիվությունը համապատասխանում է Տարադեյի պտույտի անկյանը, որի արժեքը համեմատական է ինդիկատորում մագնիսական շերտի մագնիսացմանը: Այսպիսով, ստացված մագնիսական դաշտի B_z բաղադրիչի պատկերի ինտենսիվության բաշխումը ստանալու համար անհրաժեշտ է կատարել $\theta \rightarrow B_z$ անցումը, որը կկատարվի ինդիկատորի մագնիսական շերտի մագնիսացման հիստերեզով: Կլոր հաղորդալարի դեպքում մագնիսական դաշտի փորձարարական եւ տեսական արդյունքները կարելի է հեշտությամբ համեմատել օգտագործելով (2.3) հավասարումը եւ նկարագրված ընթացակարգը, բայց երբ շղթայ ազդերը ավելի բարդ են վերլուծական հաշվարկները դառնում են ավելի դժվար, եւ մագնիսական դաշտի բաշխման նկարագրության համար պահանջվում է իրագործել խնդրի համակարգչային նմանակում:

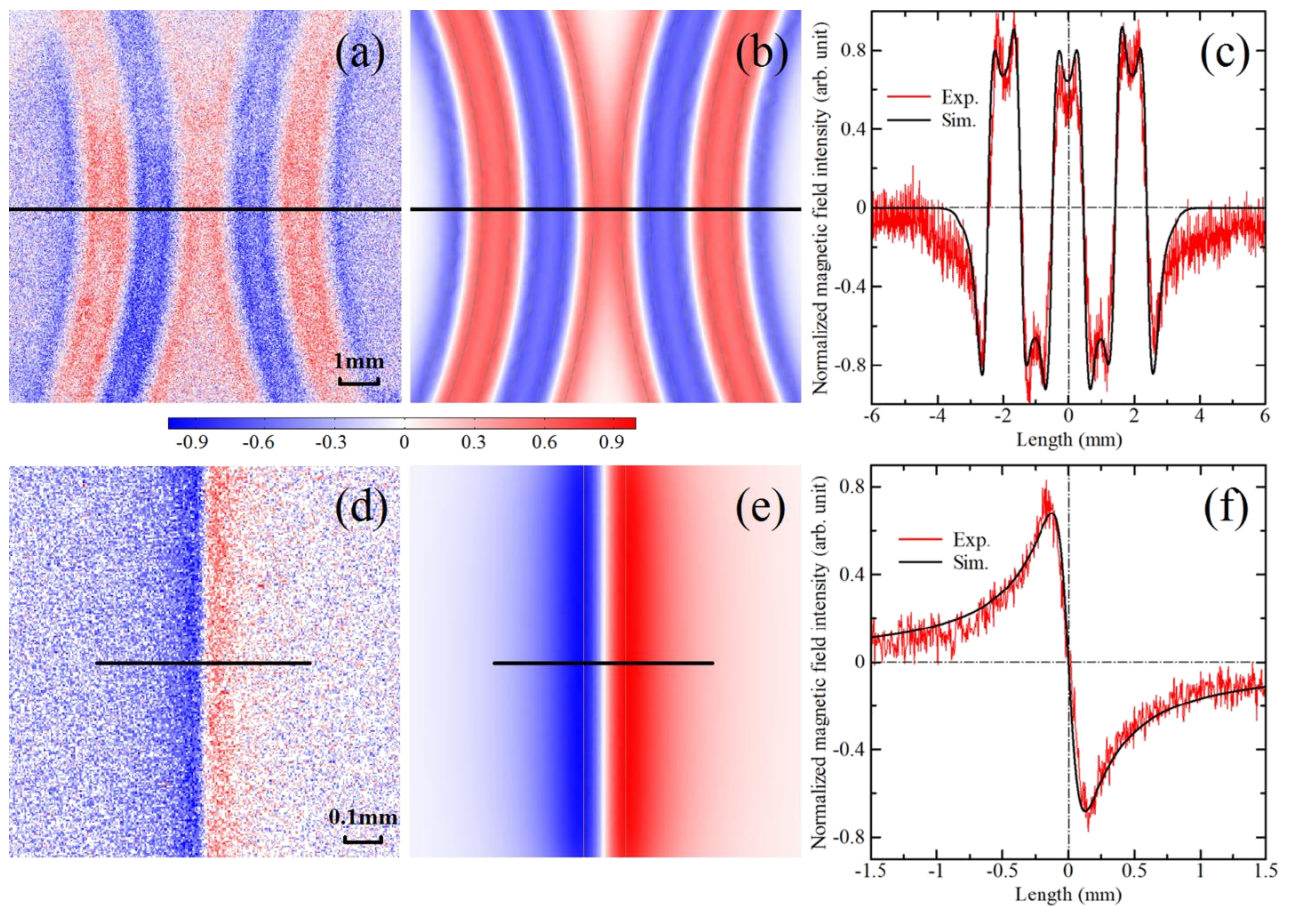
2.4 Արդյունքների քննարկում



Նկ. 2.3: ՄՕ արտապատկերման քայլերը՝ օգտագործելով հոսանքի շրջման մեթոդը: ՄՕ ստացված պատկերներ հոսանքի (a) ուղիղ եւ (b) հակադարձ ուղղությունների դեպքում: Հանված ՄՕ պատկեր (c) եւ (d) արտապատկերված նկարի համեմատությունը նմուշի իրական նկարի հետ:

Նկ. 2.3-ում ներկայացված է էլեկտրոսխեմայի նմուշի (նկ. 2.3(d)) արտապատկերման գործընթացը: Նկ. 2.3(a) եւ (b)-ն համապատասխանում են հաստատուն հոսանքի հակառակ ուղղություններով միջինացված ՄՕ պատկերներին: Նկ. 2.3(c)-ն ցույց է տալիս վերջնական ՄՕ պատկերը, որն իրենից ներկայացնում է նախորդ պատկերների տարբերությունը եւ նկ. 2.3(d)-ն ցույց է տալիս նմուշի համար օպտիկական եւ ՄՕ պատկերների համեմատությունը: Նկ. 2.3-ից

կարելի է հստակ տեսնել էլեկտրոսխեմայում հոսանքի ստեղծած մագնիսական դաշտի բաշխումը, որտեղ լուսավորել մոլթ տիրույթները համապատասխանում են մագնիսական դաշտի հակադիր ուղղություններին: 2.3 ենթագլխում նկարագրված ընթացակարգով հնարավոր է արտապատկերված ինտենսիվությունը փոխակերպել մագնիսական դաշտի, քանի որ մագնիսական դաշտի արժեքները գտնվում են այնպիսի տիրույթում, որտեղ ինդիկատորի մագնիսական շերտի մագնիսացման հիստերեզիսը կարելի է մոտարկել գծով:



Նկ. 2.4: (a), (d) Մագնիսական դաշտերի բաշխման փորձարարական և (b), (e) համակարգչային նմանակման նկարները, (c), (f) համակարգչային նմանակման և փորձարարական արդյունքների համեմատությունը՝ նշված սեւ գծերի երկայնքով, համապատասխանաբար էլեկտրոսխեմայի նմուշի և առանձին հաղորդալարի համար:

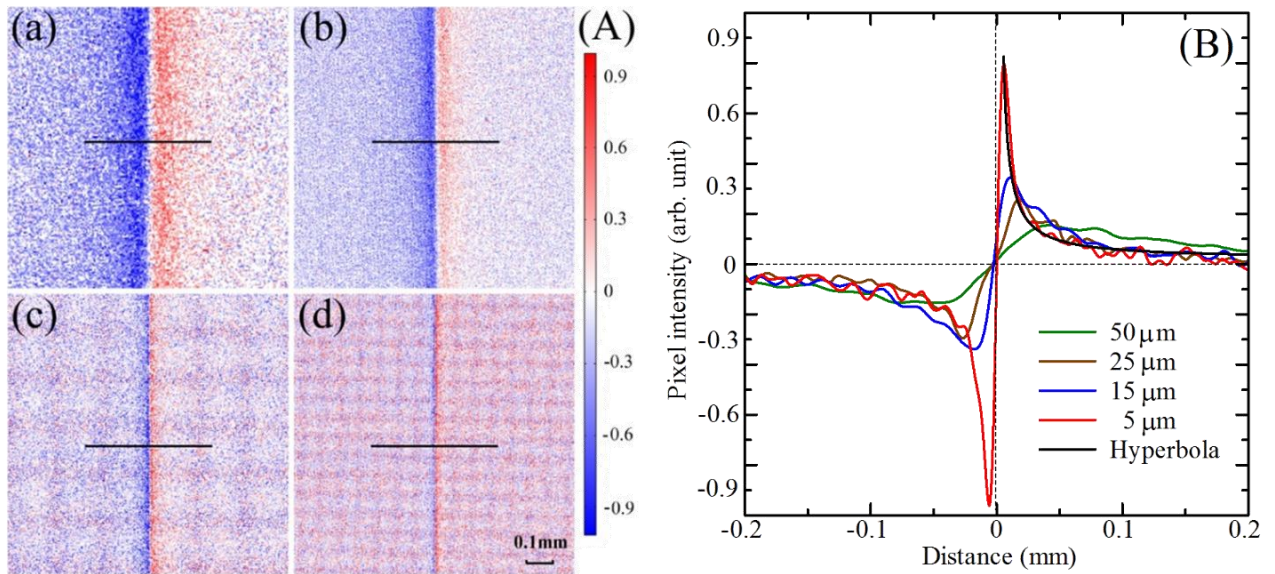
Արտապատկերման այս մեթոդը զգալիորեն բարելավում է չափման

հստակությունը եւ թույլ է տալիս խուսափել պատկերի մեջ դեֆորմացիաներից եւ տեղաշարժերից, բարելավում է արտապատկերման կոնտրաստը եւ թույլ տալիս չափումների ժամանակ փորձարարական ստենդը պահել մեկուսացված: Այսպիսով, ի տարբերություն բեւեռացման շրջման եղանակի այստեղ ամենեւին էլ անհրաժեշտ չէ ճշտորեն կարգավորել վերլուծիչի կողմնորոշման անկյունները: Նկ. 2.3(a) եւ (b)-ում կարելի է տեսնել որոշակի բծեր որոնք ստացվում են տարբեր աղբյուրներից, ինչպես օրինակ ինդիկատորի անհամասեռությունը, նրա վրա փոշեհատիկների առկայությունը, օպտիկական սարքերի ոչ կատարյալ լինելը եւ այլն: Այս երկու պատկերները հանելով՝ ստանում ենք արդյունարար պատկերը (c), որտեղ հաջողվում է խուսափել նմանատիպ բծերից եւ աղմուկներից, քանի որ դրանց դիրքերը ճշգրտորեն համընկնում են երկու նկարների համար էլ եւ տարբերությունը հաշվելիս ուղակի չեղարկվում են: Բեւեռացումը շրջելու մեթոդի դեպքում, կպահանջվեին բարձրորակ եւ պտույտի մեծ ճշգրտությամբ բեւեռացնող սարքեր: Ահա թե ինչու այս տեխնիկան պարզ է, ոչ թանկ, եւ հեշտկիրառելի, միեւնույն ժամանակ ապահովում է արտապատկերման ավելի մեծ ճշտություն:

Նկ. 2.4(a)-ն ցույց է տալիս էլեկտրոսխեմայի նմուշի ՄՕ արտապատկերված նկարները, (b)-ն ցույց է տալիս նույն նմուշի համար մագնիսական դաշտի բաշխման COMSOL Multiphysics համակարգչային նմանակման արդյունքը, եւ (c)-ն ցույց է տալիս նշված գծի երկայնքով արտապատկերման եւ համակարգչային նմանակման արդյունքների համեմատությունը: Նկ. 2.4(d)-(f)-ը ցույց են տալիս առանձին հաղորդալարի համար նույն համեմատությունը: Նկ. 2.4-ից կարելի է տեսնել, որ ՄՕ պատկերներում ինտենսիվության եւ մագնիսական դաշտերի բաշխումները ճշգրտորեն համապատասխանում են:

Նկ. 2.5(A)-ն ցույց է տալիս տարբեր շառավիղներով հաղորդալարերի ՄՕ պատկերները եւ արտացոլում է մագնիսական դաշտերի բաշխման տարբերությունները հաղորդալարերի շառավղից կախված: Նկ. 2.5(B)-ում բերված են նույն հաղորդալարերի համար նշված գծով դաշտերի բաշխվածության կորերը: Կարելի է տեսնել,

որ մագնիսական դաշտի z բաղադրիչի մաքսիմումները հետևում են հիպերբոլիկ կախվածությանը: Ճատ կարելի է հաշվի առնել սաայն ժամանակ, երբ ինդիկատորի հարումը հետազոտվող նմուշին անհնար է, եւ արտապատկերումը պետք է կատարվի որոշակի հեռավորություններից:



Նկ. 2.5: (A) (a) 50 մկմ, (b) 25 մկմ, (c) 15 մկմ, and (d) 5 մկմ շառավղերով հաղորդալարերի հոսանքի ՄՕ պատկերներ: (B) դաշտի ինտենսիվության կոորդինատից կախվածությունը վերցված ՄՕ պատկերների վրանշված սեւ գծերին համապատասխան:

Օ. Գալստյանի եւ համահեղինակների աշխատանքում [56] հեղինակները հայտնում են, որ մագնիսաօպտիկական սենսորով մագնիսական դաշտի գրանցելի նվազագույն ինտենսիվությունը մոտ 5 Oe է, երբ արտապատկերումը կատարվում է կիրառված մագնիսական դաշտով ստացվող պատկերից ֆոնային պատկերը հանելու միջոցով: Այս գլխում առաջարկվող արտապատկերման մեթոդի դեպքում ուղիղ եւ հակադարձ հոսանքներին համապատասխանող պատկերների տարբերությունը թույլ է տալիս ոչ միայն խուսափել գրանցվող աղմուկներից, այլ այն նաեւ բարձրացնում է վերջնական ստացված պատկերի կոնտրաստը: Քանի որ ինդիկատորի մագնիսացման կախվածությունը մագնիսական դաշտի հոսքից ունի հիստերեզիսային վարքագիծ, երկու հակադիր

հոսանքների դեպքում մագնիսացման տարբերությունները երկու անգամ ավելի մեծ է ստացվում Φ ունային տարբերության մեթոդի համեմատությամբ $(M(B)-M(-B)) > 2(M(B)-M(0))$: Սա նշանակում է, որ նույնիսկ կրկնակի քիչ միջինացման կադրերի քանակով ստացվող արտապատկերման նկարի ինտենսիվությունը ավելի մեծ կլինի համեմատած Φ ունային մեթոդով նկարի հետ: Ինչպես ցույց է տրված տարբեր հրատարակություններում ՄՕ սենսորների զգայունությունը (նվազագույն գրանցելի մագնիսական դաշտի սահմանը) մոտ 1G է [46-48]: Այնուամենայնիվ, շրջվող հոսանքի մեթոդով չափումներում հաջողվել է գրանցել 0,6 Φ մագնիսական դաշտորը համապատասխանում է 32 մԱ հաստատուն հոսանքի ստեղծած դաշտին, երբ հաղորդալարի շառավիղը 50 մկմ է:

Երբ հոսանքի մետաղալարը չափազանց բարակ է, դաշտի արտապատկերման համար պետք է հաշվի առնել համակարգի տարածական լուծունակությունը, եւ զգայունությունը: Տարածական լուծունակությունը կախված է բազմաթիվ գործոններից, ինչպիսիք են ինդիկատորի ՄՕ հատկությունները, CCD տեսախցիկի լուծունակությունը եւ բացվածքի ապերտուրան եւ այլն: Այսպիսով, յուրաքանչյուր չափման համակարգի համար տարածական լուծունակությունը կարող է լինել տարբեր, օրինակ՝ աշխատանք [57]-ում ՄՕ արտապատկերման համար համակարգի լուծունակությունը գնահատվել է մոտ 0,6 մկմ: Հաշվի առնելով առաջարկվող արտապատկերման համակարգի տարածական լուծունակությունը եւ չափումներում միջինացման կադրերի քանակի ընտրությամբ աղմուկի գրանցվող աղմուկի ճնշումը մագնիսաօպտիկական համարկարգի զգայունությունը գնահատվել է 0,2 Φ որը համապատասխանում է 5 մկմ շառավղով հաղորդալարով հոսող 1 մԱ հոսանքի ստեղծած դաշտին: Հաշվի առնելով վերելում գնահատված եւ նախկինում հրապարակված [46-48, 56] կարելի է ասել, որ ՄՕ արտապատկերման համար բեւեռացման շրջման փոխարեն առավել արդյունավետ է կիրառել մագնիսական դաշտի շրջումը (եթե դա հնարավոր է):

2.5 Ամփոփում

Այս գլխում ներկայացվեց հաստատուն հոսանքների արտապատկերման միջոցով էլեկտրասխեմաների մագնիսաօպտիկական վերլուծության նոր մեթոդ: Արտապատկերման այս մեթոդի համար սկզբունքորեն գոյություն ունի հաղորդալարերի չափսերի որեէ սահմանափակումներ եւ հնարավոր է արտապատկերել նույնիսկ անվերջ բարակ հաղորդալարի հոսանքի ստեղծած մագնիսական դաշտը: Այս մեթոդի առավելությունն է 0.2 Գ-ից պակաս ՄՕ զգայունության բարելաված արժեքը եւ առանց վերլուծիչի օպտիկական կողմնորոշումը փոխելու արագ արտապատկերումը:

Ֆարադեյի երեւույթով հաստատուն հոսանքի արտապատկերման նկարագրված ՄՕ մեթոդը նոր հնարավորություններ է ստեղծում ինժեներների եւ միկրոէլեկտրոնիկական սարքերի հետազոտողների համար թեստավորման եւ սխեմաներում դեֆեկտների հայտնաբերման խնդիրներում: Այսպիսի հեշտ կիրառվող եւ մառչելի համակարգի օգտագործումը (ներառյալ ինդիկատորի պատրաստումը) նախընտրելի միջոց կարող է լինել միկրոէլեկտրոնիկայում ինտեգրալ սխեմաների եւ սարքերի հետազոտության համար:

ԳԼ ՈՒ Խ3:

Լ ՈՒ ՅՍԻ ԸՆՏՐՈՂՈՒՆԱԿ ԱՌԿԱՅՆՈՒՄՆԵՐԸ ԿԱՊԿԱՃ ԳԼ ԱՆԱՅԻՆ ԱԼ ԻՔԱՏԱՐՆԵՐՈՒՄ

Այս գլխում ներկայացված է դիէլեկտրիկ-մետաղ-դիէլեկտրիկ կոնական համակարգում ներքին եւ արտաքին ալիքատարների միջեւ կապված մոդերի առաջացումը: Պարզվել է, որ էներգիայի արտամղումը ներքին ալիքատարից արտաքինին խիստ ընտրողունակ է հետազոտվող համակարգի բնութագրերի նկատմամբ: Որպես կիրառության օրինակներ ներկայացվում են՝

- Մետաղապատ կոնական գազաթով մանրաթելի՝ հեղուկից դուրս գալու դեպքը, երբ արտաքին ալիքատարը մանրաթելի գազաթին առաջացող հեղուկի փոփոխական հաստությամբ մենիսկն է:
- Դիմեթիլ սուլֆոքսիդով տարայում ջրի կաթիլներ ավելացնելու դեպքը, երբ մետաղապատ կոնական գազաթը տեղակայված է անշարժ: Այս դեպքում արտաքին ալիքատարը կոնական գազաթի վրա ձեւավորվող/քայքայվող դիմեթիլ սուլֆոքսիդ/ջրի շերտն է, որի եւ հաստություները, եւ դիէլեկտրիկական հատկությունները պրոցեսի ընթացքում փոփոխվում են:

Առաջին դեպքում մանրաթելի կոնական գազաթի նկատմամբ՝ հեղուկի 50 նմ տեղաշարժն անգամ, առաջացնում է նրանից դուրս եկող լույսի հզորության զգալի փոփոխություններ: Հեղուկի մակերեւոյթի այսպիսի նանոմետրական տատանումների գրանցումը նոր հեռանկարներ է ստեղծում, տարատեսակ զգայուն սարքերի նախագծման ոլորտում: Երկրորդ դեպքում գրանցվող առկայ ծումները հնարավորություն են ընձեռում հետազոտել կոնական գազաթի վրա ձեւավորվող թաղանթի հիդրոդինամիկական եւ էլեկտրամագնիսական հատկությունները, ինչպես նաեւ գաղափար կազմել հեղուկների միջեւ փոխազդեցության մասին:

3.1 Ներածություն

Ինչպես կիսահաղորդչային էլեկտրոնիկայում՝ օպտիկամեխանիկայում էլս, սարքավորումների չափերի փոքրացումն ընդհուպ ենթաալիքային տիրույթի ժամանակի թելադրանք է [58]: Օպտիկամեխանիկայի ոլորտն ուսումնասիրում է լույսի եւ նանոկամ միկրո-մեխանիկական շարժման փոխազդեցությունը: Նանոարտադրությունում արդեն իսկ նախագծվում են միկրո եւ նանոմեխանիկական ռեզոնատորներ որոնցում մեխանիկական շարժումը կապված է էլեկտրամագնիսական դաշտերի հետ [59]:

Ստանդարտ օպտիկամեխանիկական համակարգը՝ լազերով դեկավարվող օպտիկական խոռոչ է, որի ռեզոնանսային հաճախականությունը փոփոխվում է այդ խոռոչի մեխանիկական շարժմամբ [60]: Այս պարզագույն համակարգի աշխատանքի հիմնված է սլյալ օբյեկտի օպտիկական եւ մեխանիկական մոդերի համապատասխանության վրա: Կան նաեւ բազմամոդ օպտիկամեխանիկական համակարգեր, որոնցում օպտիկական ազդանշանի եւ մեխանիկական տատանումների միջեւ գործում են միանգամից մի քանի կապեր:

Պարզվում է օպտիկական եւ մեխանիկական/վիբրացիոն մի քանի կապով (բազմամոդ) օպտիկամեխանիկական համակարգերով հնարավոր է հետազոտել բազում երեւույթներ [61-71]: Այսպիսի հետազոտությունների շարքում առանձնահատուկ են հետադարձ կապով օպտիկամեխանիկական համակարգերը, որոնցում մեխանիկական ազդեցության ենթարկված լույսն իր հերթին ազդում է մեխանիկական համակարգի վրա [72-74]:

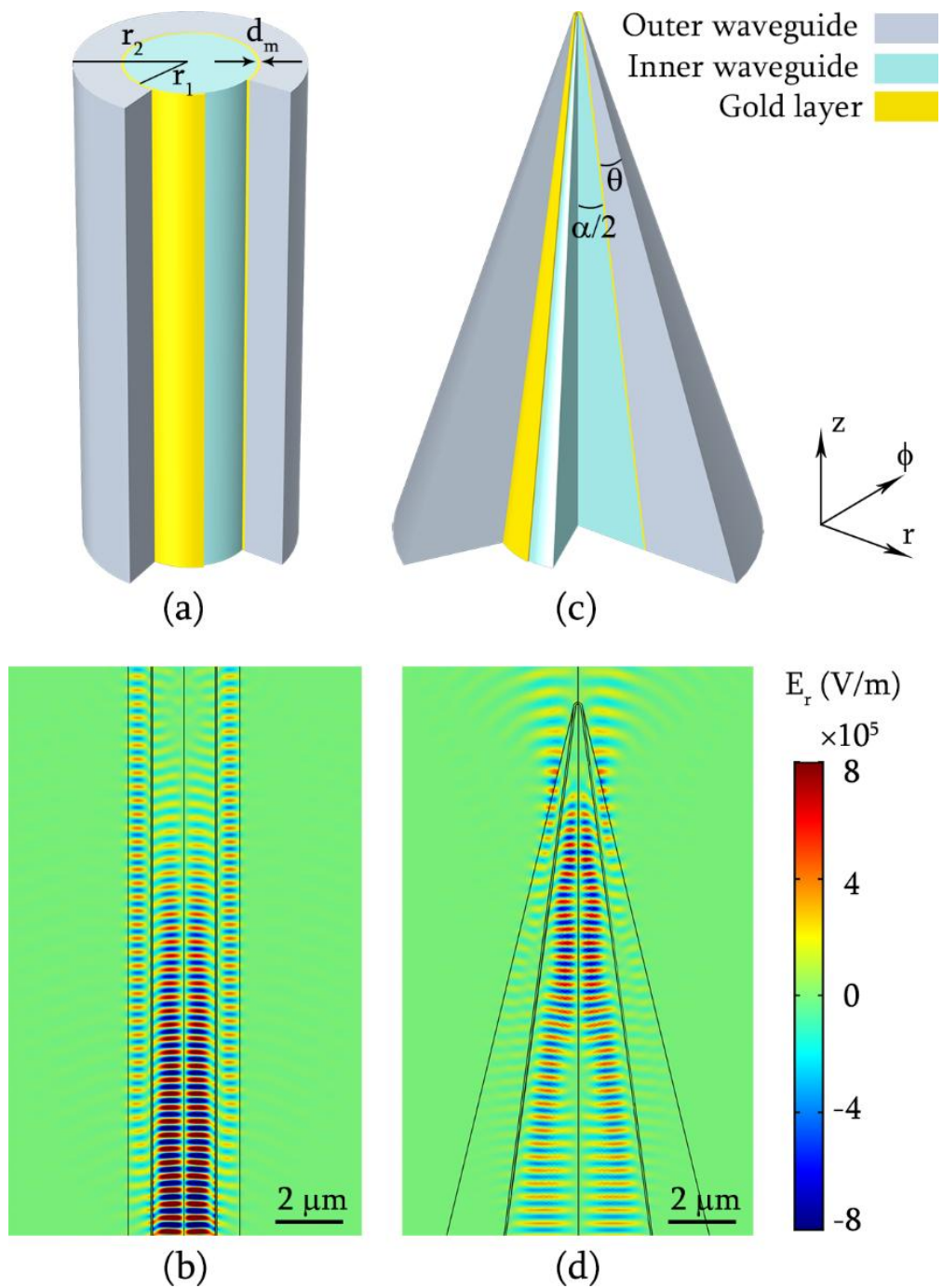
Այս ոլորտը միտված է արագ զարգացման եւ իր մեջ է ներառում նանոֆիզիկայի ու քվանտային օպտիկայի որոշակի բաղադրիչներ [75, 76]: Այսպես օրինակ. նանոչափերի մեխանիկական տատանակներ օգտագործվում են ուժի [77-79], զանգվածի [80-82], լիցքի [83], ինչպես նաեւ տատանումների [84] եւ արագացման [85] գերզգայուն գրանցիչներում: Մեխանիկական համակարգերի քվանտային վարքի

Ուսումնասիրության ներում վերը նշված նախամետրական տատանակները կապակցվում են օպտիկական եւ էլեկտրոնային ռեզոնատորների հետ [86-90]: Շնորհիվ մեծ բարորակության, այս տատանակները ճշգրտորեն նկարագրում են մեխանիկական համակարգերը:

Ճշգրիտ չափումներ կարելի է իրականացնել նաեւ կապված ալիքատարների օպտիկամեխանիկական համակարգերի միջոցով: Մասնավորապես, երբ ներքին ալիքատարից դեպի արտաքին՝ լույսի արտամղումը ունի խիստ ռեզոնանսային/ընտրողունակ բնույթ: Ստորեւ քննարկվում է այդպիսի կապված ալիքատարային համակարգի պարզագույն օրինակ:

3.2 Հեղուկի մենիսկով պայմանավորված առկայ ծու մներ

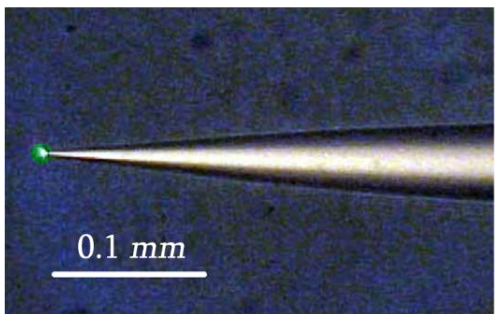
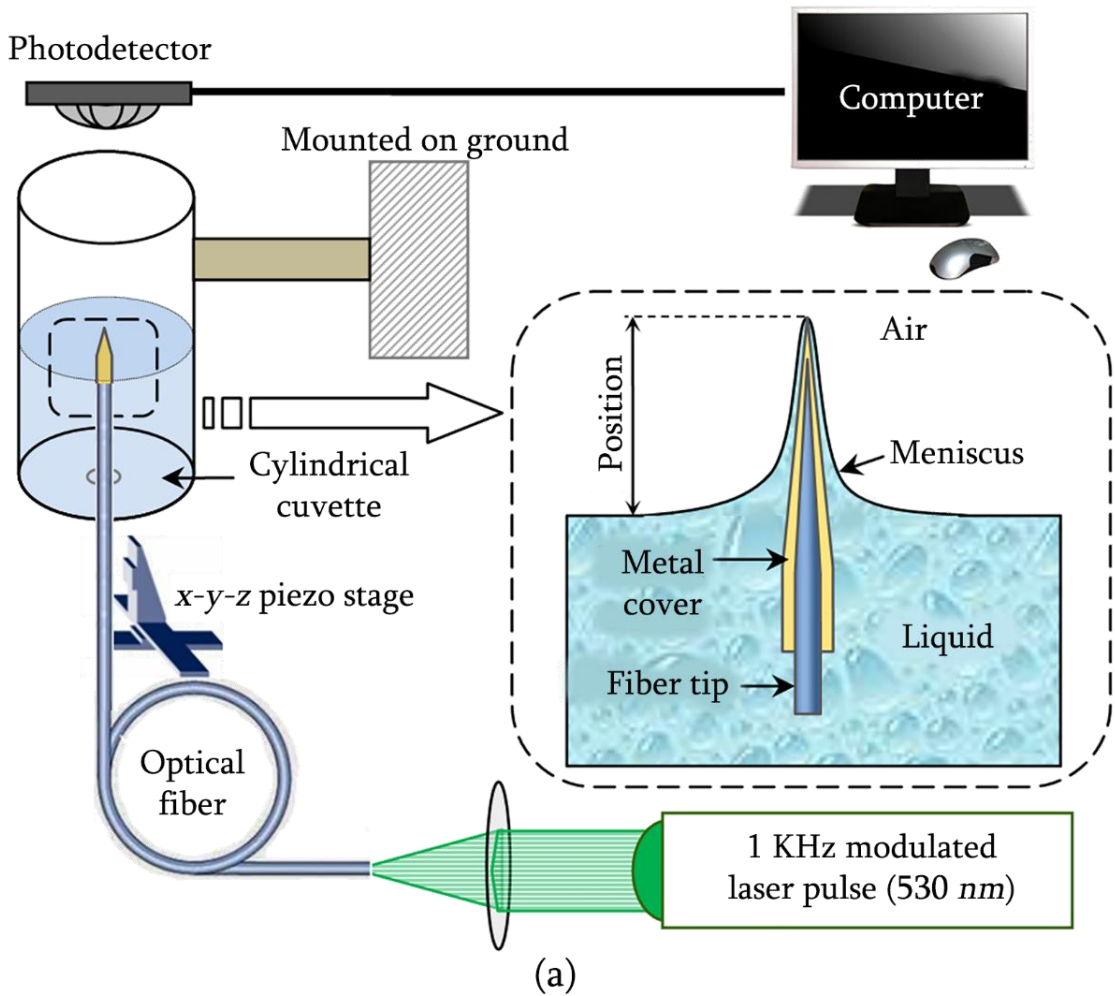
Չնայած որ կապված ալիքատարներում ընթացող արոցեսները և ալ ուսումնասիրված են այնուհանդերձ նոր հետազոտությունները եւ դրանց հետաքրքիր կիրառությունները դեռեւս իրատեսական են: Առանձնահատուկ ուշադրության է արժանի գլանային ներդրված ալիքատարների միջեւ կապի հետազոտությունը:



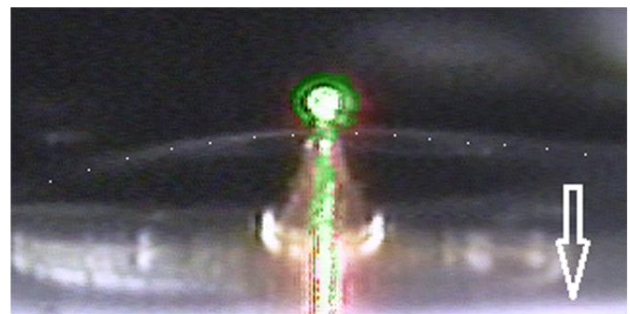
Նկ. 3.1: Ներդրված գլանային եւ կոնական ալիքատարների համակարգեր: (a) եւ (c) գլանային եւ կոնական համակարգերի երկրաչափությունը, (b) եւ (d) համակարգչային նմանակման արդյունքները ներքին եւ արտաքին ալիքատարներում կապի առկայության դեպքում:

Նկ. 3.1-ում ցույց է տրված այդպիսի կապված ալիքատարների օրինակ, բաղկացած դիէլեկտրիկ ներդրված գլաններից եւ նրանց բաժանման սահմանով բարակ մետաղական շերտից: Այս համակարգը ներքին եւ արտաքին ալիքատարների համակարգ է որոնցում կախված ալիքատարների նյութի տեսակներից ու դրանց երկրաչափական չափսերից կարող են առաջանալ տարատեսակ կապեր: Նկ. 3.1(b)-ում բերված է այդպիսի կապի օրինակ, երբ հիմնական մոդով տարածվող լուսային էներգիան ներքին ալիքատարից արտամղվում է արտաքին ալիքատար: Ընդհանրապես ներքին եւ արտաքին ալիքատարների միջեւ կապը կախված է եւ ալիքատարների չափսերից եւ նրանց դիէլեկտրիկական թափանցելիությունից: Փորձնականորեն ալիքատարների միջեւ կապը դիտարկելիս նպատակահարմար է փոխել արտաքին ալիքատարի շառավիղը: Եթե ներքին գլանային ալիքատարը փոխարինենք կոնական գագաթով եւ իր առանցքի ուղղությամբ շարժվելով այն դանդաղորեն դուրս հանենք ալիքատարը թրջող հեղուկից, ապա գագաթի վրա ձեւավորվող հեղուկի մենիսկը կծառայի իբրեւ փոփոխական հաստությամբ արտաքին ալիքատար, եւ այդ հաստության որոշակի արժեքների դեպքում կոնական գագաթից կդիտվեն լույսի առկայ ծումներ Նկ.1(c): Այստեղ գլանային կառուցվածքը կոնականով փոխարինելը լուծվում է երկու խնդիր. առաջին՝ թույլ է տալիս ունենալ փոփոխական հաստությամբ հեղուկի շերտ եւ երկրորդ՝ հեշտացնում է լույսի ներքին ալիքատարից արտաքինին անցումների գրանցումը, քանզի մետաղապատ կոնական գագաթից հետանդրարձող լույսը կապի առկայության դեպքում անցնելով արտաքին ալիքատար ճառագայթում է դուրս Նկ. 3.1(d):

3.2.1 Փորձի նկարագրումը ու ն



(b)



(c)

Նկ. 3.2: Փորձի սկզբունքային սխեման: (a) փորձարարական ստեղծումը, (b) սրված մանրաթելի ոսկեպատ ծայրի օպտիկական նկարը եւ (c) գլիցերինի մենիսկի օպտիկական նկարը՝ կոնական գազաթի հեղուկից դուրս գալուց:

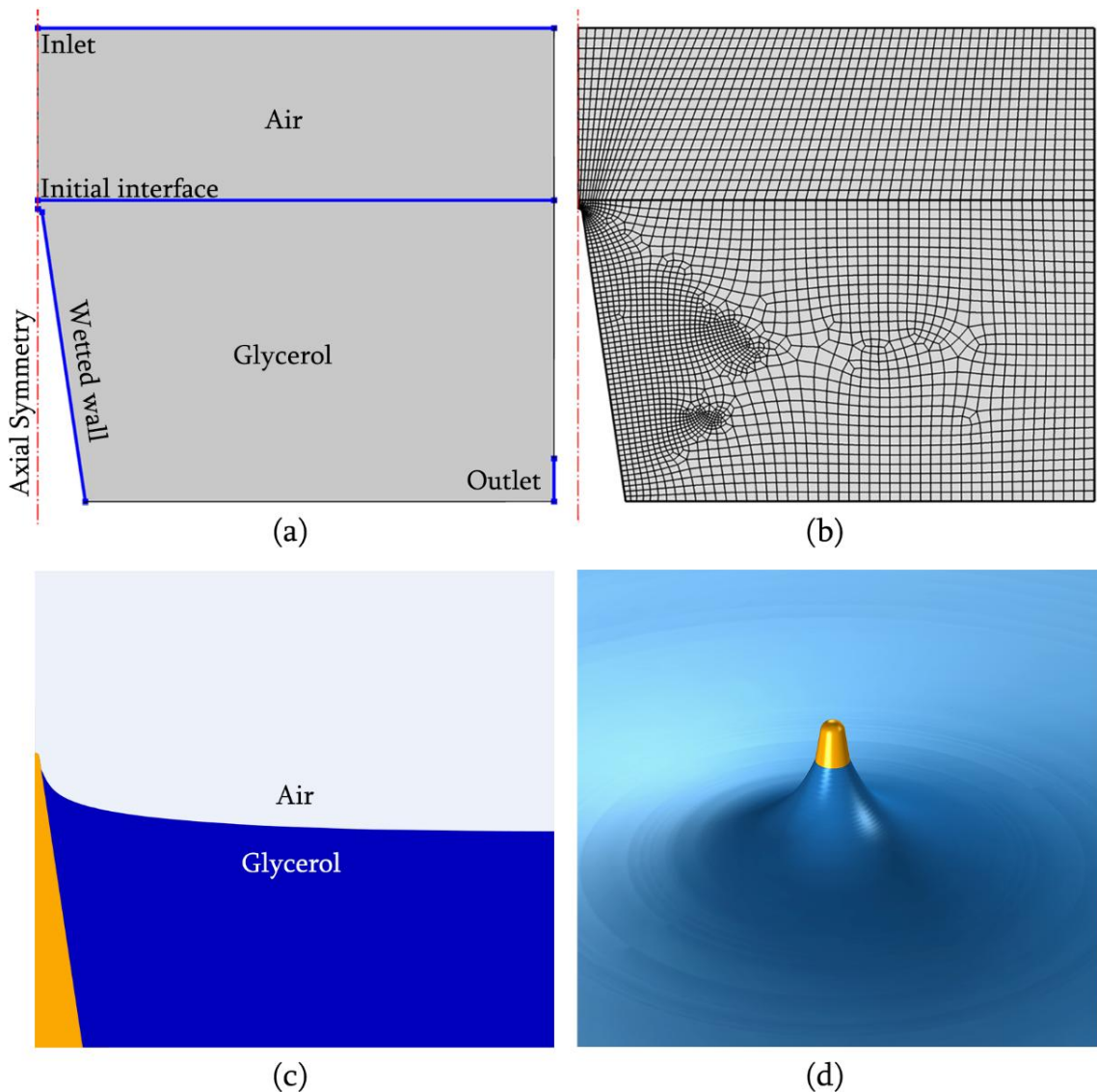
Փորձում լուսային էներգիայի անցումը ներքին ալիքատարից

դեպի արտաքին հեշտ է ստանալ, երբ արտաքին դիելեկտրիկական ալիքատարի հաստությունը փոփոխվում է: Այդպիսի փոփոխություն հնարավոր է ստանալ, երբ հեղուկում ընկղմված մետաղապատ կոնական գազաթը դանդաղորեն դուրս է գալիս հեղուկից՝ մակերեւոյթին ձեւավորելով հեղուկի մենիսկ: Հարկ է նշել որ հեղուկի մակերեւոյթի եւ մետաղապատ մանրաթելի շարժման պարբերությունը պետք է զգալիորեն փոքր լինի այդ հեղուկի համար մենիսկի ձեւավորման տեւողությունից (համակարգչային մոդելում ստացվող տվյալներով մենիսկի ձեւավորումը տեւել է մոտ 0,1 վրկ, իսկ կոնական գազաթի տատանման պարբերությունը՝ 2-4 վրկ):

Փորձի սկզբունքային սխեման պատկերված է նկ. 3.2(a)-ում: Կանաչ լույսի (530 նմ ալիքի երկարությամբ) 100 մկտ կիսահաղորդչային լազերի փունջը հավաքող ոսպնյակի միջոցով ուղղորդվում է դեպի 50 մկտ տրամագծով բազմամոդ օպտիկական մանրաթել: Նախապես, մանրաթելի ծայրը քիմիական խածառման մեթոդով սրվել է ընդհուպ 1 մկմ [91] եւ պատվել է ոսկու 50 նմ շերտով: Ստացված կոնի գազաթի անկյունը մոտ 17° նկ. 3.2(b): Փորձում օգտագործվել են գլիցերինի 80-100 տոկոսանոց լուծույթներ, որոնք լցված են եղել քվարցե գլանային տարայի մեջ: Տարան ամրացվել է 20 նմ քայլով պիեզոէլեկտրական շարժողական համակարգին: Այսպիսով հեղուկի եւ օդի բաժանման սահմանի հարաբերական շարժումը ապահովվել է մանրաթելի՝ մոտ 25 մկտ լայնությամբ ուղղահայաց տատանմամբ, ինչպես ցույց է տրվում նկ. 3.2(c)-ում: Մանրաթելի պարբերական շարժման ընթացքում, որոշակի հեռավորության վրա տեղակայված ֆոտոդիոդով գրանցվել է ճառագայթվող լույսի ինտենսիվությունը: Մանրաթելի շարժումը, ինչպես նաեւ տվյալների հավաքագրումը եւ մշակումը իրականացվել է LabVIEW ծրագրային միջերեսում, մասնավոր ծրագրի միջոցով:

3.2.1 Համակարգչային նմանակում

Խնդրի համակարգչային նմանակումը իրականացվել է COMSOL Multiphysics ծրագրային միջերեսում: Նախ, “Laminar Flow” եւ “Phase Field” փաթեթների համակցմամբ կառուցվել է մոդել, ոսկեպատ կոնական գազաթի վրագլիցերինի մենիսկի ձեւավորումը ուսումնասիրելու համար, այնուհետեւ “Wave optics” փաթեթում՝ մենիսկի համար արդեն իսկ պարզեցված երկրաչափությամբ, մոդելավորվել են վերը նկարագրված օպտիկական երեւույթները եւ ներքին ու արտաքին ալիքառարների միջեւ կապը:



Նկ. 3.3: Համակարգչային նմանակման մոդելը: (a) եզրային եւ

սկզբնական պայմանները, (b) ցանցի խողովան բաշխումը ըստ խնդրի համաչափության, (c) գլիցերինի մոդելավորված մենիսկը ոսկյա կոնական մակերեւոյթի վրա եւ (d) մոդելավորված մենիսկի եռաչափ տեսքը:

Հաշվողական ռեսուրսները խնայելու համար, օգտվելով խնդրի համաչափությունից համակարգչային նմանակման մոդելները կառուցվել են գլանային կոորդինատական համակարգում, երբ որոնելի ֆունկցիաների կախվածությունը φ փոփոխականից հաստատուն է: Այս դեպքում խնդրի մոդելավորումն էապես պարզեցվում է, քանի որ այն եռաչափ դեպքից (ρ, φ, z) բերվում է երկչափի (ρ, z) : Երկչափ կոորդինատական համակարգում խնդրի լուծումից հետո որոնելի մեծությունների եռաչափ տեսքը ստանալու համար ստացված լուծումները ուղղակի պտտում ենք համաչափության առանցքով:

Նկ. 3.3(a) ում ցույց է տրված մոդելում սահմանված եզրային եւ սկզբնական պայմանները, որտեղ`

“Air”, “Glycerol” եւ “Initial interface”-ը սահմանված սկզբնական պայմաններն են օդի, գլիցերինի եւ գլիցերինի նախնական մակերեւոյթին համապատասխան

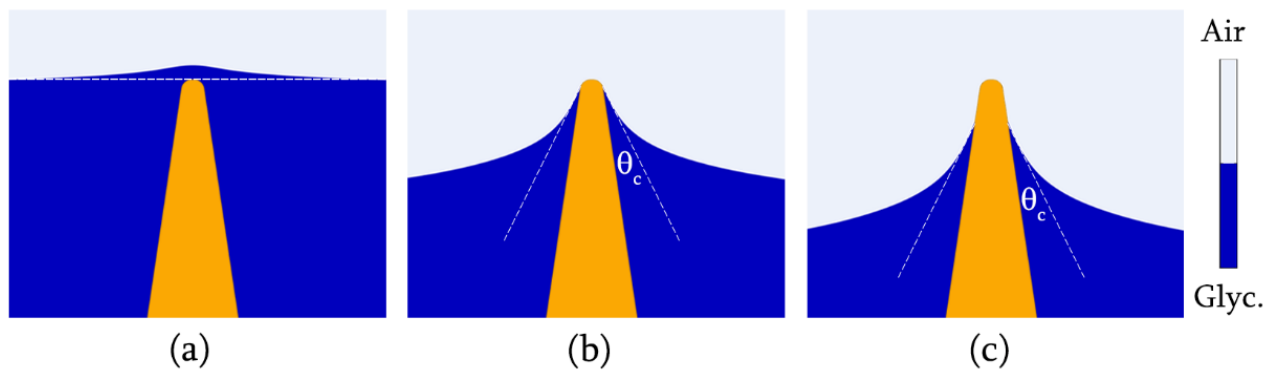
“Inlet” եւ “Outlet”-ը օդի եւ գլիցերինի ներհոսքը եւ արտահոսքն են

“Wetted wall”-ը թրջման եզրային պայմանն է, այստեղ կոնտակտային անկյունը սահմանել ենք 10°

“Axial Symmetry”-ն համաչափության առանցքն է:

Մոդելում հաշվարկները կատարվել են ծանրության ուժի ազդեցությամբ, հեղուկի մակարդակը իջեցվել է “Inlet” եւ “Outlet” գործիքաչարի միջոցով այնպես, որ հոսքը պահպանվել է լամինար եւ մենիսկի ձեւավորման տեւողությունը անհամեմատ փոքր է եղել հեղուկի մակարդակի փոփոխությունից: Գլիցերինի` սենյակային ջերմաստիճանային պայմաններում, խողովան եւ դինամիկ մածուծիկության համար օգտագործվել են համապատասխանաբար 1261 կգ/մ^3 եւ 1 Պավրկ արժեքները: Նկ. 3.3(b)-ում պատկերված է ցանցի խողովան բաշխումը: Մոդելի արագ գուգամիտությունն անպահովելու համար` կոնի գագաթի մոտակայքում ցանցի

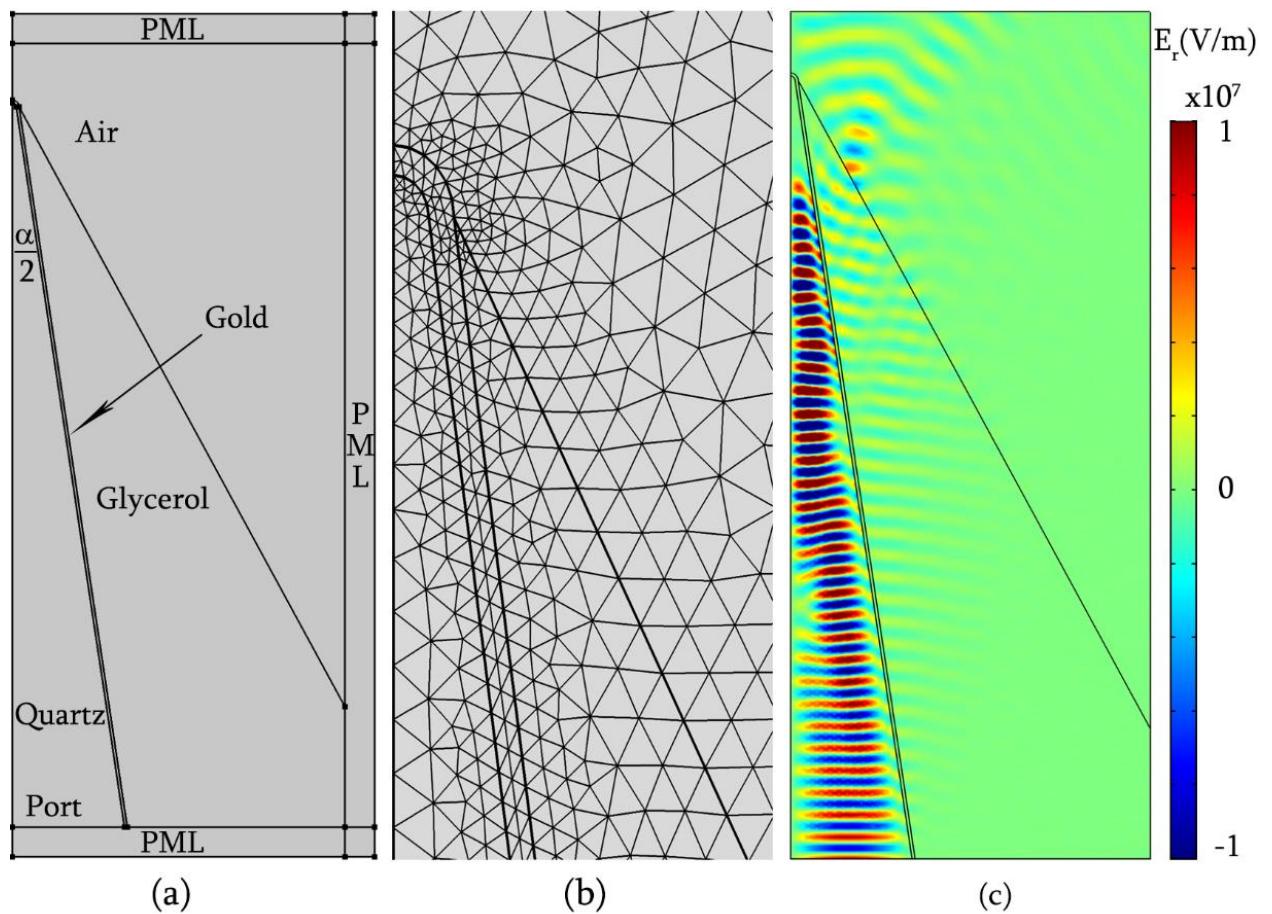
խտությունը հատուկ ընտրվել է մեծ: Մինչդեռ օդի եւ կոնից հեռու տիրույթներում սահմանափակվում ենք ցանցի համեմատաբար փոքր խտությամբ: Նկ. 3.3(c) եւ (d)-ն պատկերում են համակարգչային նմանակման արդյունքները համապատասխանաբար երկչափ եւ եռաչափ ներկայացմամբ: Ինչպես վերը նշվեց, քանի որ որոնելի մեծությունները անկյունից կախում չունեն եռաչափ դեպքը կարելի է ստանալ երկչափ լուծումների՝ համաչափության առանցքի շուրջ 2π պտույտով: Նշենք որ խնդիրը հնարավոր է մոդելավորել այլ մոդուլների համակցմամբ եւս, նաեւ հաշվի առնելով հեղուկի՝ կոնական գագաթի նկատմամբ շարժման դանդաղ լինելը, մոդելավորվող խնդիրը առավել պարզեցնելու համար կարելի է օգտվել ստատիկ լուծումներից: Ինչի կարիքը մեր դեպքում չի առաջացել բավարար հաշվողական հզորություն ունենալու շնորհիվ:



Նկ. 3.4: Մենիսկի ձեւավորման ընթացքը: (a) սկիզբը, (b) մենիսկի սեղմվելը մինչեւ կոնտակտային անկյուն եւ (c) հեղուկի սահելը կոնական գլանի վրայով:

Նկ. 3.4-ում երեք քայլով ցույց է տրված գլիցերինում ընկղմված ոսկյա կոնական գագաթի դուրս գալը: Այս մոդելավորման արդյունքների մանրակրկիտ հետազոտությունը ցույց է տվել, որ մենիսկի ձեւավորումը կարելի է մոտարկել երկու իրար հաջորդող պրոցեսներով՝ հեղուկի անկյան սեղմմամբ եւ հաստատուն անկյամբ հեղուկի սահքով: Նկ. 3.4(a)-ում պատկերված է գլիցերինի մակերեւույթը, երբ ոսկյա կոնական գագաթը ամբողջությամբ ընկղմված է հեղուկում, այստեղ գլիցերինի թրջողունակությամբ

պայմանավորված կոնական գագաթի վերելում առաջանում է մակերեւոյթի անհարթութիւնը, ինչը սակայն կարելի է անտեսել: Նկ. 3.4(a)-ից (b) անցումը կոնական գագաթի մոտակայքում կարելի է նկարագրել մենիսկը փոխարինելով ուղիղ գծով որի անկյունը սեղմվում է ընդհուպ θ_c կոնտակտային անկյանը հավասարվելը, այնուհետև հեղուկի մակերեւոյթի հետագա նվազմանը զուգընթաց՝ հաստատուն կոնտակտային անկյամբ հեղուկը սահում է ներքեւ Նկ. 3.4(c): Նկ. 3.4-ում սպիտակ կետագծերով նշված է մենիսկի համար առաջարկված մոտարկումը:



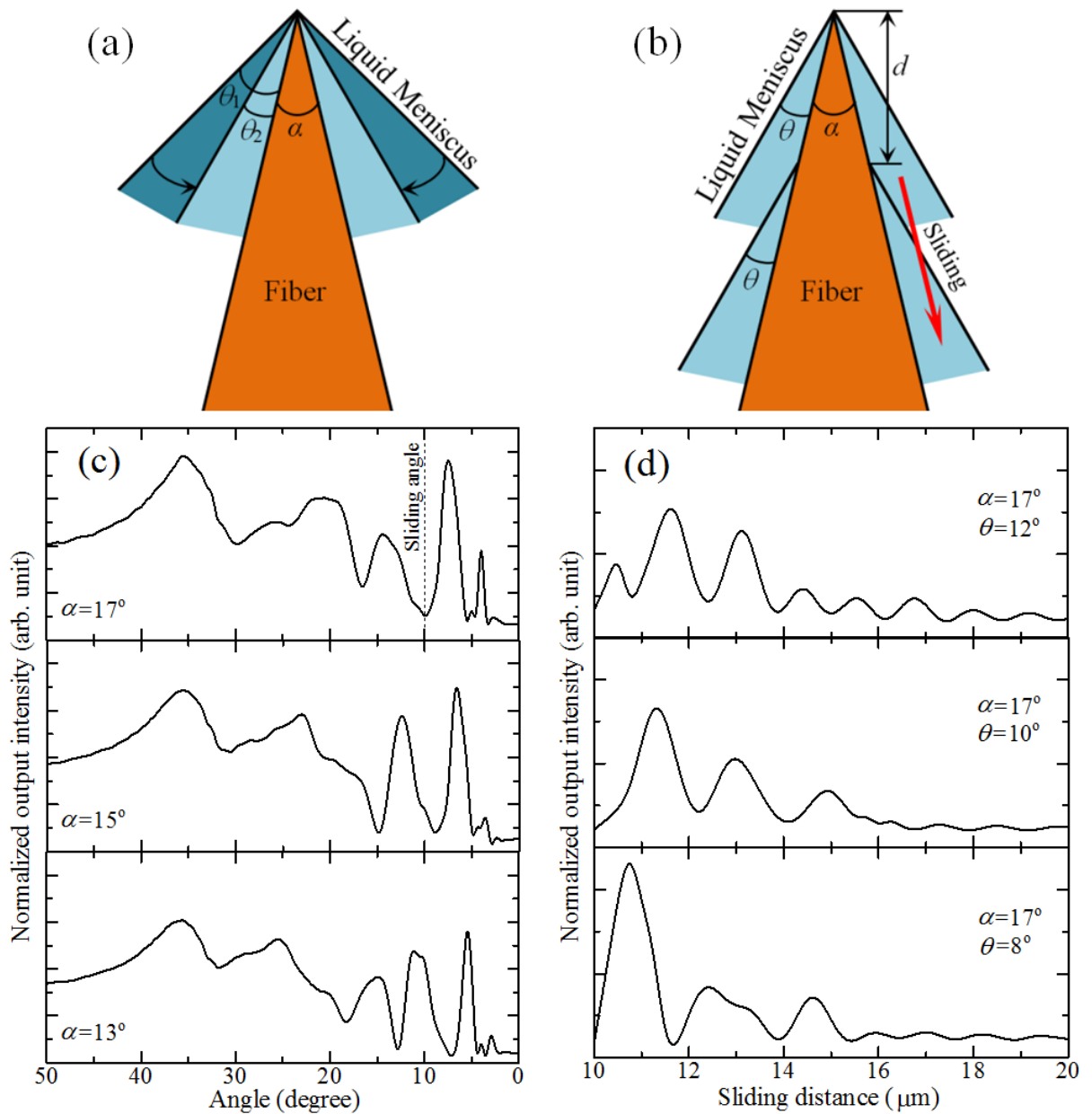
Նկ. 3.5: Օպտիկական մոդելի համակարգչային նմանակումը: (a) մոդելի երկրաչափությունը եւ եզրային պայմանները, (b) ցանցի խտության բաշխումը եւ (c) նմանակման արդյունքը հեղուկի անկյան որոշակի արժեքի դեպքում:

Մենիսկի մակերեւոյթի այսպիսի մոտարկումից հետո արդեն կարելի է մոդելավորել խնդրի օպտիկական մասը, այն է օպտիկական

մանրաթելից դեպի գլիցերինի մենիսկ լույսի անցումները: Այլ կերպ ասած ներքին եւ արտաքին ալիքատարների միջեւ կապի հետազոտումը: Խնդրի այս մասի մոդելավորման համար օգտագործվել է COMSOL Multiphysics ծրագրի “Wave Optics” մոդուլը, որտեղ ներքին ալիքատարի նյութի բեկման ցուցիչը սահմանվել է 1.4618 (քվարց), մետաղական բարակ շերտի համար վերցվել է 50 *nm* հաստությամբ ոսկի՝ $-4.589+j2.343$ կոմպլեքս դիելեկտրիկական թափանցելիությամբ ($\lambda=530$ *nm* ալիքի երկարությամբ լույսի համար), իսկ ներքին ալիքատարի գագաթի կորույթյան շառավիղը վերցվել է 0,5 *mm*: Ալիքատարում գրգռվել է ռադիալ բեւեռացմամբ հիմնական մոդ “User defined Port” գործիքաշարի միջոցով: Նկ. 3.5-ը ցույց է տալիս օպտիկական մոդելի համակարգչային նմանակումը, որտեղ դիտարկվող տիրույթը եզրված է “PML”-ով (ինդեպլական համաձայնեցման շերտով) որպեսզի ապահովվի փորձնական չափումներին համարժեք ֆիզիկական միջավայր: Ինդեպլական համաձայնեցման շերտն օգտագործվում է տվյալ դոմեյնի եզրում անդրադարձումներից խուսափելու համար: Port-ի համար ընտրվել է “Domain-backed” տեսակը, ինչը համարժեք է Port-ի ներքեւում անվերջ շարունակվող մանրաթելի դեպին: Մետաղական տիրույթում նկարագրվել է նոր “Wave Equation, Electric” բաժին որում Յելմհոլցի հավասարումները լուծվում են կոմպլեքս դիելեկտրիկ թափանցելիության արժեքներով: Նկ. 3.5(b)-ում ցույց է տրված ցանցի խտության բաշխումը: Այստեղ խնդրի հեշտ գույն գամիտության համար մետաղական տիրույթում օգտագործվել է համեմատաբար մեծ խտությամբ ցանց իսկ մնացած տիրույթներում ցանցի առավելագույն չափը սահմանվել է տվյալ միջավայրում ալիքի երկարության 1/6-ին հավասար: Նկ. 3.5(c)-ում պատկերված է էլեկտրական դաշտի շառավղային բաղադրիչի լուծումը անկյան որոշակի արժեքի համար, որի դեպքում լուսային էներգիայի զգալի մասը արտամղվելով արտաքին ալիքատար ճառագայթում է դուրս:

Ինչպես վերը նշվեց մենիսկի ձեւավորման հիդրոդինամիկական մոդելը թույլ է տալիս մեծ ճշտությամբ մենիսկը ձեւավորման պրոցեսը մոտարկել երկու պրոցեսներով: Յեղուկի մակերեւոյթի եւ կոնական գագաթի կազմած անկյունը $(\frac{\pi}{2} - \frac{\alpha}{2})$ -ից սեղմվում է

մինչեւ θ_c կոնտակտային անկյունն այնուհետեւ ձեւավորված մենիսկը սկսում է սահել կոնական մակերեւոյթի վրայով, իսկ կոնտակտային անկյունը մնում է հաստատուն: Այսպիսով առկայ ծումների բնույթը հետազոտելու համար դիտարկվել են մենիսկի սեղմվելու եւ սահելու պրոցեսները առանձին-առանձին, ինչպէս ցույց է տրված նկ. 3.6(a) եւ (b)-ում: Նկ. 3.6(c)-ում ցույց է տրված լույսի գրանցված առկայ ծումների կախումը սեղմվող հեղուկի անկյունից: Համեմատության համար ցուցադրված են կոնական գագաթի տարբեր անկյուններին (13° , 15° եւ 17°) համապատասխանող կորերը: Ինչպէս երեւում է 20° -ից հետո հանդիպող առկայ ծումները կոնական գագաթի անկյան աճին զուգընթաց տեղափոխվում են աջ, իսկ ընդհանուր առմամբ կորերի վարքը մնում է նույնը:



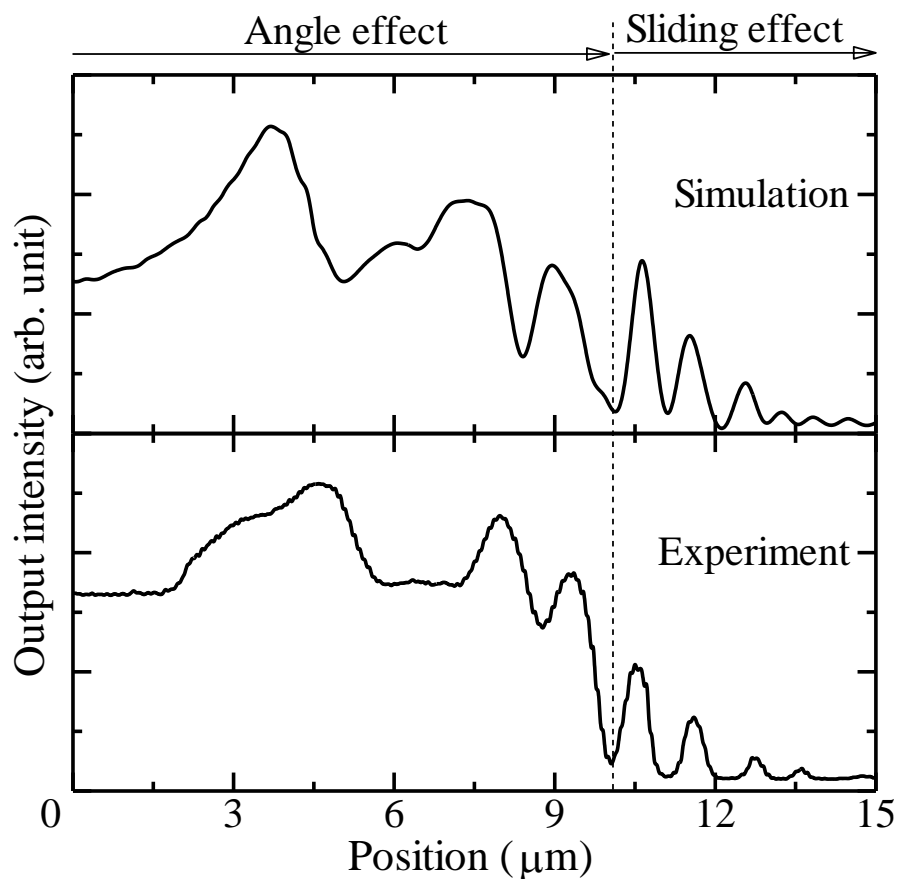
Նկ. 3.6: Մենիսկի մոտարկումը գծաբեկյալով, համակարգչային նմանակումը եւ փորձնական չափումները: (a) հեղուկի անկյան սեղմումը մինչեւ կոնտակտային անկյան հասնելը, (b) հաստատուն կոնտակտային անկյամբ հեղուկի սահելը, (c) լույսի առկայ ծումների գրանցումը հեղուկի սեղմման եւ (d) սահքին համապատասխան:

Այստեղ համակարգչային մոդելով հեղուկի անկյան սեղմումը հասցվել է մինչեւ 0° , բանն այն է որ հեղուկի անկյունն ից կախված փոխվում է հեղուկի՝ որպես արտաքին ալիքատար, հաստությունը եւ խիստորոշակի հարստությունների դեպքում է հնարավոր լուսային

Էներգիայի արտամղում ներքին ալիքատարից դեպի արտաքին: Ինչպես երեւում է, արտաքին ալիքատարի որոշակի հարստությանից փոքր արժեքների դեպքում ($\alpha = 0^\circ - 5^\circ$, $\alpha = 15^\circ$) ներքին եւ արտաքին ալիքատարների միջեւ կապ այլեւս չի առաջանում: Պատճառը արտաքին ալիքատարի անհամեմատ փոքր չափսերն են, այլ կերպ ասած՝ այդպիսի չափսերով ալիքատարում, տրված ալիքի երկարությանը λ նույնը չի կարող տարածվել: Նկ. 3.6(d)-ում պատկերված են 8° , 10° եւ 12° կոնտակտային անկյամբ հեղուկի սահքից առաջացած առկայ ծումները, երբ կոնի գագաթի անկյունը 17° է: Այստեղ կոնտակտային անկյան տարբեր արժեքները համապատասխանում են գլիցերինի տարբեր կոնցենտրացիաներով սպիրտային լուծույթներին: Ինչպես հիդրոդինամիկական մոդելում, այստեղ եւս հեղուկի անկյան սեղմվելը փոխարինվում է սահելուն, երբ կոնական գագաթը սկզբնական դիրքի համեմատ բարձրացել է մոտ 10 մկմ:

3.2.2 Արդյունքների քննարկում

Ինտենսիվության գրանցվող կորը մանրաթելի պարբերական շարժմանը զուգընթաց գլխավորապես կրել է պարբերական բնույթ, սակայն արտաքին ազդակների ներգործությամբ կորը երբեմն աղավաղվում է: Այդ աղավաղումները պայմանավորված են փորձարարական ստենդի նույնիսկ չնչին տատանումներով, որոնց զգայունությունը գնահատվել է 40 նմ: Գնահատումն իրականացվել է նվազագույն արտաքին ազդակների ներգործության պայմաններում, երբ մանրաթելի նկատմամբ հեղուկի մակերեւույթի շարժումը պայմանավորված է եղել միայն պիեզոէլեկտրական շարժողական համակարգով:



Նկ 3.7: Փորձնական եւ համակարգչային մոդելավորմամբ ստացվող արդյունքները: Յեղուկից դուրս եկող կոնական գազաթից գրանցվող լույսի ինտենսիվության կախումը գազաթի եւ հեղուկի միջեւ հարաբերական հեռավորությունից:

Հարկ է նշել որ մենիսկի առաջացման երկու՝ մանրաթելի հեղուկից դուրս գալու եւ հեղուկ մտնելու, պրոցեսները որոշակիորեն տարբերվում են իրարից, քանզի հեղուկի կոնտակտային անկյունը՝ մանրաթելի առաջ եւ հետ շարժվելու պարագայում տարբեր է: Այնուամենայնիվ, եթե մանրաթելի շարժումը բավականաչափ դանդաղ լինի, ապա հեղուկի մենիսկի առաջացման երկու դեպքերն էլ համանման կլինեն: Նպատակահարմար է համարվել չափումներում օգտվել միայն մանրաթելի՝ հեղուկից դուրս գալու դեպքում առաջացող առկայծումներից, քանզի համակարգը այս դեպքում գնահատվել է առավել կայուն: Նշենք որ փորձում օգտագործում ենք գծային բեւեռացված լազերի լույս, իսկ համակարգչային նմանակման մոդելում Port-ում սահմանել էինք ռադիալ /շառավղային բեւեռացվածություն: Բանն այն է, որ գծային բեւեռացվածությամբ լույսը մտնելով օպտիկական մանրաթել եւ ենթարկվելով գլանային սիմետրիայով եզրային պայմանների, ձեռք է բերում նույն սիմետրիայով բեւեռացվածություն: Արդյունքում մանրաթելում ունենում ենք գլանային սիմետրիայով բեւեռացված լույս, եւ քանի որ մանրաթելը գնալով սրվում է առաջացած տարատեսակ բեւեռացումներից մանրաթելի գագաթ է հասնում միայն հիմնական մոդը:

Նկ. 3.7-ում ցույց է տրված հեղուկից դուրս եկող մանրաթելից գրանցված լույսի ինտենսիվության կախումը հեղուկի եւ մանրաթելի գագաթի հարաբերական դիրքից: Կարելի է տեսնել փորձի եւ համակարգչային նմանակման բավականին լավ համընկնում, ինչը թույլ է տալիս եզրակացնել, որ մենիսկի ձեւավորման առաջարկված մոտարկման մոդելը լավագույնս նկարագրում է վերը նշված հիդրոդինամիկական պրոցեսը կոնական գագաթի մոտակա տիրույթում: Նկ. 3.7-ում նշումը ցույց է տալիս մենիսկի սեղմվելուց սահքի անցնելու դիրքը: Կարելի է տեսնել, որ սահելու ընթացքում գրանցվում են նվազող ինտենսիվությամբ առկայծումներ, ինչը բնական է այստեղ ներքին ալիքատարի եւ արտաքին ալիքատարի միջեւ կապը պարբերաբար կրկնվում է, քանի որ մենիսկի սահքի ամբողջ ընթացքում արտաքին ալիքատարի չափերը

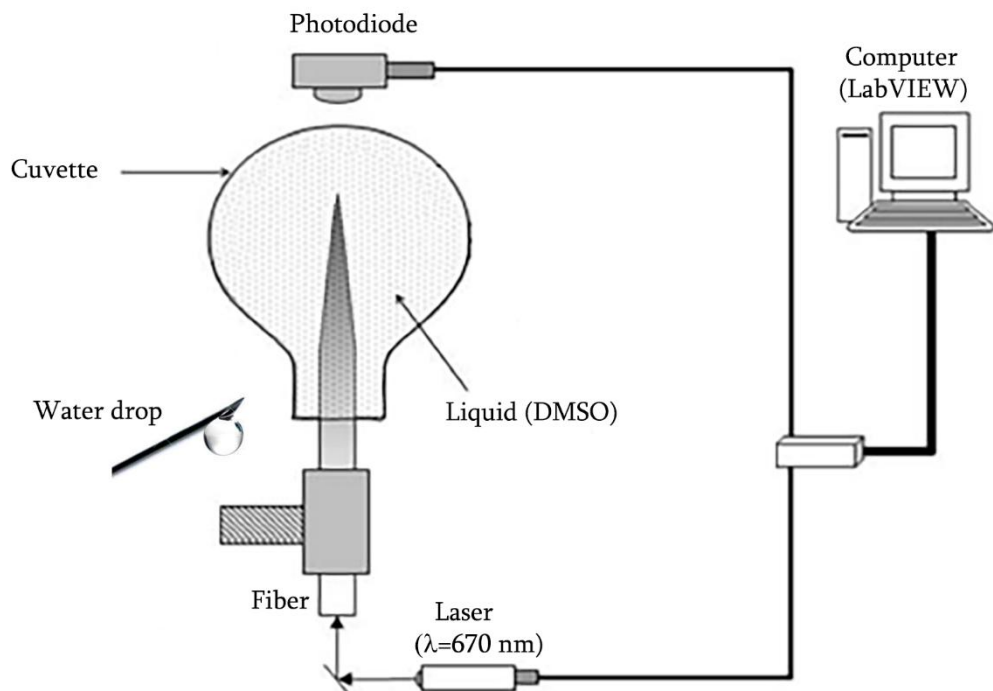
մնում են հաստատուն եւ կարելի է ենթադրել, որ արտաքին ալիքատարում գրգռվում է միեւնոյն մոդը, մինչդեռ մենիսկի սեղմման դեպքում արտաքին ալիքատարի չափսերը փոփոխվում են եւ ալիքատարների միջեւ կապ ստացվում է տարբեր մոդերի դեպքում, ուստի եւ առկայ ծումների բաշխվածությունը չունի պարբերական բնույթ:

Ներքին եւ արտաքին ալիքատարների միջեւ այսպիսի կապի առկայությունը թույլ է տալիս նախագծել հեղուկի մակերեւոյթի գերզգայուն գրանցիչ: Այս մեթոդը կարող է կիրառվել կայունության եւ մշտադիտարկման համակարգերում, ինչպես օրինակ սեյսմիկ ալիքների գրանցման մեջ: Դրա համար հարկավոր է մանրաթելի գազաթը պահել հեղուկի նկատմամբ այնպիսի դիրքում, որի դեպքում ձեւավորված մենիսկի չնչին տեղաշարժը կբերի երկու ալիքատարների միջեւ կապի էական փոփոխության: Հարկ է նշել, որ համակարգչային մոդելավորմամբ ստացված արդյունքներում նույնիսկ մի քանի նմ-ի տատանումները հանգեցնում են լույսի չափելի փոփոխությունների, ինչը հեռանկարներ է ստեղծում գրանցման զգայունության բարելավման համար: Փորձերում առավել զգայուն չափումներ հնարավոր կլինեն իրականացնել, եթե ունենայինք կոնական գազաթի առավել ողորկ մակերեւոյթ, կոնի ավելի սուր գազաթ, առավել փոքր քայլով շարժողական համակարգ եւ տատանումներից մեկուսացված օպտիկական սեղան:

3.3 Հեղուկի տարալուծմամբ այս մանավորված առկայ ծու մներ

Այս ենթագլխում ներկայացվում է ներքին ալիքատարից դեպի արտաքին՝ լույսի ընտրողունակ առկայ ծու մների մեկ այլ օրինակ: Ինչպես վերը քննարկված դեպքում, այստեղ եւս հեղուկում ընկղմված կոնական գազաթից լույսի ինտենսիվության առկայ ծու մներ կգրանցվեն, եթե այդ հեղուկի դիէլեկտրիկական հատկությունները փոխվեն այնպիսի տիրույթում, որ արտաքին միջավայրում լույսի ալիքային վեկտորը համընկնի կոնական ալիքատարում տարածվող լույսի ալիքային վեկտորի հետ: Փորձնականորեն այդպիսի իրավիճակ ստացվել է, երբ դիմեթիլ սուլֆօքսիդի (ԴՄՍՕ) մեջ ավելացվել են ջրի կաթիլներ:

3.3.1 Փորձի նկարագրություն



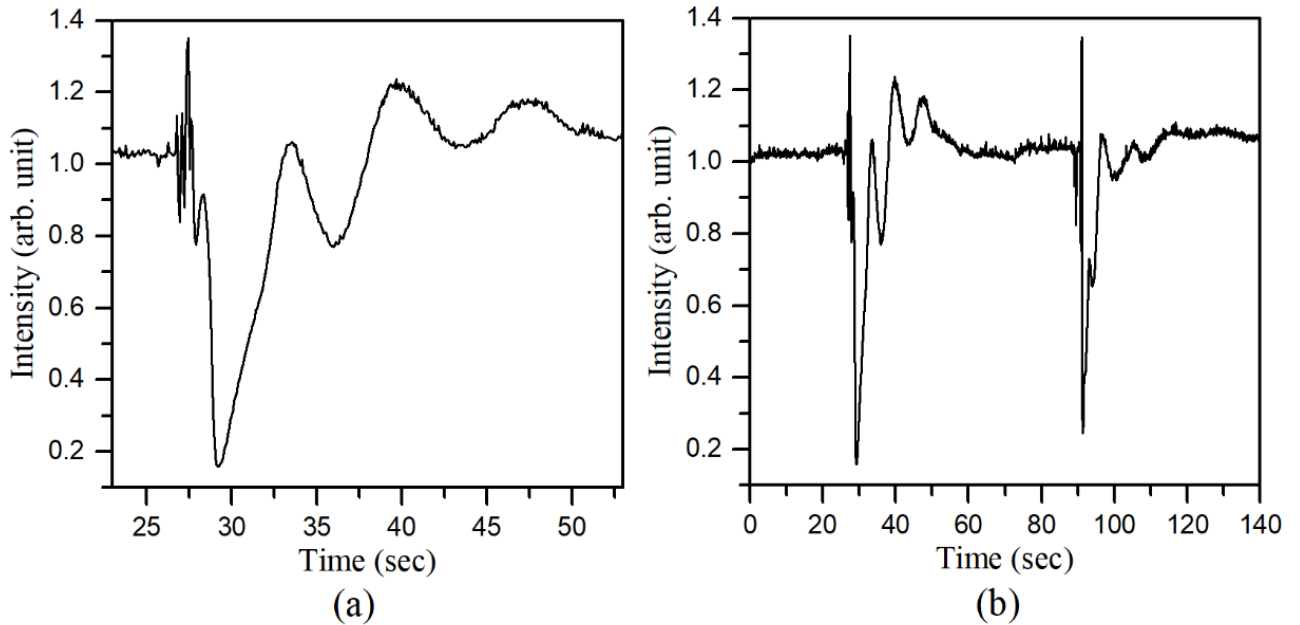
Նկ. 3.8: DMSO-դիմեթիլ սուլֆօքսիդով ամբողջությամբ լցված տարայում կոնական մակերեւույթից լուսային էներգիայի առկայ ծման նկարագրման սկզբունքային սխեման, երբ տարա են ավելացվում ջրի կաթիլներ:

Փորձի սկզբունքային սխեման պատկերված է Նկ. 3.8-ում: ԴՄՍՕ-ով լցված տարա (cuvette) է մտցված ոսկեպատ կոնական մանրաթելը, որը ֆիքսված է եւ տարայի նկատմամբ չի շարժվում: 670 նմ ալիքի երկարությամբ լազերի փունջը ոսպնյակների համակարգով ուղղորդվում է մանրաթել, որի գագաթից դուրս ճառագայթումը մշտադիտարկվում է համակարգչին միացված լուսադիոդով: Յատուկ ներարկիչով տարայի մեջ՝ կոնական գագաթի մոտակայքում ավելացվում են ջրի կաթիլներ, կաթիլի ծավալային հարաբերակցությունը տարայի ծավալին 1:1000 է: Տվյալների գրանցումը եւ մշակումը իրականացվում է LabVIEW ծրագրային միջերեսում, հատուկ այս խնդրի համար գրված ծրագրով:

3.3.2 Արդյունքների քննարկում

Շնորհիվ ջրի՝ ԴՄՍՕ-ի նկատմամբ համեմատաբար փոքր խտության, տարա ավելացված կաթիլը մանրաթելի երկայնքով բարձրանում է վերել եւ մանրաթելի ու ջրի միջեւ եղած ԴՄՍՕ-ի շերտը արագորեն տարալուծվում է: Այդ տարալուծման արդյունքում, կոնական մետաղապատ գագաթի մերձակայքում փոփոխվում է հեղուկի բաղադրությունը, հետեւաբար նաեւ նրա օպտիկական եւ մեխանիկական հատկությունները: Մեխանիկական հատկությունների փոփոխությամբ, մասնավորապես հեղուկի եւ մետաղապատ գագաթի միջեւ թրջողունակության փոփոխությունը, տեղի է ունենում գագաթի վրա ձեւավորված շերտի երկրաչափական փոփոխությունն ինչը եւ հանգեցնում է ներքին եւ արտաքին ալիքատարների միջեւ կապի պայմանների փոփոխության: Այնուհետեւ մանրաթելի շուրջ ձեւավորված ջրի շերտը տարալուծվում է տարայի ամբողջ ծավալում: Առաջին տարալուծման տեւողությունը անհամեմատ կարճ է քան երկրորդինը, քանի որ առաջին դեպքում ջրի կաթիլով շրջապատված ԴՄՍՕ-ի ծավալը անհամեմատ փոքր է ջրի կաթիլից: Փորձերի արդյունքները ցույց են տվել, որ մետաղապատ կոնական գագաթի մերձակայքում հեղուկի օպտիկական հատկությունները փոփոխվում

Են այնպիսի տիրույթում որն համապատասխան ներքին եւ արտաքին ալիքատարներում առաջանում են կապված մոդեր:



Նկ. 3.9: Լույսի առկայ ծումների ժամանակային կախումը՝ 0.2 մլ ջրի կաթիլը տարա ավելացնելիս: (a) ինտենսիվության դիտարկումը ջրի կաթիլը ավելացնելուց մինչեւ գրանցվող ինտենսիվության հագեցումը եւ (b) իրար հաջորդող երկու կաթիլների համար գրանցված ինտենսիվությունը:

Նկ. 3.9(a)-ում պատկերված է լույսի առկայ ծումների ամբողջ ընթացքը՝ ԴՄՍՕ-ի կաթիլը ավելացնելուց մինչեւ գրանցվող ինտենսիվության հաստատումը: Ինչպես երեւում է գրաֆիկի սկզբնական հատվածում առկայ ծումները արագ են փոփոխվում ինչը համապատասխանում է վերը քննարկված առաջին դեպքին, երբ ջրի կաթիլով շրջապատված ԴՄՍՕ-ն արագորեն տարալուծվում է: Իսկ երկրորդ՝ ավելի դանդաղ փոփոխվող հատվածը, համապատասխանում է ջրի կաթիլի տարալուծմամբ պայմանավորված ինտենսիվության փոփոխություններին:

Ինչպես նախորդ ենթագլխում քննարկվող դեպքում, այստեղ եւս լույսի առկայ ծումները համապատասխանում են արտաքին եւ ներքին ալիքատարներում ալիքային վեկտորների համընկնմանը: Բանն այն է, որ երկու տարալուծման պրոցեսներում էլ կոնական գագաթը

շրջապատող հեղուկի բաղադրությունը փոխվում է կոնցենտրացիաների նույն տիրույթում ուստի եւ արձանագրվող առկայ ծումները համանմանորեն կրկնվում են: Քանի որ կաթիլի երկրաչափությունը տարամտելիս եւ բարձրանալիս ձեւափոխվում են պատահականորեն ուստի ամեն կաթիլի համար գրանցվող ինտենսիվության տատանումները եւս որոշակիորեն տարբերվում են իրարից, սակայն ընդհանուր առմամբ փորձերով գրանցված առկայ ծումների վարքը պահպանվել է, ինչպես պատկերված է նկ. 3.9(b)-ում: Նշենք որ ԴՄՍՕ-ում ջրի կաթիլի տարալուծման ռեակցիայից անջատվում է որոշակի ջերմաստիճան, ինչն իր հերթին փոփոխում է արտաքին ալիքատարի օպտիկական հատկությունները եւ երկրաչափությունը: Բացի այդ ջրի եւ ԴՄՍՕ-ի՝ ոսկու նկատմամբ թրջողունակությունների տարբերությամբ պայմանավորված փոխվում է հեղուկում ընկղմված մանրաթելի շուրջ ձեւավորվող շերտի հատկությունները: Քննարկվող այս դեպքի համար համակարգչային մոդելի պատրաստումը նպատակահարմար չէր, քանի որ, ինչպես արդեն նշվեց երկու ալիքատարների միջեւ առաջացող կապը կախված է բազում գործոններից, ընդ որում դրանց մի մասը կրում է որոշակի պատահական բնույթ: Այնուամենայնիվ կատարված փորձերի շարքը թույլ է տալիս վստահորեն պնդել, որ առկայ ծումների հիմքում ընկած է ներքին ալիքատարի հետ արտաքին ալիքատարի օպտիկական եւ երկրաչափական բնութագրերի փոփոխությամբ պայմանավորված կապի առաջացումը: Սկզբնական արագ առկայ ծումների տեւողությունը միջինում չափվել է մոտ 150 մվրկ, մինչդեռ դանդաղ տարալուծման ժամանակ գրանցված ինտենսիվության փոփոխությունների տեւողությունը եղել է մոտ 10 վրկ նկ. 3.9(a):

3.4 Ամփոփում

Այս գլխում քննարկվեց կապված գլանային ալիքատարների համակարգեր, որոնցում կապը ուներ ռեզոնանսային/ընտրողունակ բնույթ: Այդ ռեզոնանսային վիճակներում ներքին ալիքատարից դեպի արտաքին լուսային էներգիայի արտամղումը գրանցվել է \$ոտոդիոդով: Համակարգչային մոդելավորման արդյունքները համապատասխանել են փորձարարական չափումներին:

Առաջին ենթագլխում քննարկված կապված ալիքատարների համակարգը մեծ կիրառություն կարող է ունենալ նանոտատանման գրանցիչներում, երբ կոնական գազաթը պահվում է հեղուկ օդ քաժանման սահմանի տիրույթում, այնպես որ նրավրաձեւավորված մենիսկի երկրաչափության չնչին փոփոխությունները հանգեցնեն կոնական գազաթից լուսային էներգիայի՝ դեպի դուրս արտամղմանը: Փորձում այսպիսի համակարգի զգայունությունը՝ այն է, հեղուկի մակերեւույթի գրանցելի տատանումների ամպլիտուդը գնահատվել է մոտավորապես 50 նմ: Ինչը սակայն սահմանափակված է եղել առկա չափիչ սարքերով եւ կոնական գազաթի պատրաստման եղանակով եւ այն սկզբունքորեն կարող է նվազել ավելի սուր կոնական գազաթ եւ չափումների ավելի նուրբ սարքերի առկայության դեպքում:

Երկրորդ ենթագլխում քննարկվող օրինակը կարող է կիրառվել նյութերի հիդրոդինամիկական հատկությունների ստուգման համար, ինչպես նաեւ երկու հեղուկների դիֆուզիայի կամ փոխազդեցության ակտիվության ուսումնասիրություններում: Նշենք որ այս համակարգը հնարավորություն է տալիս ուսումնասիրել նաեւ կոնական գազաթի վրահեղուկի մոլեկուլյար շերտի ձեւավորման քայքայման/տարալուծման պրոցեսները:

Ծնորհիվ վերը քննարկված կապված ալիքատարներում մեծ բարորակությամբ կապի առկայությունը, այս համակարգերի կիրառությունը հեռանկարային ենք համարում ոչ միայն ֆիզիկայի այլեւ բժշկության եւ կենսամեխանիկայի ոլորտներում, երբ ուսումնասիրվում են օրգանական բարակ թաղանթների դիէլեկտրիկ

Եւ մեխանիկական հատկութիւնները:

ԵԶՐԱԿԱՏՈՒ ԹՅՈՒՆ

1. Առաջ արկված ջերմառած գական օպտիկական ինդիկատորով համակարգը մեծ զգայունությամբ տարածական և ժողովրդականությամբ եւ արձագանքի տեւողությամբ արտապատկերում է նանոմետրական թաղանթում ջերմային եւ էլեկտրամագնիսական դաշտերի բաշխվածությունները:
2. Յանտարություններով և նտիրոյություններով ջերմառած գական օպտիկական ինդիկատորի կողմից էլեկտրամագնիսական ալիքների կլանման հնարավորությունը ապահովում է դաշտերի բաշխվածության արտապատկերում իրականացնել նաեւ ՏՅԳ դժվարամատչելի տիրոյություններ:
3. Յոսանքակիր հաղորդիչների ստեղծած մագնիսական դաշտերի արտապատկերման զգայունությունը էապես կարելի է մեծացնել օգտագործվող բեւեռացուցիչների վերակողմնորոշման փոխարեն դաշտի ուղղության փոփոխմամբ:
4. Նանոմետրական ամպլիտուդով տատանումների գրանցումն ապահովող, հեղուկից էլնող օպտիկական մանրաթելի կոնաձեւ, մետաղապատգագաթից և յսի առկայծումները, պայմանավորված են ձեւավորվող մենիսկի և այնական չափերի փոփոխության եւ սահքի հետեւանքով ալիքատարային ռեժիմների հաստատմամբ:
5. Ամբողջությամբ հեղուկում ընկղմված կոնաձեւ մետաղապատ օպտիկական մանրաթելի գագաթից հնարավոր է և սային ազդանշանի առկայծում՝ նրամերձակայքում միջավայրի օպտիկական հատկություններին փոփոխման հետեւանքով:

ԵՐԱՆՏԱԳԻՏՈՒ ԹՅՈՒՆ

Խորին երախտագիտությունն սեմ հայտնում անենախոսություն ան գիտական ղեկավար՝ ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆեսոր **Խ Վ. Ներկարարյանին**, Սոգանգ համալսարանի պրոֆեսոր **Քիչին Լիին** (Սեն Լ, Կորեա), ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր, դոցենտ **Ա ժ. Բաբաջանյանին**, պարոն **Վ Մ. Միփթարյանին** աշխատանքի կատարման ընթացքում ցուցաբերած մեծ աջակցության համար:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. Rosner, B. T. et al. High-frequency near-field microscopy. *Rev. Sci. Instrum.* 73, 2505 (2002).
2. Liu, W. & Yang, B. Thermography techniques for integrated circuits and semiconductor devices. *Sensor Review* 27, 298–309 (2007)
3. Yue, Y. & Wang, X. Nanoscale thermal probing. *Nano Reviews.* 3, 11586 (2012).
4. Wang, P. et al. High-resolution vector microwave magnetometry based on solid-state spins in diamond. *Nat. Commun.* 6, 6631 (2015).
5. Pris, A. D. et al. Towards high-speed imaging of infrared photons with bio-inspired nanoarchitectures. *Nat. Photonics* 6, 195 (2012).
6. Kucsko, G. et al. Nanometre-scale thermometry in a living cell. *Nature* 500, 54 (2013).
7. Böhi, P. et al. Imaging of microwave fields using ultracold atoms. *Appl. Phys. Lett.* 97, 051101 (2010).
8. Endo, Y. et al. Measurement of magnetic near field on a coplanar waveguide using a MFM tip. *J. Appl. Phys.* 109, 07D326 (2011).
9. Vlaminck, V. et al. Mapping microwave field distributions via the spin Hall effect. *Appl. Phys. Lett.* 101, 252406 (2012).
10. Wakana, S. et al. Fiber-edge electrooptic/magneto-optic probe for spectral-domain analysis of electromagnetic field. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* 48, 2611 (2000).
11. Takahashi, M. et al. Electromagnetic near field measurements by using magnet garnet crystal. *J. Appl. Phys.* 107, 09E711 (2010).
12. Karbassi, A. et al. Quadraxial probe for high resolution near-field scanning rf/microwave microscopy. *Appl. Phys. Lett.* 89, 153113 (2006).
13. Gao, Y. & Wolff, I. A new miniature magnetic field probe for measuring three-dimensional fields in planar high-frequency circuits. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* 44, 911 (1996).
14. Farzaneh, M. et al. CCD-based thermoreflectance microscopy: principles and applications. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 42, 143001 (2009).

15. Sasagawa, K. et al. Live Electrooptic Imaging System Based on Ultraparallel Photonic Heterodyne for Microwave Near-Fields. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* 55, 2787 (2007).
16. Nasuno, H., Hashi, S. & Ishiyama, K. Stroboscopic Technique for Measuring Magnetic-Field Waveforms Utilizing Magneto-Optical Effect. *IEEE Trans. Magn.* 47, 4011 (2011).
17. Barron, R. F. & Barron, B. R. *Design for Thermal Stresses* Ch. 6 (Wiley, 2011).
18. Ainola, L. & Aben, H., On the generalized Wertheim law in integrated photoelasticity. *J. Opt. Soc. Am. A* 25, 1843 (2008).
19. Ganar, R. et al. Thermal Stresses of a Thin Rectangular Plate: An Inverse Problem. *International Journal of Engineering and Innovative Technology (IJEIT)* 4, 236 (2014).
20. Mahakalkar, A., Khobragade, S. N. & Khobragade, N. W. Thermal Stress Analysis of a Thin Rectangular Plate Due to Heat Generation. *International Journal of Engineering and Innovative Technology (IJEIT)* 4, 81 (2014).
21. Thete, R. B. & Ghadle, K. P. Temperature Distribution of an Inverse Steady State Thermo Elastic Problem of Thin Rectangular Plate by Numerical Method. *IOSR Journal of Mathematics (IOSR-JM)* 11, 36 (2015).
22. Ainola, L. & Aben, H. Integrated Photoelasticity for Axisymmetric Thermal Stress Measurement Using the Stress Function. *J. Thermal Stresses.* 31, 614 (2008).
23. Xie, X., Simon, J. D. Picosecond circular dichroism spectroscopy: a Jones matrix analysis. *J. Opt. Soc. Am. B* 7, 1673 (1990).
24. Barron R. F., Barron B. R. *Design for Thermal Stresses*. Ch. 6 (Wiley, 2011).
25. Pozar, D. M. *Microwave Engineering*. 4th ed. New York: Wiley (2011).
26. Christofferson, J. et al. Microscale and Nanoscale Thermal Characterization Techniques. *J. Electron. Packag.* 130, 041101 (2008)
27. Ramesh, G. V., Porel, S. & Radhakrishnan, T. P. Polymer thin films embedded with in situ grown metal nanoparticles. *Chem. Soc. Rev.* 38, 2646–2656 (2009).
28. Yoshikawa, N. Fundamentals and applications of microwave heating of metals. *J. Microw. Power. Electromagn. Energy.* 44, 4–13 (2010).
29. Bosman, H., Lau, Y. Y. & Gilgenbach, R. M. Microwave absorption on a thin film. *Appl. Phys. Lett.* 82, 1353 (2003).
30. G. Subramanian, M. Deeds, K.R. Cochran, R. Raghavan, P.A. Sandborn, Delamination study of chip-to-chip bonding for a LIGA-based safety and arming

- system, in: R.A. Lawton, W.M. Miller, G. Lin, R. Ramesham, R.A. Lawton (Eds.), 112–119 (1999).
31. R.R. Tummala, E.J. Rymaszewski, A.G. Klopfenstein (Eds.), *Microelectronics Packaging Handbook*, Springer, US, Boston, MA, (1997).
 32. S. Weaver, Effect of chip and bonding defects on the junction temperatures of high-brightness light-emitting diodes, *Opt. Eng.* 44, 111305 (2005).
 33. O. Breitenstein, M. Langenkamp, F. Altmann, D. Katzer, A. Lindner, H. Eggers, Microscopic lock-in thermography investigation of leakage sites in integrated circuits, *Rev. Sci. Instrum.* 71, 4155 (2000).
 34. C. Ibarra-Castanedo, D. González, M. Klein, M. Pilla, S. Vallerand, X. Maldague, Infrared image processing and data analysis, *Infrared Phys. Technol.* 46, 75–83 (2004).
 35. S. Stoyanov, C. Bailey, M.O. Alam, C. Yin, C. Best, P. Tollafeld, R. Crawford, M. Parker, J. Scott, Modelling methodology for thermal analysis of hot solder dip process, *Microelectron. Reliab.* 53, 1055–1067 (2013).
 36. J. Peng, G. Tian, L. Wang, X. Gao, Y. Zhang, Z. Wang, Rolling contact fatigue detection using eddy current pulsed thermography, in: *Proceedings of the 2014 IEEE Far East Forum on Nondestructive Evaluation*, 176–180 (2014).
 37. A. Khaled, S. Brand, M. Kögel, T. Appenroth, I. De Wolf, Investigating stress measurement capabilities of GHz Scanning Acoustic Microscopy for 3D failure analysis, *Microelectron. Reliab.* 64, 336–340 (2016).
 38. C. Wyon, X-ray metrology for advanced microelectronics, *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* 49, 20101 (2010).
 39. H. Lee, S. Arakelyan, B. Friedman, K. Lee, Temperature and microwave near field imaging by thermo-elastic optical indicator microscopy, *Sci. Rep.* 6, 39696 (2016).
 40. E. Ramsden, *Hall-effect Sensors: Theory and Application*, 2nd ed, Elsevier, Amsterdam, 83–183 (2006).
 41. P. Ripka, Advances in fluxgate sensors, *Sens. Actuators A*, 106, 8–14 (2003).
 42. S. Tumanski, Induction coil sensors—a review, *Meas. Sci. Technol.* 18, R31–46 (2007).
 43. T. Arie, H. Nishijima, S. Akita, Y. Nakayama, Carbon-nanotube probe equipped magnetic force microscope, *J. Vac. Sci. Technol. B* 18, 104–107 (2000).

44. R.P. Singh, A.M. Khambadkone, Giant magneto resistive (GMR) effect based current sensing technique for low voltage/high current voltage regulator modules, *IEEE Trans. Power Electron.* 23, 915–925 (2008).
45. L.A. Knauss, A.B. Cawthorne, N. Lettsome, S. Kelly, S. Chatrathorn, E.F. Fleet, F.C. Wellstood, W.E. Vanderlinde, Scanning SQUID microscopy for current imaging, *Microelectron. Reliab.* 41, 1211–1229 (2001).
46. J.E. Lenz, A review of magnetic sensors, *Proc. IEEE* 78, 973–989 (1990).
47. L.A. Knauss, S.I. Woods, A. Orozco, Current imaging using magnetic field sensors, *Microelectron. Fail. Anal. Desk Ref.* 5, 303–311 (2004).
48. M.J. Caruso, T. Bratland, C.H. Smith, R. Schneider, A new perspective on magnetic field sensing, *Sensors Mag.* 15, 34–46 (1998).
49. T. Aichele, A. Lorentz, R. Herget, P. Gornert, Garnet layers prepared by liquid phase epitaxy for microwave and magneto-optical applications—a review, *Cryst. Res. Technol.* 38, 575–587 (2003).
50. F. Schmidt, W. Rave, A. Hubert, Enhancement of magneto-optical domain observation by digital image processing, *IEEE Trans. Magn.* 21, 1596–1598 (1985).
51. A.N. Egorov, S.V. Lebedev, Magneto-optical observation of surface currents in microelectronic circuits, *J. Appl. Phys.* 87, 5362–5364 (2000).
52. O. Galstyan, H. Lee, S. Lee, N. Yoo, J. Park, A. Babajanyan, B. Friedman, K. Lee, Effect of pre-crystallization on the preparation of thick Bi-YIG films by the metal-organic decomposition method, *J. Magn. Magn. Mater.* 366, 24–27 (2014).
53. H. Lee, Y. Yoon, S. Kim, H.K. Yoo, H. Melikyan, E. Danielyan, A. Babajanyan, T. Ishibashi, B. Friedman, K. Lee, Preparation of bismuth substituted yttrium iron garnet powder and thin film by the metal-organic decomposition method, *J. Cryst. Growth* 329, 27–32 (2011).
54. D.E. Lacklison, G.B. Scott, H.I. Ralph, J.L. Page, Garnets with high magneto optic figures of merit in the visible region, *IEEE Trans. Magn.* 9, 457–460 (1973).
55. G.F. Dionne, G.A. Allen, P.R. Haddad, C.A. Ross, B. Lax, Circular polarization and nonreciprocal propagation in magnetic media, *Lync. Lab. J.* 15, 323–340 (2005).
56. O. Galstyan, H. Lee, A. Babajanyan, A. Hakhoumian, B. Friedman, K. Lee, *J. Appl. Phys.* 117, 163914 (2015).
57. T. Ishibashi, T. Kosaka, M. Naganuma, T. Nomura, Magneto-optical properties of Bi-substituted Yttrium Iron Garnet films by metal-organic decomposition method, *J. Phys. Conf. Ser.* 200, 112002 (2010).

58. M. L. Roukes, Nanoelectromechanical systems face the future, *Phys. World* 14, 25–32 (2001).
59. A. B. Matsko, ed., *Practical Applications of Microresonators in Optics and Photonics* CRS Press, (2007).
60. M. Eichenfield, J. Chan, R. Camacho, K. Vahala, and O. Painter, Optomechanical crystals, *Nature* 462, 78–82 (2009).
61. G. Heinrich, J. G. E. Harris, and F. Marquardt, Photon shuttle: Landau-Zener-Stueckelberg dynamics in an optomechanical system, *Phys. Rev. A* 81, 011801(R) (2010).
62. S. Groblacher, K. Hammerer, M. R. Vanner, and M. Aspelmeyer, Observation of strong coupling between a micromechanical resonator and an optical cavity field, *Nature* 460, 724–727 (2009).
63. Akram, U., Kiesel, N., Aspelmeyer, M. & Milburn, G. J. Single-photon optomechanics in the strong coupling regime. *New J. Phys.* 12, 83030 (2010).
64. Akram, U., Kiesel, N., Aspelmeyer, M. & Milburn, G. J. Single-photon optomechanics in the strong coupling regime. *New J. Phys.* 12, 83030 (2010).
65. Gavartin, E. et al. Optomechanical Coupling in a Two-Dimensional Photonic Crystal Defect Cavity. *Phys. Rev. Lett.* 106, 203902 (2011).
66. Gavartin, E. et al. Optomechanical Coupling in a Two-Dimensional Photonic Crystal Defect Cavity. *Phys. Rev. Lett.* 106, 203902 (2011).
67. Sankey, J. C., Yang, C., Zwickl, B. M., Jayich, A. M. & Harris, J. G. E. Strong and tunable nonlinear optomechanical coupling in a low-loss system. *Nat. Phys.* 6, 707–712 (2010).
68. LaHaye, M. D., Buu, O., Camarota, B. & Schwab, K. C. Approaching the Quantum Limit of a Nanomechanical Resonator. *Science* (80-.). 304, 74–77 (2004).
69. Gröblacher, S., Hammerer, K., Vanner, M. R. & Aspelmeyer, M. Observation of strong coupling between a micromechanical resonator and an optical cavity field. *Nature* 460, 724–727 (2009).
70. Rabl, P. Photon Blockade Effect in Optomechanical Systems. *Phys. Rev. Lett.* 107, 63601 (2011).
71. Liu, Y.-C., Xiao, Y.-F., Luan, X. & Wong, C. W. Dynamic Dissipative Cooling of a Mechanical Resonator in Strong Coupling Optomechanics. *Phys. Rev. Lett.* 110, 153606 (2013).

72. S. Gigan, H. R. Böhm, M. Paternostro, F. Blaser, G. Langer, J. B. Hertzberg, K. C. Schwab, D. Bäuerle, M. Aspelmeyer, and A. Zeilinger, Self-cooling of a micromirror by radiation pressure, *Nature* 444, 67–70 (2006).
73. O. Arcizet, P. F. Cohadon, T. Briant, M. Pinard, and A. Heidmann, Radiation-pressure cooling and optomechanical instability of a micromirror, *Nature* 444, 71–74 (2006).
74. D. Kleckner and D. Bouwmeester, Sub-Kelvin optical cooling of a micromechanical resonator, *Nature* 444, 75–78 (2006).
75. M. Aspelmeyer, T. J. Kippenberg, and F. Marquardt, Cavity optomechanics, *Rev. Mod. Phys.* 86, 1391–1452 (2014).
76. K. L. Ekinci and M. L. Roukes, Nanoelectromechanical systems, *Rev. Sci. Instrum.* 6, 061101 (2005).
77. H. J. Mamin and D. Rugar, Sub-attoNewton force detection at millikelvin temperatures, *Appl. Phys. Lett.* 79, 3358–3360 (2001).
78. E. Gavartin, P. Verlot, and T. J. Kippenberg, A hybrid on-chip optomechanical transducer for ultrasensitive force measurements, *Nat. Nanotechnol.* 7, 509–514 (2012).
79. K. Srinivasan, H. Miao, M. T. Rakher, M. Davanço, and V. Aksyuk, Optomechanical transduction of an integrated silicon cantilever probe using a microdisk resonator, *Nano Lett.* 11, 791–797 (2011).
80. K. Jensen, K. Kim, and A. Zettl, An atomic-resolution nanomechanical mass sensor, *Nat. Nanotechnol.* 3, 533–537 (2008).
81. K. L. Ekinci, Y. T. Yang, and M. L. Roukes, Ultimate limits to inertial mass sensing based upon nanoelectromechanical systems, *J. Appl. Phys.* 95, 2682–2689 (2004).
82. F. Liu and M. Hossein-Zadeh, Mass sensing with optomechanical oscillation, *IEEE Sensors* 13, 146–147 (2013).
83. A. N. Cleland and M. L. Roukes, A nanometre-scale mechanical electrometer, *Nature* 392, 160–162 (1998).
84. A. Maekawa, M. Noda, and M. Shintani, Experimental study on a noncontact method using laser displacement sensors to measure vibration stress in piping systems, *Measurement* 79, 101–111 (2016).
85. A. G. Krause, M. Winger, T. D. Blasius, Q. Lin, and O. Painter, A high-resolution microchip optomechanical accelerometer, *Nat. Photonics* 6, 768–772 (2012).

86. T. J. Kippenberg and K. J. Vahala, Cavity optomechanics: backaction at the mesoscale, *Science* 321, 1172–1176 (2008).
87. J. Tamayo, Mass sensing: optomechanics to the rescue, *Nat. Nanotechnol.* 10, 738–739 (2015).
88. A. J. Babadjanyan, N. L. Margaryan, and Kh. V. Nerkararyan, Superfocusing of surface polaritons in the conical structure, *J. Appl. Phys.* 87, 3785 (2000).
89. M. I. Stockman, Nanofocusing of optical energy in tapered plasmonic waveguides, *Phys. Rev. Lett.* 93, 137404 (2004).
90. B. Cerjan, X. Yang, P. Nordlander, and N. J. Halas, Asymmetric aluminum antennas for self-calibrating surface-enhanced infrared absorption spectroscopy, *ACS Photon.* 3, 354–360 (2016).
91. R. Stockle, C. Fokas, V. Deckert, R. Zenobi, B. Sick, B. Hecht, and U. P. Wild, High-quality near-field optical probes by tube etching, *Appl. Phys. Lett.* 75, 160–162 (1999).
92. S. Arakelyan, Investigation of Localized Electromagnetic Field in A Subwavelength Metallic Slit, *Proc. of the YSU Phys. Math. Sciences*, 51, 271-276 (2017).
93. S. Arakelyan, H. Lee, Y. Jeong, A. Babajanyan, B. Friedman, K. Lee, Direct imaging of the SSD and USB memory drives heating by thermo-elastic optical indicator microscopy, *Case Stud. Therm. Eng.* 10, 407–412 (2017).
94. S. Arakelyan, H. Lee, D.-S. Han, A. Babajanyan, G. Berthiau, B. Friedman, K. Lee, Microwave Heating Visualization for Carbon Fibers Composite Material: Development of Tunable Microstrip Structures, *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* 1–6 (2017).
95. Y. JEONG, H. JANG, H. HAN, S. JEON, S. ARAKELIAN, H. LEE, K. LEE, D. OH, D. CHA, Enhancement of Charge Injection in an Organic Thin-Film Transistor with a Metal-Oxide Multilayer Electrode, *New Phys. Sae Mulli.* 67, 24–29 (2017).
96. A. Babajanyan, S. Kim, J. Kim, Sh. Arakelyan, K. Lee, J.-H. Lee, B. Friedman, Noninvasive in vitro monitoring of HbA1C with a microwave biosensor, *Conf. on. AMCSE 2017, Athens, Greece, amcse-151* (2017).
97. T. Abrahamyan, Sh. Arakelyan, A. Babajanyan, Kh. Nerkararyan, Detection of nanometric vibrations by using opto-mechanical sensor, *Conf. on. AMCSE 2017, Athens, Greece, amcse-152* (2017).
98. K. Lee, S. Kim, J. Kim, B. Friedman, A. Babajanyan, Sh. Arakelyan, H. Parsamyan, Microwave Characterization of Complex Dielectric Permittivity Dependence on

- Glucose Concentration in Blood Serum and Aqueous Solution, Proc. of Conf. on. MARM 2017, Yerevan, Armenia, 152-155 (2017).
99. S. Arakelyan, O. Galstyan, H. Lee, A. Babajanyan, J.-H. Lee, B. Friedman, K. Lee, Direct current imaging using a magneto-optical sensor, *Sensors Actuators A Phys.* 238, 397–401 (2016).
 100. Y. LEE, S. JEON, S. ARAKELYAN, Y. JEONG, H. JANG, H. HAN, Y. KIM, H. LEE, K. LEE, D. CHA, Pentacene Organic Thin-film Transistors with Post-annealing Treatments, *New Phys. Sae Mulli.* 66, 127–132 (2016).
 101. S. JEON, S. ARAKELYAN, Y. LEE, Y. KIM, H. HAN, H. JANG, Y. JEONG, H. LEE, K. LEE, D. CHA, Visualization of the Magnetic Field Distribution for a Direct Current by Using the Magneto-optical Effect, *New Phys. Sae Mulli.* 66, 231–234 (2016).
 102. S. Arakelyan, T. Abrahamyan, A. Babajanyan, K. Nerkararyan, Characteristics of light transfer in the connected conical waveguides with the same symmetry axis, *Appl. Opt.* 55, 3854–3857 (2016).
 103. S. JEON, H. LEE, S. ARAKELYAN, H. JANG, Y. JEONG, H. HAN, K. LEE, J. KIM, D. OH, D. CHA, Miniaturized Microwave Filter Design Using a Metamaterial, *New Phys. Sae Mulli.* 66, 1397–1401 (2016).
 104. A. S. Nikoghosyan, Sh. Kh. Arakelyan, Terahertz waves propagation in a LiNbO₃ wedge antenna, Proc. of the International Conference IRPhE' (2016).
 105. Sh. Araqelyan, T. Abrahamyan, A. Babajanyan, Kh. Nerkararyan, Sh. Margaryan, Sensing of the Sub-Surface Ordered Molecular Layers at Liquid-Metal Interface by the Coupled Waveguide Optical Modes, ICTP smr2633: OPTICS 2014, Ashtarak, Armenia, 149 (2014).