

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ

Սիմոնյանց Դավիթ Վաչեի

# ԱՎԱՐՏԱԿԱՆ ԱՇԽԱՏԱՆՔ

ԹԵՄԱ՝

Անտենաների թերությունների և ճառագայթվող  
էլեկտրամագնիսական դաշտի հետազոտումը  
ջերմաառաձգական օպտիկական ինդիկատորով  
մանրադիտակի օգնությամբ

ԵՐԵՎԱՆ 2023

# Բովանդակություն

Ներածություն . . . . .	3
1 Փորձի նկարագրությունը . . . . .	5
1.1 ՋԱՕԻՄ-ի կառուցվածքը . . . . .	5
1.2 Ջերմային բաշխվածության արտապատկերումը . . . . .	6
1.3 Էլեկտրամագնիսական դաշտի կորուստները . . . . .	9
1.4 Տվյալների հավաքագրումը և վերամշակումը . . . . .	11
1.5 Ալիքատարային անտենայի հետազոտումը . . . . .	13
2 Փորձի արդյունքները . . . . .	16
2.1 Ինտենսիվության կախումը հաճախությունից . . . . .	16
3 Փորձի եզրակացությունը . . . . .	20
Գրականություն . . . . .	21

## Ներածություն

Ձերմաստաձգական օպտիկական ինդիկատորով մանրադիտակը (ՋԱՕԻՄ) սարք է, որը հնարավորություն է տալիս հետազոտել էլեկտրամագնիսական ալիքներ կամ ջերմություն ճառագայթող սարքերի էլեկտրական, մագնիսական դաշտերը կամ ջերմային բաշխվածությունը: ՋԱՕԻՄ-ի շնորհիվ կարելի է այդ սարքերում՝ օրինակ՝ էլեկտրոսխեմաներում, հիշասարքերում, անտենաներում կամ ալիքատարներում հայտնաբերել տարատեսակ հնարավոր թերություններ և փորձել հնարավորինս շտկել դրանք: Այդպիսի թերությունների օրինակ են կարճ միացումները, էլեկտրամագնիսական ինտերֆերենցիաները կամ տեղային տաքացումները, որոնք մեր ժամանակներում սարքերի չափսերի փոքրացման և արագագործության մեծացման հետ մեծ խնդիր են դարձել: ՋԱՕԻՄ-ով կարելի է չափել նորմալ աշխատող տրված սարքի ճառագայթած օրինակ՝ մագնիսական դաշտը և չափել թերություններով լի նույն սարքի ճառագայթված մագնիսական դաշտը:

ՋԱՕԻՄ-ի աշխատանքի սկզբունքը կայանում է նրանում, որ սարքի ճառագայթած էլեկտրամագնիսական դաշտի էլեկտրական կամ մագնիսական բաղադրիչները՝ կախված ինդիկատորի նյութի հատկություններից, ունենում են ջերմային կորուստներ ինդիկատորի մեջ, կամ սարքից եկացող ջերմությունը միանգամից անցնում է ինդիկատորի մեջ՝ ինդիկատորի բարձր ջերմահաղորդականության առկայության դեպքում: Առաջացած ջերմությունը ինդիկատորում առաջացնում է մեխանիկական լարումներ, որոնց բաշխվածությունների ֆոտոէլաստիկ չափումների միջոցով վերականգնվում է ջերմային բաշխվածությունը, որից իր հերթին, եթե ջերմության պատճառով դաշտն էր, վերականգնվում է դաշտի ինտենսիվության բաշխվածությունը:

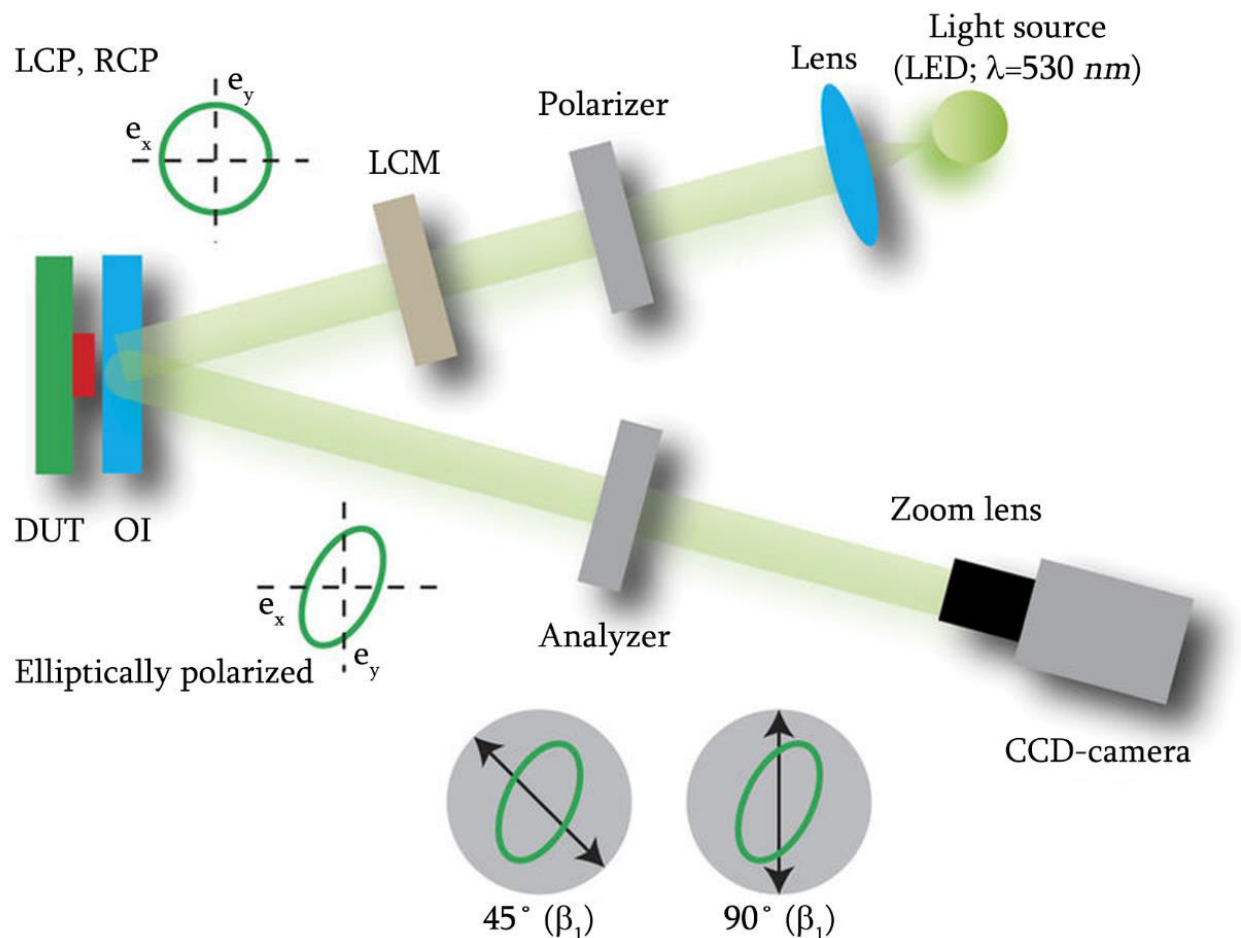
ՋԱՕԻՄ-ի միջոցով չափված ինտենսիվության կամ ջերմության բաշխվածությունը ունենում է բավականին բարձր տարածական լուծունակություն, ինչն իր հիմնական առավելություններից է համարվում: Մինչ դեռ սկանավորման տեխնիկայի հիման վրա աշխատող սարքերը պահանջում են թանկարժեք սարքեր և չափումների խիստ պայմաններ, ՋԱՕԻՄ-ի համար պահանջվող նյութերն ու սարքերը օրինակ՝ սովորական ապակին, CCD (charge-coupled device) տեսախցիկը կամ բևեղնացրած լույսի միկրոսկոպը, հեշտ հասանելի են և ոչ թանկ: Չնայած նրան, որ սկանավորման տեխնիկան ունի մինչև տասնյակ նանոմետրերի հասնող տարածական լուծունակություն, նրա գործողության երկար ժամանակը իր գլխավոր թերությունն է և հնարավորություն չի թողնում կատարել ժամանակից կախված չափումներ:

Այս աշխատանքի նպատակն է ցույց տալ, թե ինչպես է հնարավոր բարձր լուծունակությամբ հետազոտել սովորական ուղղանկյուն ալիքատարի ճառագայթած էլեկտրամագնիսական դաշտը ջերմաստճգական օպտիկական մանրադիտակի միջոցով:

# 1 Փորձի նկարագրությունը

## 1.1 ՉԱՕԻՄ-ի կառուցվածքը

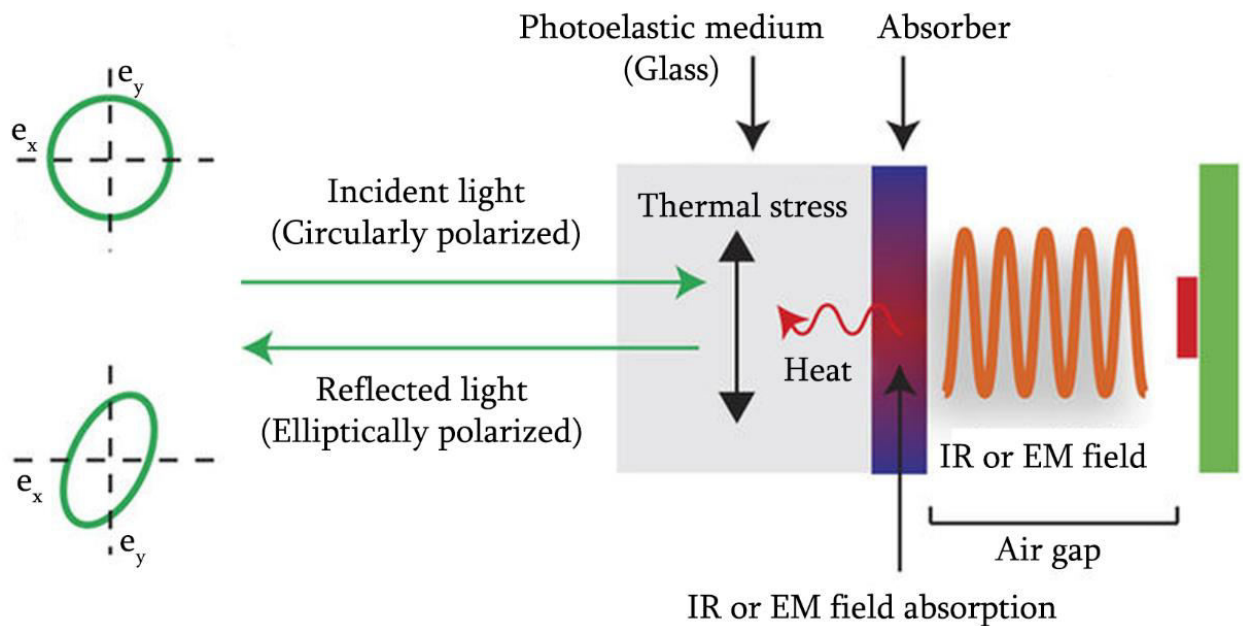
Նկ. 1-ում պատկերված է ՉԱՕԻՄ-ի փորձարարական սխեման: Հետազոտվող սարքի վրա տեղադրված է օպտիկական ինդիկատոր, որը իրենից ներկայացնում է ջերմային կամ էլեկտրամագնիսական ճառագայթում կլանող նանոմետրական շերտով ապակի: Սովորական LED-ից ինդիկատորի վրա ընկած է լույս, որը սկզբից անցնում է հարթ բևեռացուցչով, այնուհետև անցնում է հեղուկ-բյուրեղային մոդուլատորով և ձեռք բերում շրջանային բևեռացում: Շրջանային բևեռացած լույսն ընկնելով ինդիկատորի վրա, կլանիչ շերտից անդրադառնալով անցնում է վերլուծչով և նրա բևեռականության փոփոխությունները գրանցվում են CCD տեսախցիկով:



Նկ. 1: Փորձի սկզբունքային սխեման

Ինչպես պատկերված է նկ. 2-ում, կախված շերտի նյութի հատկություններից, ինդիկատորը կարող է կլանել ջերմային ճառագայթում կամ իր ներսում էլեկտրամագնիսական ճառագայթումը

կլրի ջերմային կորուստներ: Կլանող շերտում առաջացած ջերմությունը տարածվում է իր ամբողջ ջերմաէլաստիկ միջավայրով և նրանում առաջացնում է ջերմամեխանիկական լարումներ: Ջերմամեխանիկական լարումների պատճառով ինդիկատորի վրա ընկած շրջանային բևեռացված լույսը, կախված իր դիրքում լարվածության առանցքի կողմնորոշումից, կլանող շերտի միջավայրում կփոխի իր բևեռացվածությունը Էլիպտիկի: Այս երևույթը հայտնի է որպես ֆոտոէլաստիկ երևույթ: Այնուհետև  $0^\circ$  և  $45^\circ$  աստիճան կողմնորոշմամբ վերլուծիչից անցած լույսի ինտենսիվությամբ կարելի է չափել հետազոտվող սարքի պատճառով օպտիկական ինդիկատորում առաջացած գծային երկբեկման փոփոխությունը:



Նկ. 2: Ինդիկատորում կլավնած ջերմային կամ էլեկտրամագնիսական ճառագայթումից առաջացած ջերմամեխանիկական լարումների պատճառով շրջանային բևեռացրած լույսի վերափոխումը Էլիպտիկ բևեռացվածի:

## 1.2 Ջերմային բաշխվածության արտապատկերումը

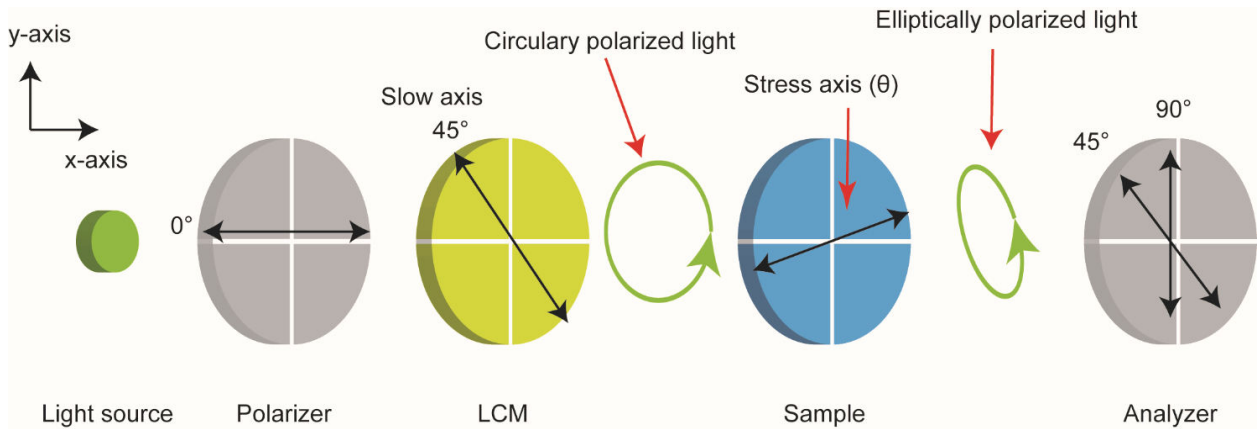
Գտնենք ջերմամեխանիկական լարման կապը նորմալ և սահքի լարումներով պայմանավորված գծային երկբեկման բաշխվածությունների հետ: Նկ. 3-ում օպտիկական սարքերից յուրաքանչյուրի համար Ջոնի մատրիցը տրվում է հետևյալ կերպ՝

$$J_p = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, J_{LCM} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} e^{i\frac{\delta}{2}} + e^{-i\frac{\delta}{2}} & e^{i\frac{\delta}{2}} - e^{-i\frac{\delta}{2}} \\ e^{i\frac{\delta}{2}} - e^{-i\frac{\delta}{2}} & e^{i\frac{\delta}{2}} + e^{-i\frac{\delta}{2}} \end{pmatrix}, J_A = \begin{pmatrix} \cos^2 \phi & \cos \phi \sin \phi \\ \cos \phi \sin \phi & \sin^2 \phi \end{pmatrix}, \quad (1)$$

որտեղ՝  $\delta$ -ն հեղուկ-բյուրեղային մոդուլյատորի գծային երկբեկումն է, իսկ  $\phi$ -ն վերլուծող բևեռացուցիչի և  $x$  առանցքի հետ կազմած անկյունը: Գծային և շրջանային փոխադարձելիության և շրջանային երկբեկման պայմաններում ինդիկատորի համար Ջոնի մատրիցը կրնալ հետևյալ տեսքը [1]՝

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

որտեղ՝  $\beta$ -ն ինդիկատորում ջերմամեխանիկական լարումներից առաջացած գծային երկբեկումն է, իսկ  $\theta$ -ն՝ լարման սկզբունքային առանցքի և վերլուծող բևեռացուցիչի կազմած անկյունը:



Նկ. 3: Փորձում օգտագործվող օպտիկական բաղադրիչների անկյունային կողմնորոշումները

:

CCD տեսախցիկին ընկնող լույսի ինտենսիվությունը կորոշվի հետևյալ բանաձևով՝

$$I = \frac{E_i^2}{4} (|A|^2 + |B|^2 \sin^2 \phi + (A^* B + AB^*) \cos \phi \sin \phi), \quad (3)$$

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

$$A = j_1 \delta_+ + j_2 \delta_-, \quad B = j_2 \delta_+ + j_1 \delta_-, \quad (4)$$

$$j_1 = e^{i\beta} \cos^2 \phi + e^{-i\beta} \sin^2 \phi, \quad j_2 = (e^{i\beta} - e^{-i\beta}) \cos \phi \sin \phi, \quad (5)$$

$$\delta_+ = e^{i\frac{\delta}{2}} + e^{-i\frac{\delta}{2}}, \quad \delta_- = e^{i\frac{\delta}{2}} - e^{-i\frac{\delta}{2}}, \quad (6)$$

Հաշվի առնելով (3)-(6) բանաձևերը և անկման լույսի շրջանային բևեռացվածությունը, CCD տեսախցիկին հասնող լույսի ինտենսիվության

համար ունենք՝

$$I_{\phi=\pi/2, \delta=-\pi/2} = \frac{E_i^2}{2}(1 - \sin 2\beta \sin 2\theta), \quad I_{\phi=\pi/2, \delta=\pi/2} = \frac{E_i^2}{2}(1 + \sin 2\beta \sin 2\theta), \quad (7)$$

$$I_{\phi=\pi/4, \delta=-\pi/2} = \frac{E_i^2}{2}(1 - \sin 2\beta \cos 2\theta), \quad I_{\phi=\pi/4, \delta=\pi/2} = \frac{E_i^2}{2}(1 + \sin 2\beta \cos 2\theta), \quad (8)$$

$\beta$ -ի փոքր անկյունների դեպքում՝

$$\beta_1 = \frac{1}{2} \frac{I_{\phi=\pi/4, \delta=\pi/2} - I_{\phi=\pi/4, \delta=-\pi/2}}{I_{\phi=\pi/4, \delta=\pi/2} + I_{\phi=\pi/4, \delta=-\pi/2}} \approx \beta \cos 2\theta, \quad \beta_2 = \frac{1}{2} \frac{I_{\phi=\pi/2, \delta=\pi/2} - I_{\phi=\pi/2, \delta=-\pi/2}}{I_{\phi=\pi/2, \delta=\pi/2} + I_{\phi=\pi/2, \delta=-\pi/2}} \approx \beta \sin 2\theta \quad (9)$$

Ենթադրվում է, որ ջերմամեխանիկական լարումները բնութագրվում են երկչափ թենզորով, քանի որ ինդիկատորի նանոմետրական շերտի չափը երրորդ չափողականությամբ անհամեմատ փոքր է մյուս երկու ուղղությամբ չափումներից: Մեխանիկական թենզորի համար ունենք՝

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_1 \cos^2 \theta + \sigma_2 \sin^2 \theta & (\sigma_1 - \sigma_2) \cos \theta \sin \theta \\ (\sigma_1 - \sigma_2) \cos \theta \sin \theta & \sigma_1 \cos^2 \theta + \sigma_2 \sin^2 \theta \end{pmatrix}, \quad (10)$$

որտեղ՝  $\sigma_1$ -ը և  $\sigma_2$ -ը մեխանիկական լարումների սկզբունքային առանցքներն են: (9) և (10) բանաձևերից կատանանք կապը գծային երկբեկման և մեխանիկական լարման միջև՝

$$\beta_1 = \frac{2\pi dS}{\lambda}(\sigma_{xx} - \sigma_{yy}), \quad \beta_2 = \frac{2\pi dS}{\lambda}2\sigma_{xy}, \quad (11)$$

որտեղ՝  $S$ -ը լարման օպտիկական հաստատունն է,  $\lambda$ -ն ընկնող լույսի ալիքի երկարությունն է, իսկ  $d$ -ն ինդիկատորի հաստությունն է:

Գտնենք կապը ջերմային բաշխման և մեխանիկական լարման միջև: Հարթությամբ ազդող ուժերի դեպքում ջերմային լարումները կարելի է ներկայացնել հետևյալ բանաձևերով [3]՝

$$\sigma_{xx} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + CT, \quad \sigma_{yy} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + CT, \quad \sigma_{xy} = -\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y}, \quad C = \frac{\alpha E}{1 - 2\nu}, \quad (12)$$

որտեղ  $T$ -ն ջերմաստիճանային բաշխվածությունն է,  $\alpha$ -ն ջերմային ընդարձակման գործակիցն է,  $\nu$ -ն Պուասոնի գործակիցն է,  $E$ -ն Յունգի մոդուլն է, իսկ  $\Phi$ -ն լարման ֆունկցիան է և բավարարում է հետևյալ հավասարմանը՝

$$\nabla^4 \Phi = -\frac{\alpha E}{1 - \nu} \nabla^2 T, \quad (13)$$



(12)-ից կստանանք՝

$$-\frac{\partial(\sigma_{xx} - \sigma_{yy})}{\partial x} - 2\frac{\partial\sigma_{xy}}{\partial y} = \frac{\partial(\nabla^2\Phi)}{\partial x}, \quad -\frac{\partial(\sigma_{xx} - \sigma_{yy})}{\partial y} - 2\frac{\partial\sigma_{xy}}{\partial x} = \frac{\partial(\nabla^2\Phi)}{\partial y}, \quad (14)$$

որից կստանանք կապը լարման ֆունկցիայի և գծային երկրեկման միջև՝

$$\frac{\partial(\nabla^2\Phi)}{\partial x} = -\frac{\lambda}{2\pi dS} \left( \frac{\partial\beta_1}{\partial x} + \frac{\partial\beta_2}{\partial y} \right), \quad \frac{\partial(\nabla^2\Phi)}{\partial y} = -\frac{\lambda}{2\pi dS} \left( \frac{\partial\beta_1}{\partial y} - \frac{\partial\beta_2}{\partial x} \right), \quad (15)$$

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

$$q = -\frac{(1-\nu)k}{\alpha E} \left( \frac{\partial^2(\nabla^2\Phi)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2(\nabla^2\Phi)}{\partial y^2} \right), \quad q = k\nabla^2 T, \quad (16)$$

որտեղ  $q$ -ն ջերմային բաշխվածությունն է, իսկ  $k$ -ն ինդիկատորի էֆեկտիվ ջերմահաղորդականությունը: (15)-ից և (16)-ից կստանանք կապը ջերմային բաշխվածության և գծային երկրեկման միջև՝

$$q = \frac{\lambda}{2\pi dS} \frac{1-\nu}{\alpha E k} \left( 2\frac{\partial^2\beta_2}{\partial x\partial y} + \frac{\partial^2\beta_1}{\partial x^2} - \frac{\partial^2\beta_1}{\partial y^2} \right): \quad (17)$$

### 1.3 Էլեկտրամագնիսական դաշտի կորուստները

Բարձր ջերմահաղորդականությամբ օժտված ինդիկատորը լավ է կլանում իր մեջ ջերմային ճառագայթումը և ստացված գծային երկրեկմամբ հնարավոր է լինում արտապատկերել ջերմային ճառագայթումը ինդիկատորի մեջ: Սակայն ինդիկատորի նանոմետրական շերտի համապատասխան հատկություններով նյութ ընտրելու դեպքում ինդիկատորում էլեկտրամագնիսական ճառագայթումը կկրի ջերմային կորուստներ, որից առաջացած ջերմային բաշխվածության արտապատկերումը կնկարագրի ինդիկատորում էլեկտրամագնիսական դաշտի ինտենսիվության բաշխվածությունը: Համարելով ինդիկատորի ապակու ջերմահաղորդականությունը համասեռ, էլեկտրամագնիսական կորուստներով ինդիկատորի ապակյա տակդիրում ջերմաստիճանի փոփոխությունը կնկարագրվի հետևյալ բանաձևով՝

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla(k\nabla T) = q, \quad (18)$$

որտեղ՝  $\rho$ -ն ապակյա տակդիրի խտությունն է,  $k$ -ն՝ ջերմահաղորդականությունը,  $C_p$ -ն՝ ջերմունակությունը, իսկ  $q$ -ն էլեկտրամագնիսական կորուստներով նյութում ջերմության բաշխվածությունն է: Ստացիոնար վիճակում հավասարումը պարզեցվում է՝

$$-k\nabla^2 T = q : \quad (19)$$

Կախված ինդիկատորի նանոմետրական շերտի նյութից, էլեկտրական կամ մագնիսական դաշտը ինդիկատորում կարող է կրել ջերմային կորուստներ: Եթե շերտը դիէլեկտրիկ կորուստներով նյութ է, ապա էլեկտրական դաշտը կրում է ջերմային կորուստներ: Առաջացած ջերմային էներգիայի խտությունը կորոշվի հետևյալ բանաձևով՝

$$q = \frac{\omega}{2} \varepsilon'' |E|^2, \quad (20)$$

որտեղ՝  $\omega$ -ն էլեկտրամագնիսական դաշտի հաճախությունն է, իսկ  $\varepsilon''$ -ն կորուստներով շերտի դիէլեկտրիկ թափանցելիության կեղծ մասն է, իսկ  $E$ -ն՝ էլեկտրական դաշտի լայնությունը:

Եթե նանոմետրական շերտը բարձր հաղորդականությամբ նյութ է, ապա մագնիսական դաշտը նրանում մակածում է մրրկային հոսանքներ, որոնք կրում են ջերմային կորուստներ: Առաջացած ջերմային էներգիայի խտությունը կորոշվի հետևյալ բանաձևով՝

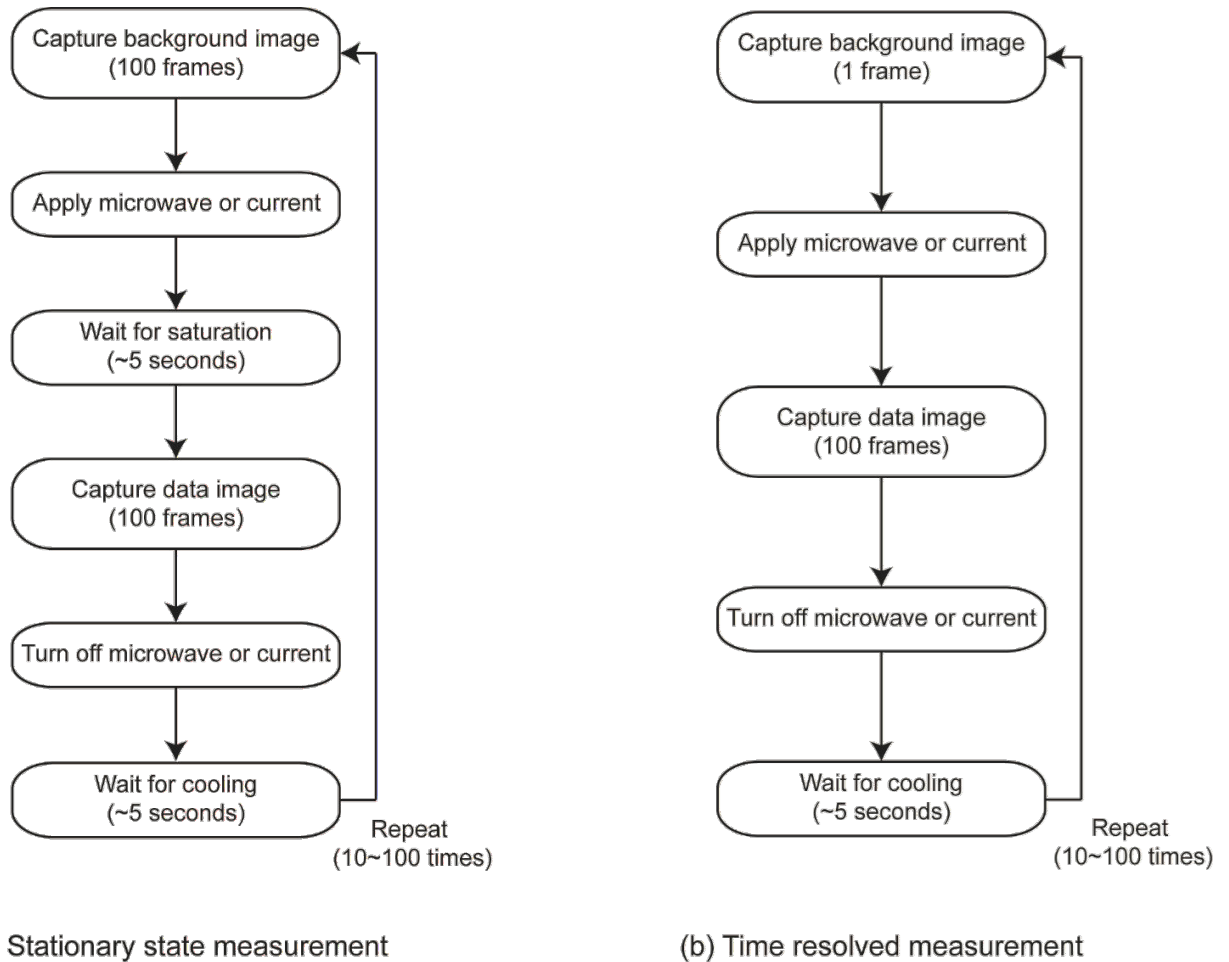
$$q = \frac{P_{av}}{V} = \frac{R_s}{2t} |H_t|^2, \quad (21)$$

$$P_{av} = \int \frac{R_s}{2} |H_t|^2 dS, \quad (22)$$

$$R_s = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}} = \frac{1}{\sigma\delta_s}, \quad (23)$$

որտեղ  $P_{av}$ -ն հաղորդիչ շերտի կլանած էլեկտրամագնիսական հզորությունն է,  $R_s$ -ը և  $\delta_s$ -ը համապատասխանաբար շերտի մակերևույթային դիմադրությունն է և սկիին շերտի հաստությունը,  $H_t$ -ն հաղորդիչ շերտի նկատմամբ մագնիսական դաշտի տանգենցիալ բաղադրիչն է, իսկ  $t$ -ն շերտի հաստությունն է:

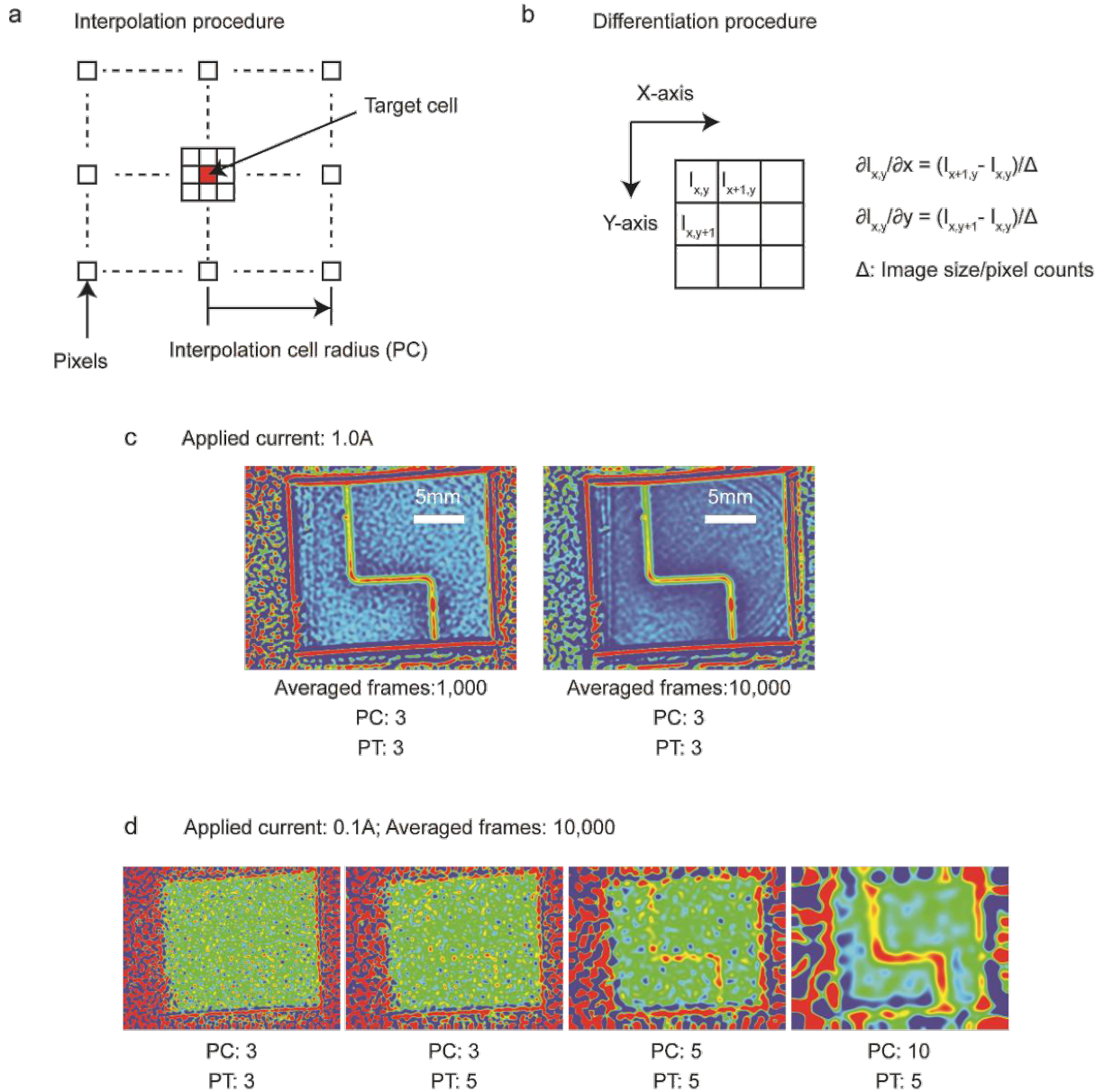
## 1.4 Տվյալների հավաքագրումը և վերամշակումը



Նկ. 4: Տվյալների հավաքագրման քայլերի հերթականությունը (a) ստատիկ չափումների և (b) ժամանակից կախված չափումների դեպքում:

CCD տեսախցիկով արված պատկերները հավաքագրվում են և վերամշակվում: Նկ. 4-ում ցույց է տրված ստատիկ և ժամանակից կախված չափումների դեպքում տվյալների հավաքագրման քայլերը: Ստատիկ չափումներում սկզբից CCD տեսախցիկով վերցվում են «հենքային» (background) տվյալների պատկերները և միջինացվում, այնուհետև միացվում է ջերմային կամ էլեկտրամագնիսական ճառագայթման աղբյուրը և մոտ 5 վրկ հազեցումից հետո, երբ ինդիկատորում հաստատվում է որոշակի ջերմային բաշխում, վերցվում և միջինացվում են «ինֆորմատիվ» (data) տվյալների պատկերները: Ճառագայթման աղբյուրը անջատվում է և ինդիկատորը կրկին 5 վրկ հազեցում է, որից հետո կատարվում է նույն փորձը 10-100 անգամ: Ժամանակից կախված չափումների դեպքում «հենքային» պատկերը վերցվում է մեկ անգամ, այնուհետև ճառագայթման աղբյուրը միացնելուց հետո որոշակի ժամանակի ընթացքում վերցվում են «ինֆորմատիվ» պատկերները, որից

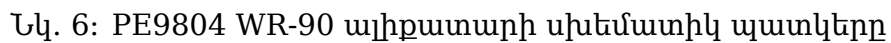
հետո աղբյուրն անջատվում է և հագեցնում: Նույն փորձը կրկնվում է 10-100 անգամ: Ընդհանուր առմամբ ստանում ենք 1000-10000 միջինացվող կադր:



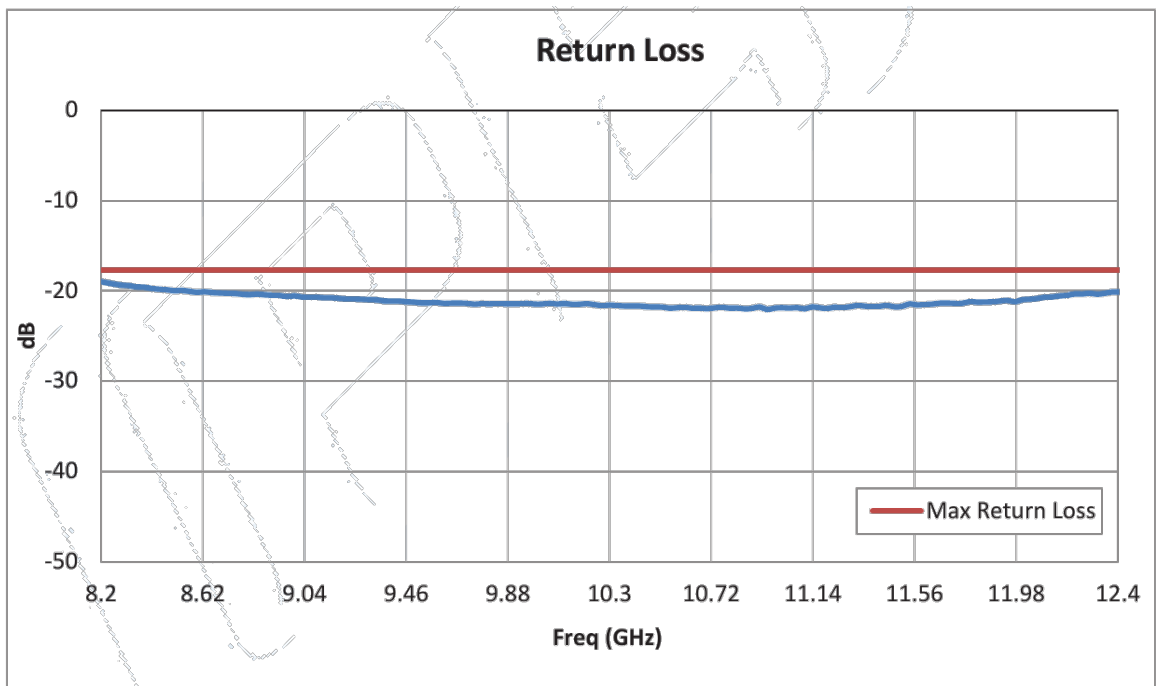
Նկ. 5: (a) Պատկերի հարթեցման պրոցեսը: (b) Պատկերի դիֆերենցման պրոցեսը: (c) Հաշվարկված ջերմային բաշխվածությունը 1000 և 10000 կադրերի միջինացմամբ: (d) Հաշվարկված ջերմային բաշխվածությունը տարբեր չափերով «շարժվող բջիջի» տարբեր քանակի հարթեցումներից հետո:

Միջինացումից բացի պատկերները նաև հարթեցվում են, ինչպես ցույց է տրված նկ. 5 (a)-ում: Հարթեցումը տեղի է ունենում «շարժվող բջիջի» միջոցով, որում բջիջի տակ եղած պատկերի պիկսելների ինտենսիվությունները միջինացվում են: Այնուհետև պատկերները դիֆերենցվում են ըստ հորիզոնական և ուղղահայաց ուղղություններով

## 1.5 Այիքատարային անտենայի հետազոտումը



13



Նկ. 7: PE9804 WR-90 ալիքատարի աշխատանքի տիրույթում հաճախությունից կախված մարման գործակիցը:

Որպես օպտիկական ինդիկատոր օգտագործվել է ինդիում-անագի բարակ օքսիդային թաղանթով ապակին (ITO Glass): Ինդիում-անագի օքսիդը թափանցիկ հաղորդիչ օքսիդ է, որն իրենից ներկայացնում է ինդիումի օքսիդի ( $\text{In}_2\text{O}_3$ ) և անագի օքսիդի ( $\text{SnO}_2$ ) պինդ լուծույթ: Այն ունի կիսահաղորդիչ է շուրջ 4 ԷՎ արգելված գոտով: ITO-ն օժտված է բարձր հաղորդականությամբ (մոտ  $10^6$  Սմ/մ) և մեծ թափանցիկությամբ (90.2%) [4]: ITO-ն օգտագործվում է տարբեր էլեկտրոնային սարքերում, օրինակ՝ սենսորային էլրաններում կամ արևային մարտկոցներում: Ինդիում-անագի օքսիդի բարակ թաղանթը հարթության վրա նստեցվում է հիմնականում ֆիզիկական գոլորշիների նստեցման (physical vapor deposition (PVD)) եղանակով: Ինդիումի բարձր գնի և սահմանափակ քանակի, ինչպես նաև վակուում պահանջող թաղանթի նստեցման եղանակի բարձր գնի պատճառով ITO-ի պատրաստման այլ եղանակների և ITO-ին փոխարինող, թափանցիկ հաղորդիչ այլ նյութերի, օրինակ՝ գրաֆենի, ածխածնային նանոխողովակների, հաղորդիչ պոլիմերների ուսումնասիրություններ են կատարվել:

Ինդիկատորի ապակու վրա պատված ITO թաղանթի հաստությունը 100 նմ էր: Ինչպես նշվեց, այսպիսի թաղանթով ինդիկատորը ունի բարձր հաղորդականություն, այսինքն նրանում, ինչպես հայտնի է, մագնիսական դաշտը մակածում է մրրկային հոսանքներ, որոնք նյութի դիմադրության պատճառով կրում են ջերմային կորուստներ: Այսինքն

չափվելու է ալիքատարի ճառագայթած էլեկտրամագնիսական դաշտի հենց մագնիսական բաղադրիչը:

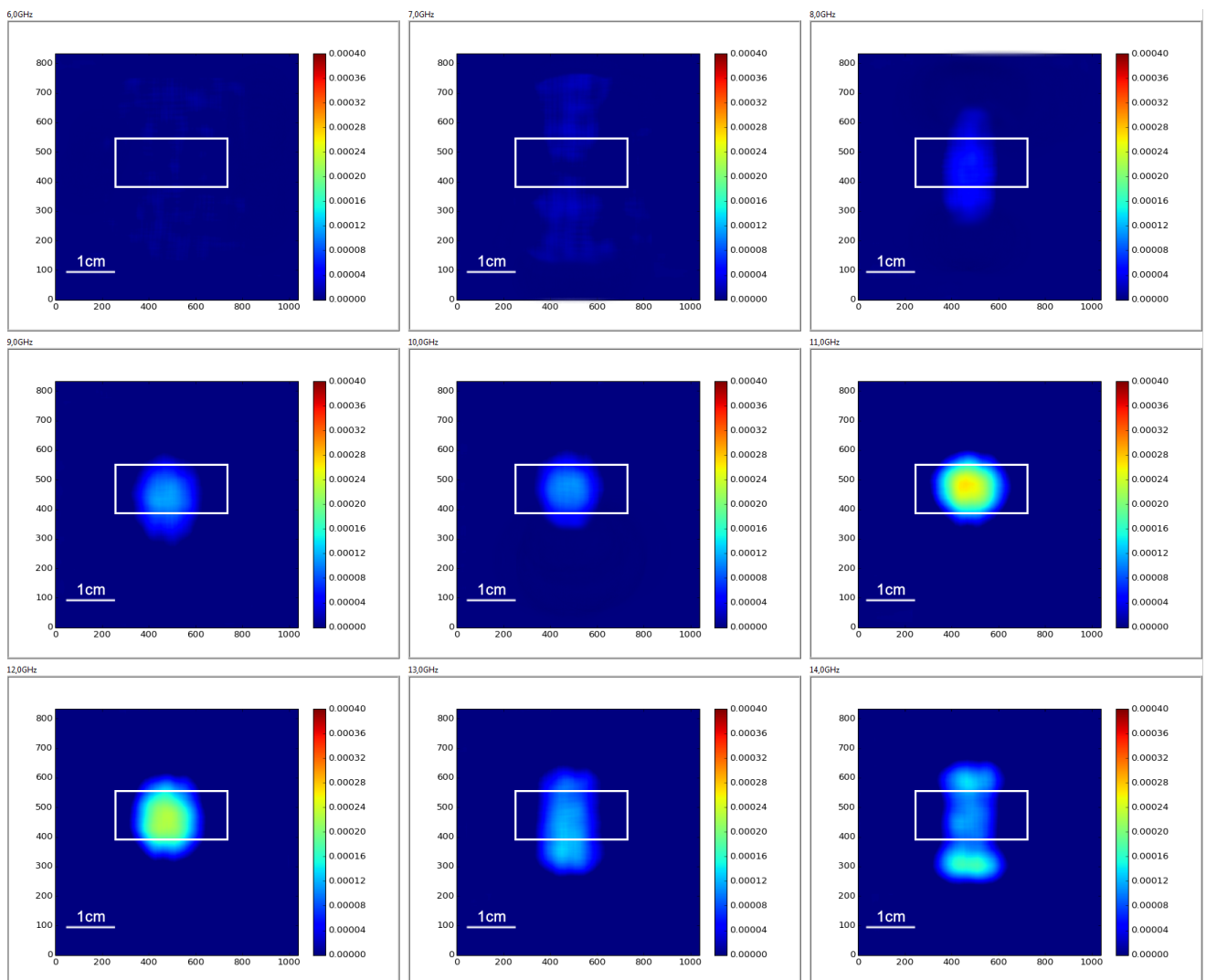
Փորձը բաժանված էր երեք մասի, փորձի յուրաքանչյուր մասում գեներացվել են որոշակի հզորության էլեկտրամագնիսական ալիքներ, որոնք անցկացվել են ուղղանկյուն ալիքատարով: Փորձի առաջին մասում գեներացվել են 0 dBm, երկրորդում՝ 3 dBm, իսկ երրորդում՝ 6 dBm հզորությամբ էլեկտրամագնիսական ալիքներ: Փորձի յուրաքանչյուր մասում հերթով ճառագայթվել են նույն հզորության, ինքն տարբեր հաճախություններով էլեկտրամագնիսական ալիքներ՝ 1 ԳՀց քայլով [6-14] ԳՀց տիրույթում: Ալիքատարից դուրս եկած էլեկտրամագնիսական ալիքների մագնիսական բաղադրիչը ուսումնասիրվել է ալիքատարից 5 մմ հեռավորության վրա:

Յուրաքանչյուր հզորության և հաճախության էլեկտրամագնիսական ալիքների համար, համաձայն նկ. 4-ում ցուցադրված սխեմայի և (17) բանաձևի, CCD տեսախցիկով հավաքվել և վերամշակվել են ջերմային բաշխվածությունների պատկերները: CCD տեսախցիկով հավաքված պատկերները միջինացվել և հարթեցվել են LabVIEW միջավայրում գրված հատուկ ծրագրի միջոցով: Համաձայն (22) օրենքի՝ ստացված ջերմային բաշխվածության պատկերը նկարագրում է մագնիսական դաշտի ինտենսիվությունների բաշխվածությունը: Այսպիսով, ստացված պատկերները բարձր տարածական լուծունակությամբ նկարագրում են ալիքատարային անտենայից դուրս եկած մագնիսական դաշտը: Վերամշակման գործողության հետ մեկտեղ փորձի յուրաքանչյուր մասի վրա ծախսվել է մոտ 40 րոպե ժամանակ:

## 2 Փորձի արդյունքները

### 2.1 Ինտենսիվության կախումը հաճախությունից

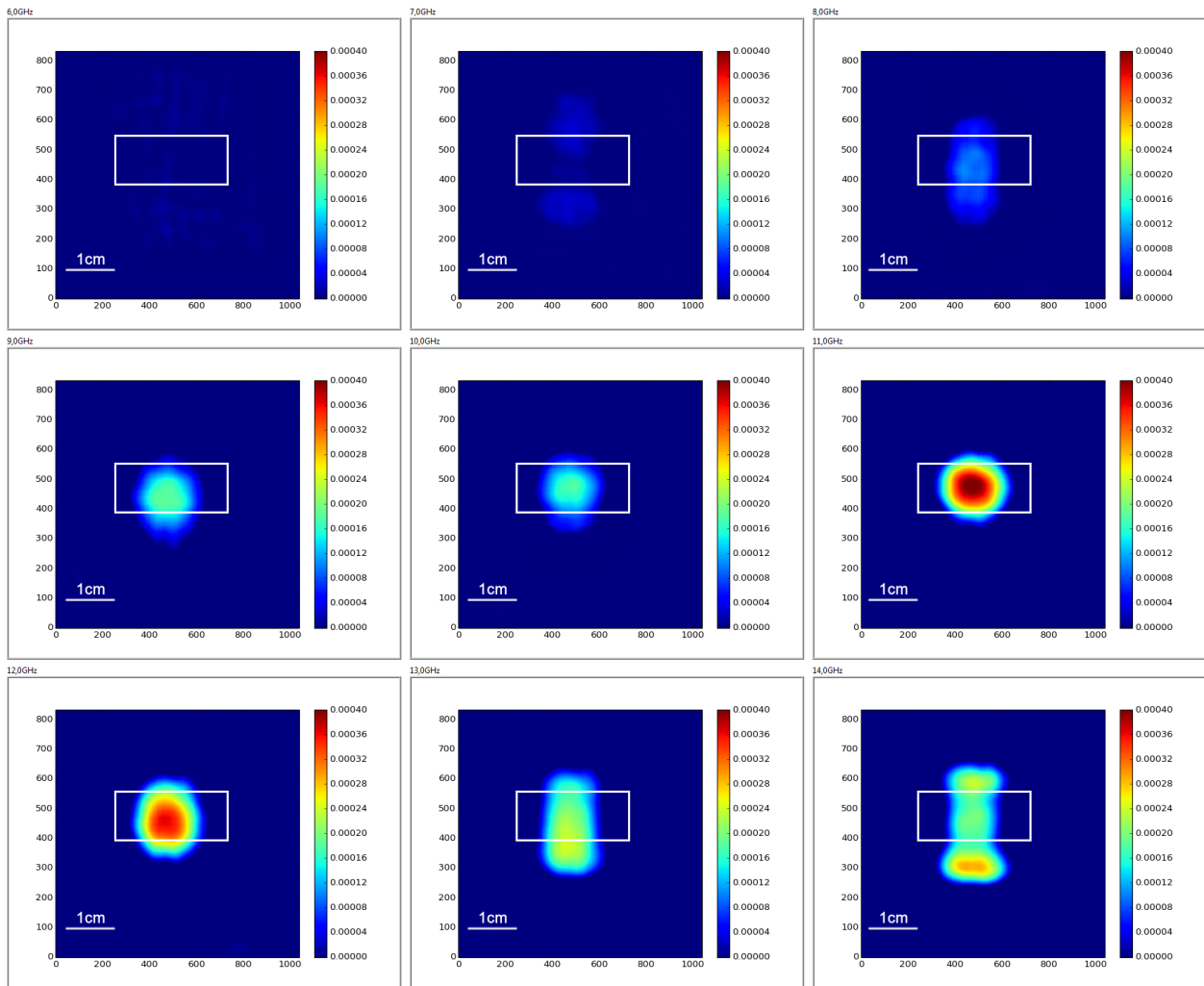
Նկ. 8-ում, 9-ում և 10-ում ցույց են տրված ալիքատարային անտենայի ճառագայթած մագնիսական դաշտերի ինտենսիվությունների պատկերները, համապատասխանաբար 0 dBm, 3 dBm և 6 dBm հզորություններով գեներացված էլեկտրամագնիսական ալիքների դեպքում: Յուրաքանչյուր նկարում մագնիսական դաշտերի ինտենսիվությունները պատկերված են նույն հզորությամբ վերը նշված ինը հաճախություններով գեներացված ալիքների համար, որոնք ստացվել էին LabVIEW-ով գրված հատուկ ծրագրում, գծային երկբեկման բաշխվածությունները հավաքագրելու և վերամշակելու արդյունքում:



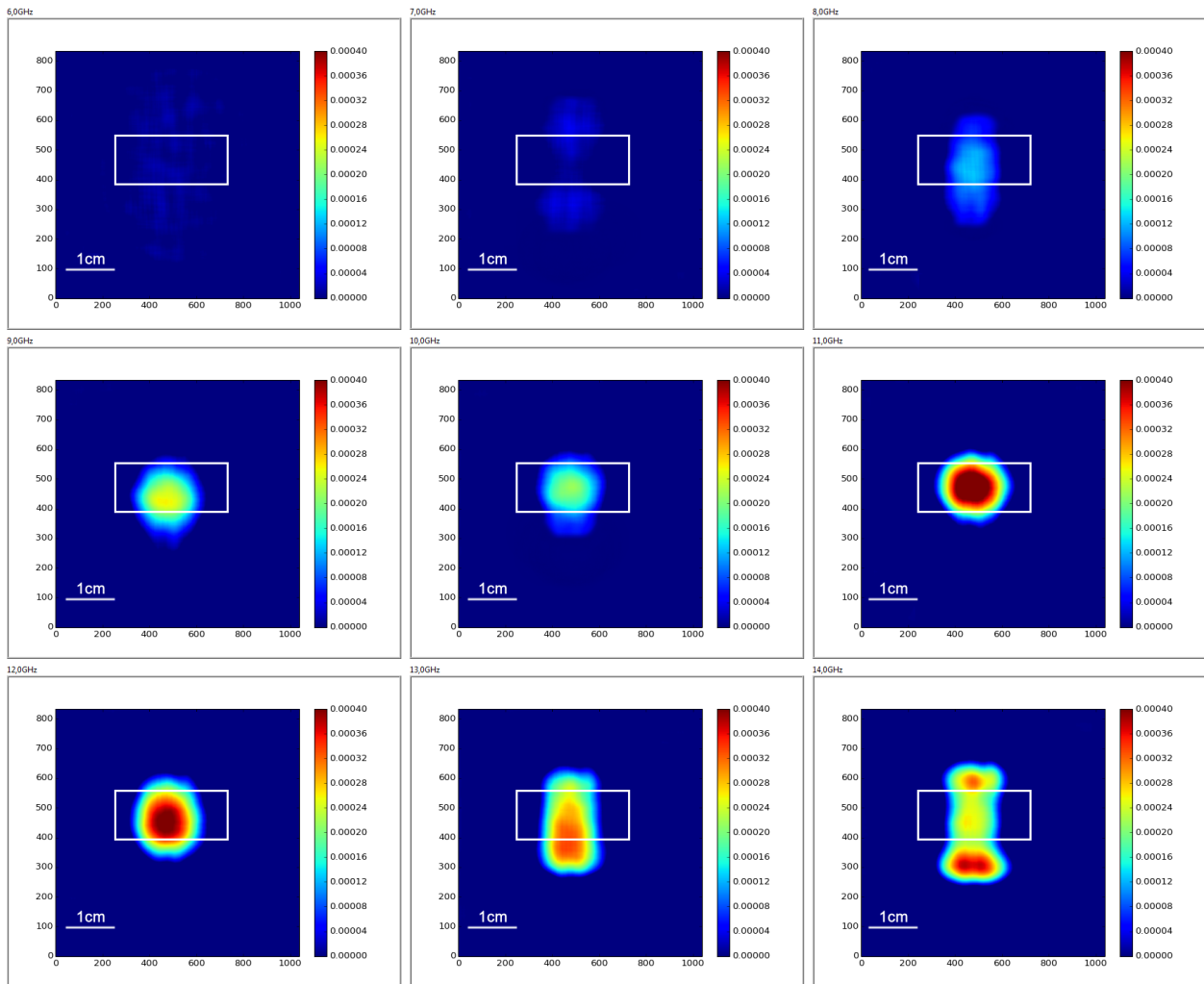
Նկ. 8: 0 dBm հզորությամբ գեներացված էլեկտրամագնիսական ալիքների դեպքում մագնիսական դաշտի ինտենսիվությունները յուրաքանչյուր հաճախությամբ ալիքների համար: Պատկերները ցույց են տված ըստ հաճախության աճման՝ ձախից աջ, վերևից ներքև հաջորդականությամբ:



Յուրաքանչյուր պատկերներում նաև ցույց է տրված ուղղանկյուն ալիքատարի կտրվածքի դիրքը և չափը:



Նկ. 9: 3 dBm հզորությամբ գեներացված էլեկտրամագնիսական ալիքների դեպքում մագնիսական դաշտի ինտենսիվությունները յուրաքանչյուր հաճախությամբ ալիքների համար: Պատկերները ցույց են տված ըստ հաճախության աճման՝ ձախից աջ, վերևից ներքև հաջորդականությամբ:

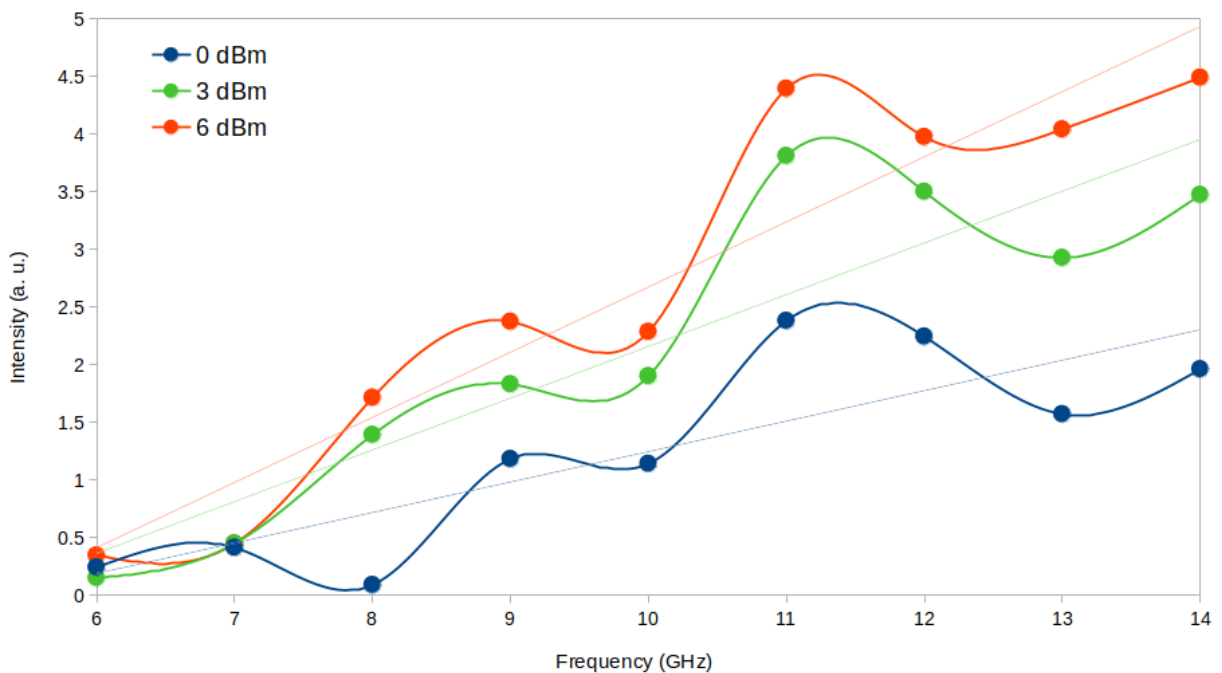


Նկ. 10: 6 dBm հզորությամբ գեներացված էլեկտրամագնիսական ալիքների դեպքում մագնիսական դաշտի ինտենսիվությունները յուրաքանչյուր հաճախությամբ ալիքների համար: Պատկերները ցույց են տված ըստ հաճախության աճման՝ ձախից աջ, վերևից ներքև հաջորդականությամբ:

Ինչպես տեսնում ենք, հաճախությունը բարձրացնելիս՝ ալիքատարի մագնիսական դաշտի ինտենսիվությունը բարձրանում է և վերաբաշխվում: Նույն վարքը տեղի է ունենում բոլոր 0, 3 և 6 dBm հզորություններում: Նկատի առնենք, որ ալիքատարը օգտագործվել է նաև իր աշխատանքային հաճախային տիրույթից դուրս հաճախություններում՝ 6, 7, 13 կամ 14 ԳՀց հաճախությամբ ալիքներ են անցկացվել ալիքատարով: Ինչպես տեսնում ենք նկարներում, ալիքատարի աշխատանքային տիրույթից ցածր հաճախությունների դեպքում մագնիսական դաշտը ունի անկանոն տեսք և ցածր ինտենսիվություն: Սա պայմանավորված է ալիքատարում ցածր հաճախությամբ էլեկտրամագնիսական ալիքների անդրադարձմամբ: Բարձր հաճախությունների դեպքում, ինչպես օրինակ 13 կամ 14 ԳՀց, մագնիսական դաշտը կրկին կրում է անկանոն տեսք,

ինչը պայմանավորված է ալիքատարում ալիքների անդրադարձումների, ինտերֆերենցիաների և այլ տեսակի շեղումների առկայությամբ: Այս ամենին համեմատ, ալիքատարի աշխատանքային տիրույթում անցկացված ալիքների մագնիսական դաշտի ինտենսիվությունը հաճախության բարձրացման հետ աճում է:

Նկ. 11-ում ցույց է տրված վերը նշված հզորությունների դեպքում ալիքատարից ճառագայթված մագնիսական դաշտի միջին ինտենսիվության կախումը [6, 14] ԳՀց միջակայքում ալիքի հաճախությունից:



Նկ. 11: Ալիքատարի մագնիսական դաշտի միջին ինտենսիվության կախումը հաճախությունից՝ բոլոր երեք հզորություններով էլեկտրամագնիսական ալիքների գեներացումների դեպքում:

Փորձը ցույց է տալիս, որ մագնիսական դաշտի միջին ինտենսիվությունը [6-14] ԳՀց միջակայքում ալիքի հաճախության բարձրացման հետ աճում է գծայինին մոտ օրենքով:

### **3 Փորձի եզրակացությունը**

## Գրականություն

- [1] Xie, X., Simon, J. D. Picosecond circular dichroism spectroscopy: a Jones matrix analysis. J. Opt. Soc. Am. B 7, 1673 (1990).
- [2] 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).
- [3] Barron R. F., Barron B. R. Design for Thermal Stresses. Ch. 6 (Wiley, 2011).
- [4] Chen Z, Li W, Li R, Zhang Y, Xu G, Cheng H. Fabrication of highly transparent and conductive indium-tin oxide thin films with a high figure of merit via solution processing. Langmuir. 2013 Nov 12;29(45):13836-42. doi: 10.1021/la4033282. Epub 2013 Oct 28. PMID: 24117323.