

UNIVERSITATEA DIN BUCUREȘTI Facultatea de Fizică Școala Doctorală de Fizică – Optică, Spectroscopie, Plasmă, Laseri



Tiberius Nicolae VASILE

$\begin{array}{c} Cercet \vari \ de \ metrologie \ interferential \vadded \ de \ la \ vizibil \ la \ infrarosul \ indep \vartat \ si \ th_z \end{array}$

- Rezumatul tezei de doctorat -

Conducător științific Prof. dr. Tiberiu TUDOR

București, 2015

Mulţumiri

O dată cu finalizarea acestei etape din viața mea, îmi doresc să adresez câteva cuvinte de mulțumire celor care m-au îndrumat sau mi-au acordat suportul pe parcursul acestei lucrări de doctorat.

În primul rând îmi doresc să mulțumesc coordonatorului meu științific, domnului Prof. dr. Tiberiu Tudor pentru permanenta sa îndrumare pe toată durata de pregătire a doctoratului și de elaborare a tezei. În egală măsură, doresc să îi mulțumesc domnului Dr. Dan Apostol, cel care ma introdus în lumea cercetării științifice și m-a sprijinit în mod constant pe toată perioada studiilor doctorale cât și în formarea mea ca cercetător științific.

În continuare, doresc să îmi exprim gratitudinea față de membrii comisiei de evaluare a lucrării pentru sfaturile și sugestiile oferite. Doresc să mulțumesc în mod special doamnei Prof. dr. Daniela Dragoman care mi-a făcut onoarea să accepte să fie președintele comisiei de doctorat.

Mulțumesc în mod special soției mele Mădălina, care m-a sprijinit necondiționat pe toată perioada studiilor doctorale, și care a avut răbdarea să corecteze și să înfrumusețeze această lucrare.

$\begin{array}{c} Cercet \vari \ de \ metrologie \ interferential \vadded \ de \ la \ vizibil \ la \ infrarosul \ indep \vartat \ si \ th_z \end{array}$

Teză pentru obținerea titlului de

Doctor în științe – Domeniul Fizică Specialitatea Optica, Spectroscopie, Plasmă, Laseri

> Doctorand Tiberius Nicolae VASILE



Facultatea de Fizică

Universitatea București

Institulul Național pentru Fizica Laserilor Plasmei și Radiație Secția Laseri - Laboratorul de Interferometrie Laseri și Aplicații

Introducere

Metrologia (cf. gr. *metron* – măsură, *logos* – știință) este o ramură a fizicii care studiază atât teoretic cât și practic unitățile de masură și metodele de măsurare a mărimilor fizice. Privită ca orice altă stiință, metrologia are o baza teoretică bine fondată, proceduri caracteristice de lucru și o parte aplicativă consistentă.

În ceea ce privește metrologia optică, aceasta reprezintă stiința și tehnologia măsurii mărimilor fizice folosind drept unealtă de măsură, lumina și proprietățile acesteia. Măsurările ce stau la baza metrologiei optice pot avea ca obiectiv studiul proprietăților luminii cât și determinarea unor mărimi fizice folosind aceste proprietați. Interferența, difracția, refracția sunt câteva fenomene caracteristice luminii, pe baza și asupra cărora, metrologia optică și-a elaborat și fundamentat bazele ca știință.

Utilizarea radiației laser ca referință metrică, în cadrul experimentelor efectuate pentru determinare unor mărimilor fizice de interes, este o practică uzuală în metrologia optică. Importanța pe care o prezintă acest tip de radiație, este atribuită proprietăților pe care le manifestă, dintre care putem aminti lungimea de undă λ . Lungimea de undă a laserului este cea care asigură rezoluția înaltă a măsurării și în același timp liniaritatea și stabilitatea foarte bună a sistemului de măsură. Cuplarea lungimii de undă a laserului la mărimea ce urmează a fi măsurată poate fi făcută prin interferență laser.

Deși sunt mai multe modalități de utilizare a laserului în scopuri metrologice (triangulație, scanare rastru, telemetrie cu fascicul modulat, etc.), măsurarea folosind interferența în lumină laser poate fi cu ordine de mărime mai precisă. De exemplu, măsurarea lungimilor folosind interferența laser se efectuează prin numărarea franjelor de interferență generate de un interferometru laser. Puterea de rezolvare a franjelor (rezoluția) diferă de la un tip de interferometru la altul cât și metoda numerică de extragere a informației din figura de interferență.

În zilele noastre, interferometrele comerciale pot atinge rezoluții de până la 1 nm (SIOS MI-5000) cu o stabilitate foarte mare, datorată driftului în lungime de undă foarte mic. Cu toate acestea, dacă se efectuează experimente în medii necontrolate, schimbările de presiune și umiditate ale aerului influențează lungimea de undă astfel: la o schimbare de 2º a temperaturii aerului, sau o schimbare a presiunii atmosferice de 2.5 mm coloana de mercur, sau o schimbare a umiditații relative de 30 %, lungimea de undă a laserului se modifică cu 1 ppm (part-per-milion).

Versatilitatea interferometrelor, le oferă o poziție foarte importantă în metrologia optică. În esență, un interferometru este un instrument ce folosește lumina ca element de masură pentru diferite tipuri de aplicații: măsurarea suprafețelor, măsurare de grosimi, măsurari de rugozitate, putere optică, omogeneitatea materialelor, distanțe etc.. Rezoluția oricărui interferometru este dictată de lungimea de unda a sursei de radiație folosită și, în general, este declarată a fi $\lambda/2$. În funcție de tipul de interferometru folosit cât și de metoda matematică de extragere a informației, aceasta poate să crească substanțial. Pentru a folosi un interferometru în analiza și caracterizarea unei probe oarecare, este necesară captarea figurii de interferență (interferogramei) a probei în formă digitală și procesarea acesteia pentru extragerea informației de interes.

Scopul tezei de doctorat

Scopul acestei lucrări de doctorat are la bază cercetări de metrologie optică interferometrică, care sumează o serie de experimente și inovații, menite să aducă un plus de performanță sistemelor opto-electronice ce folosesc radiația luminoasă ca metodă de masură și control.

Un prim obiectiv al tezei, ce se adresează dispozitivelor interferometrice pentru măsurarea lungimilor, constă în creșterea rezoluției și preciziei de măsură, a unui sistem interferometric cu rețea de difracție. Metoda ce stă la baza acestei îmbunătățiri, implică interferarea, pe rând, a patru perechi de ordine de difracție (± 1 , ± 2 , ± 3 , ± 5) în cadrul unui experiment de determinare a pasului rețelei, urmat de corelarea preciziei de măsură cu perechea de ordine folosită. În urma acestor experimente am demonstrat făptul că, pe masură ce folosim ordine superioare, determinarea pasului retelei devine mai precisă.

Deplasarea unor elemente cu volum și greutate mare cu rezolție interferometrică este o necesitate în astrofizică sau în interferometria aplicată în cosmos. Dând curs acestui fapt am dezvoltat un actuator cu domeniu de operare la scală nanometrică și forță de actuare ridicată. Principiul de funcționare al actuatorului face uz de fenomenul de dilatare/contractare caracteristic metalelor și de fenomenul de difracție a luminii pe o rețea cu corp metalic. Dilatarea sau contractarea rețelei metalice induce o scanare unghiulară ordinelor de difracție, corelată cu modificarea dimensiunii pasului rețelei, ce este monitorizată cu un detector de deplasare laterală.

Creșterea recentă a cererii de senzori imagistici, cu rezoluții din ce in ce mai ridicate, m-au deterimat să dezvolt o metodă opto-mecanică imagistică ce are drept scop, îmbunătățirea artificială a rezoluției și compensarea factorului de umplere a unui senzor CMOS. La baza metodei se află un sistem interferometric trasabil comercial, capabil să măsoare excursii mari, cu rezoluție nanometrică, cu ajutorul căruia prin pozitionari subpixel, de precizie nanometrica, se realizează achiziția a două cadre, pentru două poziții diferite ale senzorului CMOS în planul imagine. Pe baza celor două cadre, printr-o metodă digitală de întrețesere, se obține o compensare a factorului de umplere într-o imagine finală de rezoluție dublă, ce sumează rezoluțiile celor două cadre.

Din punct de vedere tehnologic domeniul imagistic este într-o continuă expansiune. Specificațiile la nivel de senzori imagistici sunt din ce în ce mai bune, în ceea ce privește rezoluția, sensibilitarea și raportul semnal zgomot. Totuși sistemele imagistice convenționale ating anumite limitări când vine vorba de informația spectrală sau de sensibilitatea într-o bandă spectrală largă (acestea sunt limitate la standardele RGB și CMYG). Luând în considerare cele menționate mai sus, am trecut la crearea unui sistem imagistic alternativ, bazat pe o camera cu un pixel, cu domeniu extins de lungimi de undă, menit să ajute sau chiar sa înlocuiască sistemele imagistica, profilometrie și imagistică hiperspectrală. Sistemul are la bază o metodă numerică de codare imagistică bazată pe transformata Hadamard, cu detecție cu un pixel, pentru imagistică și profilometrie sau cu detecție spectrometrică pentru imagistică hiperspectrală în domeniul 400 nm – 1050 nm.

Mergând mai departe, pe axa lungimii de undă, spre un domeniu "*exotic*" de radiație penetrantă, domeniul THz (Terahertz), am observat o carență tehnologică semnificativă în ceea ce privește disponibilitatea surselor intense de radiație THz sau a matricilor de detectori. Intervalul larg de lungimi de undă, corespunzător domeniului THz, cât și specificațiile electrice modeste ale detectorilor, îngreunează asamblarea acestora în matrici de pixeli care să manifeste eficiență ridicată la detecția pe întreg domeniul. Am venit în întâmpinarea acestei limitări cu un sistem imagistic opto-mecanic de detecție cu un pixel. Scopul experimentelor realizate cu sistemul propus a fost de punere în evidență a modurilor transversale ale unui laser molecular cu Metanol, cu emisie în THz, prin profilometrie laser, urmat de imagistica unui obiect ce modulează forma fasciculului.

Contribuții originale

Cercetările efectuate în cadrul tezei de doctorat au dus la obținerea unor rezultate originale, publicate în reviste naționale și internaționale cotate ISI.

Un prim experiment cu rezultate notabile în domeniul tezei a constat în îmbunătățirea semnificativă a rezoluției și a preciziei de măsură pentru un sistem interferometric de laborator, cu rețea de difracție. Metoda are la bază utilizarea ordinelor de difracție superioare pentru creșterea preciziei de măsură în determinarea pasului unei rețele de difracție prin transmisie, rețea care este parte componenta a interferometrului.

Prin interferarea succesivă a patru perechi de ordine de difracție, am pus în evidentă creșterea preciziei de măsură a interferometrului cu rețea, creștere ce coincide cu folosirea ordinelor de difracție superioare.

În urma experimentării cu o rețea de difracție metalică, am construit un actuator, capabil să exercite deplasări nanometrice cu forță ridicată. Principiul de funcționare al actuatorului cu rețea de difracție metalică are la bază proprietatea de dilatare/contractare a metalelor (corpul rețelei fiind din Cu) și fenomenul de difracție a luminii. Experimentele de laborator au pus în evidență capabilitatea sistemului de a realiza actuări controlate sub-nanometrice la nivel de pas al rețelei, RMS = ~ 1 nm.

Imagistica convențională prezintă anumite limiteri în ceea ce privește largimea domeniului de lungimi de undă sau rezoluția spectrală. Pentru a depăși/îmbunătăți aceste limitări am proiectat și realizat o cameră de imagistică hiperspectrală interferometrică pentru domeniul vizibil (400 nm – 1050 nm și rezoluție 0.5 nm) cu scopul de a aduce un plus de informație în imagine. Experimentele de imagistică, realizate în laborator, au dus la obținerea unor cuburi imagistice hiperspectrale formate din două coordonate de informație spațială x și y și o a treia coordonată, z, de informație spectrală (lungime de undă). Astfel, fiecărei imagini din cubul hiperspectral îi corespunde o lărgime de bandă spectrală de 0.5 nm, potrivit rezoluției spectrometrului, și o rezoluție spațială maximă de 1024/768.

Senzorii pentru detecția radiației THz au dimensiuni fizice mari și sunt dificil de asamblat în matrici de detectori, lăsând la nivel de provocare sistemele de imagistică în THz. Pentru a da curs acestei provocări am proiectat și realizat un model neconvențional de profilometru laser pentru acest domeniu de radiație electromagnetică. În urma experimentelor de imagistică și

profilometrie am pus în evidența două moduri transversale TEM_{00} și TEM_{01} ale laserului *FIRL 100* cât și imaginea unor obiecte din tablă de alamă. Rezultatele acestor experimente oferă o nouă perspectivă imagisticii în domeniul THz și pot fi folosite ca bază experimentală pentru crearea unui dispozitiv imagistic mai complex.

Capitolul II. Interferența, coerența și interferometrie

Interferența luminii

Interferența este un fenomen caracteristic tuturor undelor. Interferența a doua fascicule optice poate fi explicată prin fenomenul de superpoziție a două unde, asemanator cu o undă generată pe suprafața unei ape, ce întalnește o a doua undă, similară. Când crestele celor două unde ajung simultan în același punct, amplitudinea undei emergente este egală cu suma amplitudinilor celor două unde. Invers, când creasta unei unde întalneste în același punct valea unei alte unde, acestea se anulează reciproc, daca au amplitudini identice [1-3]. Undele luminoase, undele sonore, undele mecanice, toate produc interferență iar în cele ce urmează mă voi axa pe interferența luminii și aplicațiile acesteia.

O undă de lumină poate fi caracterizată de următoarele marimi: frecvență, amplitudine și fază, figura de interferență rezultată depinzând de aceste proprietăți și nu numai.

Ambele ecuații (2.2.1.1) și (2.2.1.2) descriu interferența a doua fascicule monocromatice:

$$I(x, y) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$$
(2.2.1.1)

$$I(x, y) = A_1^2 + A_2^2 + 2\sqrt{A_1 A_2} \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$$
(2.2.1.2)

unde *I* este iradianța. Detectoarele sunt sensibile la iradianță și mai mai departe, acesta poate fi reprezentată prin pătratul amplitudinii câmpului electric A^2 .

$$I = A^2$$
 (2.2.1.3)

 φ este faza undei masurată în radiani și poate lua valori in intervalul:

$$0 \le \varphi \le 2\pi \tag{2.2.1.4}$$

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \varDelta \ \varphi \tag{2.2.1.5}$$

Ecuația (2.2.1.5) reprezintă diferența de fază dintre fasciculul testat și fasciculul de referință.

Coerența luminii

Coerența temporală este invers proportională cu lărgimea de bandă a sursei de lumină. Ea poate fi privită prin intermediul transformatei Fourier a distribuției spectrale a sursei de lumină. De exemplu, cazul laserului a cărei radiație este considerată a fi pur monocromatică, largimea de bandă are valoarea zero. Transformata Fourier a unei astfel de surse este constantă, prin urmare coerența temporală a unei surse pur monocromatice este infinită. În termeni de lungime a drumului optic, coerența temporală poate fi privită ca durata întârzierii unui fascicul față de cel de al doilea fascicul, cu condiția ca cele două încă să interfere[1-3]. Coerența temporală a unei surse oarecare poate fi estimată în metric sau în unitate de timp, ca lungime de coerență, L_c sau timp de coerență, t_c :

$$L_c = \frac{\lambda_c^2}{\Delta \lambda} \tag{2.2.2.1}$$

$$t_c = \frac{L_c}{c} \tag{2.2.2.2}$$

În cele din urmă putem concluziona asupra faptului că o sursă oarecare de lumină poate produce franje de interferență cu condiția ca diferența de drum (*OPL-ul*) dintre cele două fascicule, sa fie mai mică decât lungimea de coerență a sursei. Dacă diferența de drum optic este mai mare decât lungimea de coerență, franjele nu pot fi observate și alternativ pe masură ce diferența de drum optic tinde spre zero, vizibilitatea franjelor tinde spre maxim.

Coerența spațială a oricărei surse de lumină poate fi îmbunătățită prin filtrare spațială. Filtrarea spațială poate fi facută prin mai multe moduri:

1) Focalizând radiația luminoasă de la sursă, folosind o lentilă, în apertura unei fibre optice *single mode*, astfel radiația emergentă la celălalt capat al fibrei să își aibe originea în același punct sursă;

2) Focalizarea radiației, cu un obiectiv de microscop, pe o apertură "*pinhole*". Cu cât puterea de mărire a obiectivului este mai mare, cu atât dimensiunea aperturii poate fi scazută, Figura 2.2.2.1.

$$D = \frac{1,22\lambda}{NA} \tag{2.2.2.4}$$

$$NA = nsin(\theta) \tag{2.2.2.5}$$



Figura 2.2.2.1: Radiața focalizată cu un obiectiv de microscop pe o apertură micrometrică

NA, reprezintă apertura numerică a obiectivului de microscop L_I , θ fiind jumătate din unghiul format de convergență a fasciculului, înainte de intrarea în *pinhole*. Obiectivul formează imaginea sursei pe *pinhole* iar acesta lasă să treacă mai departe doar regiunea centrală. Astfel fasciculul nou format va avea proprietățile unui fascicul nou, generat de o sursă punctiformă de dimensiunile *pinhole-ului*.

Interferența prin divizarea frontului de undă

Experimentul lui Young demonstrează practic interferența luminii și caracterul ondulatoriu al acesteia, Figura 2.3.1. Lumina monocromatică, provenită de la o sursă punctiformă, iluminează un ecran opac cu două fante / *pinholes*. Lumina este difractată prin aceste fante și ulterior iluminează un ecran la o distanță mult mai mare decat distanța dintre fante. De îndată ce lumina, cu care este iluminat panoul cu fante, provine de la aceeasi sursă, cele două fronturi de undă emergente sunt coerente și vor forma franje de interferență în zona unde se suprapun.



Figura 2.3.1: Reprezentare grafică a experimentului lui Young cu două fante

Lumina utilizată pentru producerea interferenței este difractată de fante/ *pinholes* prin urmare tiparul de intensitate a figurii de interferență este modulat de tiparul de difracției provenit de la fiecare fantă conform cu ecuația (2.3.1):

$$I(x) = I_0 sinc^2 \left(\frac{Dx}{\lambda L}\right) \left[1 + \gamma(x) \cos\left(\frac{2\pi x d}{\lambda L}\right)\right]$$
(2.3.1)

unde D este dimensiunea fantei, formularea matematică fiind pentru cazul unidimensional iar definiția funcției *sinc* este dată de relația (2.3.2):

$$sinc(\alpha) = \frac{\sin(\pi\alpha)}{\pi\alpha}$$
 (2.3.2)

Interferența prin divizarea amplitudinii

Interferența prin divizarea amplitudinii constă în divizarea iradianței de-a lungul întregului front de undă astfel încât diametrul fasciculului să ramană intact. Acest lucru poate fi realizat folosind divizoare de fascicul cubice, divizoare lamă, divizoare peliculă și rețele de difracție.

1. Divizarea fasciculelor folosind cubul divizor, din punct de vedere practic, ia două forme ce depind de tipul cubului (normal sau polarizor). Folosirea cubului divizor nepolarizat duce la

împărțirea fasciculului incident în două fascicule, fiecare măsurând o fracțiune a iradianței fasciculului inițial. Pe de alta parte, prin folosirea cubului divizor polarizat, acesta împarte lumina în raport cu starea ei de polarizare, transmițând starea de polarizare p și reflectând starea de polarizare s.



Figura 2.4.1: Divizarea unui fascicul folosind cubul divizor

2. Divizoarele de fascicul de tip lamă, din punct de vedere funcțional, sunt asemanatoare cuburilor divizoare. Ele pot fi construite pentru divizarea de fascicule cu raporturi diferite la transmisie și reflexie. În cazul acestui tip de divizor, unghiul de incidență al unui fascicul poate diferi, fară a afecta proporțiile fasciculelor rezultate. În cazul fasciculelor policromatice, indicele de refracție al sticlei optice din care este construit divizorul, poate crea o deviație spațială a fasciculului, pentru diferite lungimi de undă.



Figura 2.4.2: Reprezentarea grafică a lamei divizoare

3. Divizorul peliculă. Aceste tipuri de divizoarea sunt de grosime micronică (~5 μ m) iar materialul din care sunt construite este un tip de polimer. Din punct de vedere al comportamentului la divizarea unui fascicul, acestea nu suferă de fenomenul de deviere a lungimii de undă dar construcția sa fragilă și sensibilitatea la vibrații îi induc un dezavantaj ce duce la eliminarea acestuia din experimentele de interferometrie.

4. Rețeaua de difracție ca divizor de fascicul, Figura 2.4.3. O rețea de difracție poate fi folosită cu succes pe post de divizor de fascicul, datorită faptului că desparte radiația incidentă în fascicule difractate. La o incidentă normală, fascicolul incident își continuă drumul optic pe când fasciculele difractate ies din rețea la un unghi θ_d . Perioada unei rețele de difracție este notată cu Λ iar ordinul cu *m*.



Figura 2.4.3: Reprezentarea grafică a rețelei de difracție folosită ca divizor de fascicul

Capitolul III. Măsurării la scală nanometrică folosind interferometrul cu colț de cub retroreflector

Calibrarea actuatorului piezoelectric

Folosirea actuatoarelor piezoelectrice aduc avantaje importante în cadrul sistemelor interferometrice de măsură. Dispozitivele piezoelectrice sunt folosite în aplicații interferometrice datorită posibilității lor de operare controlată a actuării la scală nanometrica, însă acest tip de

actuator implică de asemenea și anumite dificultăți de integrare, legate de curba de calibrare. Prezența fenomenului de histerezis, pe tot domeniul de actuare, necesită o compensare dedusă în urma unei calibrări.

În Figura 3.1.1.1 este prezentat modelul experimental pentru calibrarea PZT-ului, compus din interferometrul SIOS MI 5000 [4] și un actuator piezoelectric de tip Piezosystem Jena 12V40 [5,6]. Colțul de cub al interferometrului este atașat de brațul mobil al actuatorului iar atât interferometrul cât și actuatorul sunt conectate la o unitate PC de masură și control. Acest ansamblu permite ca orice tensiune de comandă, aplicată PZT-ului și transformată în deplasare liniară, să fie măsurată și înregistrată de sistemul interferometric SIOS, în vedere obținerii curbei de calibrare.



Figura 3.1.1.1: Ansamblul de calibrare a sistemului PZT și curba de actuare completă ~ 26µm

Pentru trasarea curbei de calibrare am ales o deplasare controlată (du-te – vino), împarțită în 20 pași/sens, corespunzători unei tensiuni de comandă cuprinsă între 0 – 10 volți, cu pas de comanadă în tensiune de 500 mV, conform cu Figura 3.1.1.1.

Deoarece acestă calibrare urmărește utilizarea ulterioară a PZT-ului în cadrul unui experiment interferometric cu salt de fază, în cadrul căruia este necesară o deplasare în patru pași egali cu $\lambda/4$, am ales să determin abaterea medie pătratică pentru un interval de actuare restrâns cuprins între 0 - 1 volți, corespunzător unei actuări maxime de 2.6 µm, conform cu Figura 3.1.1.1.3.



Figura 3.1.1.1.3: Abaterea medie pătratică pentru o cursă de 2.6 µm (1 volt)

Calibrarea măsuțelor de translație

O masă de translație este un dispozitiv electro-mecanic, al cărei principiu de funcționare se bazează pe conversia energiei electrice în mișcare, sub forma unei deplasări liniare controlate electric. Masele de translație sunt larg folosite în multe domenii de cercetare iar limitările tehnice ale acestora sunt adesea de natură mecanică. Parametrii ce caracterizează o masă de translație sunt următorii: domeniul de deplasare, greutatea de încărcare verticală și orizontală, deplasarea minimă realizabilă sau rezoluția, repetabilitate bidirecțională și pierderea de mersul în gol, *backlash*.



Figura 3.1.2.1: Montajul experimental de măsurare a deplasării, folosind interferometrul SIOS

În cele ce urmează mi-am propus să efectuez experimente de calibrare pentru două măsuțe de translație, folosind ca etalon metric un interferometru comercial de tip SIOS MI-5000. Fiecare experiment conține două tipuri de măsurări, după cum urmează: prima măsurare constă în determinarea abaterii de la liniaritate pentru deplasarea liniară într-o direcție a 100 de pași cu lungimea de 10 μ m, Figura 3.1.2.2. a) și Figura 3.1.2.3 a); cea de a doua măsurare constă în determinarea abaterii pentru o cursă ciclică, dute-vino 0 μ m \leftrightarrow 10 μ m pentru 100 de ciclii, Figura 3.1.2.2 b) și Figura 3.1.2.3 b).

1. Măsuță de translație în două axe, cu motor pas cu pas - PRIOR



Figura 3.1.2.2: Datele calibrării experimentale a măsuței de translație PRIOR. Abaterea medie pătratică pentru translația într-o direcție a 100 de pasi de 10 μ m: a); Abaterea medie pătratică pentru 100 de translații ciclice 0 \leftrightarrow 10 μ m: b)

2. Masuță Thorlabs 1D cu motor pas cu pas



Figura 3.1.2.3: Datele calibrării experimentale a măsuței de translație ThorLabs NRT100. Abaterea medie pătratică pentru translația într-o direcție a 100 de pasi de 10 μ m: a); Abaterea medie pătratică pentru 100 de translații ciclice 0 \leftrightarrow 10 μ m:b)

Experimente de interferometrie cu salt de fază

Într-o scurtă trecere în revistă a conceptului de bază, fac referire la o configurație optică generală, unde un fascicul laser este expandat și colimat, apoi împărțit în două fascicule cu ajutorul unui cub divizor non-polarizor. Fasciculele rezultate, se propagă pe drumuri optice diferite și sunt recombinate pentru a produce o figură de interferență. În particular, cele două câmpuri luminoase care interferă *E1*, *E2* sunt descrise astfel:

$$E_{1}(x, y) = E_{1}(x, y)e^{i\varphi_{1}(x, y)}$$
(3.2.1.1.1)

$$E_2(x, y) = E_2(x, y)e^{i[\varphi_2(x, y) + \delta]} , \qquad (3.2.1.1.2)$$

unde $\varphi_1(x,y)$, $\varphi_2(x,y)$ sunt fazele fiecărui fascicul în parte, și δ este diferența de fază indusă, în mod controlat, în sistem între cele două unde. Distribuția de intensitate a luminii I(x,y) în interferogramă depinde în mod direct de diferența de fază dintre cele două fronturi de undă ce interferă corespunzător relației (3.2.1.1.3):

$$I(x, y) = I_1(x, y) + I_2(x, y) + \sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi + \delta), \qquad (3.2.1.1.3)$$

cu I_1 , I_2 intensitățile fasciculelor și $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ diferența de fază locală. Pentru operații tipice de salt de fază, δ este ales pentru a asigura valorile 0, $\pi/2$, π , $3\pi/2$ astfel încât I_1 , I_2 , I_3 , I_4 să se obțină conform relațiilor următoare:

$$I_1 = I_1 + I_2 + \sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi \tag{3.2.1.1.4}$$

$$I_2 = I_1 + I_2 - \sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi \tag{3.2.1.1.5}$$

$$I_3 = I_1 + I_2 - \sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi \tag{3.2.1.1.6}$$

$$I_4 = I_1 + I_2 + \sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi$$
 (3.2.1.1.7)

Algoritmul pentru recuperarea fazei [7] este dat de ecuația (3.1.1.1.8):

$$\varphi = \tan^{-1} \frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3} \tag{3.2.1.1.8}$$

După obținerea fazei φ , diferența de drum optic, *DDO*, corespunzătoare (*x*, *y*) poate fi calculată folosind relația (3.2.1.1.9):

$$DDO = \frac{\lambda}{2\pi}\varphi(x, y) \tag{3.2.1.1.9}$$

Prin evaluarea diferenței de drum optic *DDO*, în fiecare punct de cordonată (*x*, *y*), se poate construi profilul tridimensional al suprafeței. O problemă rămâne totuși datorită faptului că faza este definită ca modulo 2π . În acest caz, în care faza se extinde pe un interval foarte mare, este necesară implementarea unui algoritm pentru dezpăturirea fazei.



Figura 3.2.1.1: Schema de principiu a interferometrului cu salt de fază pentru măsurări topografice de suprafața a unui senzor SAW (surface acoustic wave)

Determinarea experimentală a topografiei unei suprafețe

Ca metodă de calcul în determinarea topografiei suprafeței am folosit algoritmul cu patru paşi. Această tehnică de determinare a fazei aparține lui Carré și este independentă, într-o oarecare măsură, de diferența de fază dintre paşi. Algoritmul cu patru paşi este o metodă des utilizată în interferometria cu salt de fază datorită avantajelor numeroase pe care le oferă, dar punerea ei în practică încă prezintă dificultăți.



Figura 3.2.2.1: Imaginea unui ansamblu de trei senzori SAW

Pentru a realiza acest lucru, am selectat o zonă îngustă din suprafața senzorului Figura 3.2.2.1 asupra căreia să realizez măsurări interferometrice. Imaginea prezentată în Figura 3.2.2.2 ilustrează zona selectată privită sub microscop.



Figura 3.2.2.2: Imaginea la microscop a zonei selectate din suprafața cu electrozi a filtrului SAW

Intensitatea I(x,y) a luminii, colectate de cameră, poate fi scrisă matematic astfel:

$$I(x, y) = I_1(x, y) + I_2(x, y) + \sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi + \delta)$$
(3.2.2.1)

Distribuțiile de intensitate, corespunzatoare fiecăreia din cele patru imagini achizitionate, pentru cele patru valori ale fazei $\varphi=0$, $\pi/2$, π , $3\pi/2$, pot fi scrise astfel:

$$I_1 = I_1 + I_2 + \sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi$$
 (3.2.2.2)

$$I_2 = I_1 + I_2 - \sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi \tag{3.2.2.3}$$

$$I_3 = I_1 + I_2 - \sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi \tag{3.2.2.4}$$

$$I_4 = I_1 + I_2 + \sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi \tag{3.2.2.5}$$



(a) $\varphi = 0$





(c) φ=π



Figura 3.2.2.3: Interferogramele defazate cu $\lambda/4$

Pentru a obține din cele patru interferograme o hartă a fazei, aplicăm formula urmatoare:

$$\varphi = \tan^{-1} \frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3} \tag{3.2.2.6}$$



Figura 3.2.2.4: Harta fazei rezultată prin procesarea celor 4 interferograme

Fie *W* operatorul de împăturire, $\varphi(n)$ faza împăturită, $\psi(n)$ faza despăturită (unwrapped), k(n) un număr întreg de lungimi de undă conform relației (3.2.2.7):

W{
$$\phi(n)$$
 }= $\psi(n) = \phi(n) + 2\pi k(n)$, cu ($-\pi < \psi(n) < \pi$), n=0,1,...,N-1 (3.2.2.7)

Operatorul diferență este definit astfel:

$$\Delta\{\phi(n)\} = \phi(n+1) - \phi(n)$$
 (3.2.2.8)

$$\Delta\{k(n)\} = k(n+1) - k(n), n=0,1,...,N-2$$
(3.2.2.9)

Utilizând ecuațiile de mai sus, se poate calcula, pe suprafața CCD-ului, diferența de fază pentru doi pixeli vecini.

Astfel:

$$\Delta \{ W\{ \phi(n) \} \} = \Delta \{ \phi(n) \} + 2\pi \Delta \{ k_1(n) \}$$
(3.2.2.10)

Atunci:

$$\Delta \{\phi(n)\} = W\{\Delta\{W\{\phi(n)\}\}\} = W\{\Delta \{\phi(n)\}\}$$
(3.2.2.11)

Acesta poate fi manipulată sa ajunga la forma

$$\varphi(m) = \varphi(0) + \sum_{n=0}^{m-1} W\{\Delta\{W\{\varphi(n)\}\}\}$$
(3.2.2.12)

Ecuația demostreză capabilitatea metodei de recuperare a informației topografice, din harta de fază.



Figura 3.2.2.5: Profilul 3D al suprafeței rețelei de difracție după despăturirea fazei

Dublarea rezoluției și compensarea factorului de umplere a unui senzor CMOS monocrom prin poziționari sub-pixel cu precizie la scală nanometrică

În cadrul acestui experiment am urmărit implementarea practică a unei metode de creștere artificială a rezoluției și compensării factorului de umplere pentru senzorii CMOS convenționali.

Un parametru important, ce limitează rezoluția sistemelor imagistice, în plus față de difracție și aberații optice, este mărimea pixelului. Adesea, detaliile fine din imagine sunt mai mici decât dimensiunea pixelului și pentru a le observa, trebuie să creștem rezoluția optică a senzorului. În mod tradițional, acest lucru poate fi realizat prin înlocuirea senzorului cu un altul, cu densitate de pixeli mai mare dar în același timp și mai scump, sau fie utilizând o metodă de procesare imagistică care va mări rezoluția, folosind informația deja existentă. Metoda propusă folosește două cadre ale aceleiași șcene, depărtate, în planul imagine, una față de cealaltă cu o distanța predefinită. După achiziția primului cadru, am repoziționat senzorul, pentru achiziția celui de al doilea cadru, la o distanță egala cu jumătate din distanța dintre doi pixeli diagonali adiacenți.





Figura 3.3.1.1: Reprezentarea grafică a celor două cadre, rotite la 45°, cu pixelii intercalați: a) Suprafața senzorului CMOS Aptina MT9M001 văzută mărit la microscopul optic Zeiss AxioImager: b)

În cadrul experimentelor am folosit un senzor CMOS cu rezoluția de 1280 / 1024, montat pe o masă de translație liniară, la un unghi de 45° pe axa optică a sistemului. Am determinat valoarea distanței diagonale dintre cele două cadre, ca fiind egală cu $d/2 \approx 3.676 \ \mu m$. Poziționarea senzorului, pentru efectuarea procesului de achiziție, necesită o atenție deosebită și trebuie realizată cu cea mai mare precizie. Pentru această etapă am folosit un sistem interferometric optic pentru măsurarea lungimilor. Pentru formarea imaginii pe suprafața senzorului am folosit un obiectiv foto cu focală fixă, de 50 mm. Cadrele au fost achiziționate consecutiv cu senzorul CMOS și pentru fiecare s-a menținut constantă apertura focală a obiectivului, distanțat fată de scenă și iradianță. De asemenea am fixat la o valoare constantă toți paramentrii electronici/digitali ai senzorului.

O prezentare vizuală mai elaborată a montajului experimental poate fi observată în Figura 3.3.1.3.



Figura 3.3.1.3: Montajul de laborator pentru îmbunătățirea rezoluției și a factorului de umplere a senzorului CMOS monocrom

Pentru experimentele de laborator, am ales să lucrez cu o rezoluție de 1023(H) x 1023(V) pixeli, din toată rezoluția senzorului. Abordarea folosită, exploatează rezoluția diagonală și spațiul orb dintre pixeli, creând astfel premizele unei îmbunătățiri a rezoluției și a factorului de umplere.

După finalizarea etapei de achiziție, am trecut la următoarea etapă, aceea de mărire a rezoluției. În cadrul aceastei etape am realizat extracția diagonalelor celor două cadre, remodelând astfel rezoluția acestora la dimensiunile de 1023(H) x 2045(V) pixeli. Extracția diagonalelor, permite intercalarea pe orizontală a celor două imagini, sumând pe acestă orientare, rezoluțiile celor două într-o rezoluție totală de 2046(H) x 2045(V) pixeli. Procesul de intercalare este urmat de o rearanjarea a pixelilor în gridul imagine.



Figura 3.3.1.4: Diferitele stadii de procesare a cadrelor imagine pentru îmbunătățirea rezoluție și compensarea factorului de umplere

În concluzie, experimentul prezentat demonstrează o metodă electro-mecanică de îmbunătățire artificială a rezoluției și a factorului de umplere pentru un senzor CMOS monocrom, prin deplasare sub-pixel laterală cu o dimensiune egală cu jumătate din diagonala ariei efective a unui pixel. Celor două imagini, corespunzătoare celor două poziții spațiale ocupate în planul imagine al unui obiectiv foto, vin una în completarea celeilalte prin întrețeserea pixelilor, întregind structura imaginii finale.

Rezultatele prezentate în acest capitol oferă o mai bună înțelegere a particularităților senzorilor CMOS monocromi și oferă soluții inovative de îmbunătățire a performanțelor optice.

• Rezoluția senzorului a fost mărită de la 1 megapixel la 2 megapixeli prin creșterea densității de pixeli de la 3.7 Mp/cm2 la 7.4 Mp/cm2 folosind două cadre succesive;

• Culegerea înformație din zona oarbă a senzorului fără suprapunera pixelilor se poate traduce ca o compensare a factorul de umplerea ca urmare a creșterii rezoluției.

Capitolul IV. Aplicații în metrologia interferențială cu rețele de difracție

Creșterea preciziei de masură a interferometrului cu rețea de difracție

Interferometria cu rețea de difracție reprezintă un domeniu bogat al cercetării, o inovație tehnologică aplicată în diferite subdomenii. Un fapt constatat este acela că rețelele de difracție sunt folosite în interferometrie de aproape un secol, dacă consideram că Ronchi în 1964 a simtit nevoia să scrie despre munca depusă în domeniu din ultimii 40 de ani [22].

În experimentul ce urmează, încerc să profit de existența ordinelor multiple, caracteristice rețelelor de difracție. Incertitudinea de masură descrește cu un factor egal cu ordinul superior de difracție, comparat cu ordinul zero.

Principiul interferometrului cu rețea de difracție, ce masoară deplasări utilizând ordine de difracție superioare, este prezentat în Figura 4.1.1.1. Toate ordinele de difracție, între M şi –M, sunt perechi de ordine. Numărarea franjelor este asigurată de un program creat special.



Figura 4.1.1.1: Montajul experimental de interferometru cu ordine de difracție superioare, pentru determinarea pasului rețelei. [T.Vasile et.al. Optical Engineering2011]

Rezultatele experimentale prezentate în *Tabelul 4.1.2.1* necesită interpretări. Sunt două moduri în care putem privi datele:

 Din maniera în care sunt prezentate în Tabelul 4.1.2.2, mai exact din punct de vedere al rezultatelor obținute cu interferometrul SIOS. Valoarea interfranjelor (rând 2), deviația standard (rând 3) și compararea cu valoarea reală a pasului; toate sunt bazate pe date furnizate de SIOS, considerat referință absolută în montaj.

 Tabelul 4.1.2.1: Rezultate experimentale

| 1 | ordinul de difracție m | 1 | 2 | 3 | 5 |
|---|------------------------------------|------|------|------|------|
| 2 | valoare interfrajnă <i>if</i> (µm) | 4.96 | 2.37 | 1.64 | 1.10 |
| 3 | deviație standard (µm) | 0.30 | 0.06 | 0.03 | 0.11 |
| 4 | verificare 2 <i>m if</i> | 9.92 | 9.48 | 9.84 | 11.0 |

2) Pentru cel de al doilea mod, fixam ca referință interferometrul cu rețea; rezultatele conducând la o interpretare diferită. Potrivit acestei interpretări, interferometrul SIOS nu este foarte precis deoarece măsurarile realizate în condiții identice nu se suprapun bine. Deviația standard ar trebui sa scadă consistent pe măsură ce folosim ordine superioare. Dar strict din punct de vedere al interferometrului cu rețele, pe măsură ce folosim ordine superioare, determinarea pasului rețelei devine mai precisă. Pentru a ilustra acest lucru am creat o replică a Tabelului 4.1.2.1, un alt tabel notat cu Tabel 4.1.2.2, ce prezintă, în principiu, același lucru ca Tabelului 4.1.2.1 dar cu datele oferite de interferometrul cu rețea. Presupun pentru Tabelul 4.1.2.2, o eroare de determinare în numărarea franjelor de 1/2 franje.

Tabelul 4.1.2.2: Datele oferite de interferometrul cu rețea

| 1 | ordinul de difracție m | 1 | 2 | 3 | 5 |
|---|--------------------------------------|-------------|-------------|-------------|------|
| 2 | valoare interfrajnă <i>if</i> (µm) | $\Lambda/2$ | $\Lambda/4$ | $\Lambda/6$ | Λ/10 |
| 3 | determinarea erorii pentru Λ | Λ/4 | $\Lambda/8$ | Λ/12 | Λ/20 |
| 4 | determinarea erorii în µm | 2.5 | 1.25 | 0.83 | 0.50 |

În Tabelul 4.1.2.2 putem observa foarte ușor cresterea în precizie de la 2.5 μ m, corespunzatoare ordinului 1, la 0.5 μ m pentru ordinul 5.

Realizarea unui actuator cu rețea de difracție metalică

Deplasarea unor elemente cu volum și greutate mare cu rezolție interferometrică, este o necesitate în astrofizică sau pentru interferometria aplicată în cosmos. În acest sens am dezvoltat un actuator cu forță de actuare foarte mare, bazat pe forța de dilatare a metalelor. Principiul de funcționare al actuatorului este următorul: la aplicarea unei tensiuni pe *elementul Peltier*, rețeaua de difracție metalica, atașată acestuia, începe să se dilate sau contracte, Figura 4.2.1.1., prin urmare și pasul rețelei începe să crească sau să scadă în dimensiune, în concordantă cu punctul de functionare al Peltier-ului.



Figura 4.2.1.1: Schema de principiu a actuatorului cu rețea de difracție [T. Vasile et. al. Romanian Journal of Physics 2012]

Pasul rețelei folosite este declarat de producător ca măsurând 10 μ m, prin urmare unghiul de difracție θ , corespunzător ordinului de difracție +2 al rețelei, poate fi determinat folosind ecuația (4.2.1.1). Mărimile ce participă la acest calcul sunt: pasul rețelei Λ , numărul ordinului de difracție *m* și lungimea de undă λ .

$$\Theta_m = \arcsin\left(\frac{m\lambda}{\Lambda}\right) \tag{4.2.1.1}$$

Variația pasului $\delta \Lambda$ induce o scanare laser unghiulară $\delta \theta$

$$\delta\Lambda = \lambda \frac{\cos\theta}{\sin^2\theta} \,\delta\theta = \frac{\Lambda}{\lambda} \sqrt{\Lambda^2 - \lambda^2} \,\delta\theta \tag{4.2.1.2}$$

În cazul nostru Λ =10 µm, λ = 632.8 m, deci

$$\delta\theta / \delta\Lambda = 0.006 \text{ rad} / \mu\text{m}$$

valoare ce se situează în domeniul de măsură al detectorului de poziție.

Actuatorul ilustrat în Figura 4.2.1.2 este format din: o rețea de difracție metalică (Optometrics Corporation, cu substrat de 10 µm pas); un element termoelectric Peltier; un detector de poziție (Thorlabs PSDM2, 0.1 um rezoluție); un laser HeNe (632.8 nm, 15 mw); o placă de achiziție (NI USB-6353); o sursă de tensiune ajustabilă (HQ POWER PS3020).



Figura 4.2.1.2: Schema montajului experimental de actuator cu rețea de difracție metalică [T. Vasile et. al. Romanian Journal of Physics 2012]

Forța estimată a actuatorului este dată de expresia forței de dilatare pentru o bară de cupru. Rețeaua de difracție folosită pentru acest experiment, este construită dintr-un substrat subțire de aluminiu "zgâriat" atașat unui corp de cupru gros.

Forța actuatorului poate fi scrisă teoretic ca fiind conform ecuației (4.2.2.1)

$$F = E \cdot A_0 \cdot \alpha \cdot \Delta T$$

$$F = 117 \cdot 10^9 \text{ N/m}^2 \cdot 150 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot 16.5 \cdot 10^{-6} \cdot \text{m}^{-2} \text{C}^{-1} \cdot 15 \text{ C} = 4343 \text{ N}$$
(4.2.2.1)

Datele prezentate în Figura 4.2.2.2, pun în evidență liniaritatea actuatorului (valoare RMS ~ 1nm). Domeniul de actuare este de 150nm pentru o tensiune de comandă cuprinsă între 0-15

volți și o variație a temperaturii de 15° C. Prin urmare, deplasarea liniară a pasului rețelei este direct proporțională cu tensiunea aplicată elementului termoelectric atașat acesteia.



Figura 4.2.2.2: Reprezentarea grafică a deplasării în funcție de tensiunea de comandă

Pentru a crește versatilitatea actuatorului am folosit un element termoelectric Peltie. Acesta facilitează alegerea punctului de funcționare a actuatorului, dilatare sau contractare, și oferă un contact fizic și termic foarte bun cu corpul rețelei de difracție. Sensibilitatea actuatorului a fost dedusă din datele experimentale ca fiind egală cu 2.6 nm/° C iar liniaritatea la actuare controlată, într-o direcție, se situează ca valoare în scala nanometrică: RMS 1 nm.

Deplasarea totală este $N\delta A$, N fiind numărul total de linii ale rețelei. Cu cât este mai mare numărul de linii ale unei rețele (pas mai mic), cu atât crește deplasarea unghiulară a ordinului măsurat. O rezoluție mai bună poate fi obținută pentru o rețea de difracție cu pas mai mic în combinație cu un laser cu lungime de undă mai mare de 632.8 nm.

Capitolul V. Imagistică multiplexată pe bază de cameră cu un pixel

Camera cu un pixel cu transformată Hadamard

În Figura 5.1.1.1 este prezentată schema de principiu a camerei cu un pixel. Imaginea unei scene este formată pe suprafața măștii de codare (DMD) folosind lentila (1); masca și cea de-a doua lentilă (2) asigură transformare fizico-optică a imaginii, rezultatul fiind capturat și înregistrat cu un fotodetector, apoi trimis ulterior unității de procesare. Pentru N achiziții, realizate cu detectorul, masca este reconfigurată de N ori, corespunzător modelului binar al metodei.



Figura 5.1.1.1: Schema de principiu a camerei cu un pixel

Din punct de vedere constructiv, la ora actuală, există doua tipuri de măști de codare: cu scanare mecanică (măști mecanice) și cu scanare statică (măști electro-optice). Ambele tipuri de măști pot efectua codarea imaginii/spectrului, fie prin transmisie fie prin reflexie. Diferența dintre cele două tipuri de măști constă în faptul că, în cazul măștilor mecanice apare eroarea de deplasare mecanică, pe când cele statice, neavând elemente în mișcare, nu prezintă această problemă.

Transformata S ciclică.

Transformata *S* ciclică reprezintă o variantă a transformatei *S*. Matricea *S* ciclică poate avea una din următoarele dimensiuni:

$$- N = 2^n - 1 \tag{5.1.1.5}$$

| - | N = 2t - 1 | | | (5.1. | 1.6) |
|---|------------|---|--|-------|------|
| | | 1 | | | |

- N = D(D + 2), unde D şi D + 2 sunt numere prime (5.1.1.7)

Transformata S ciclică se poate obține în următorul mod:

- Considerăm un polinom primitiv de ordin *n*:

$$P(x) = x^{n} + a_{n-1}x^{n-1} + \dots + a_0$$
(5.1.1.8)

- Considerăm primul vector bază și îi fixăm primele elemente la 1:

$$e_0 = \dots = e_{n-1} = 1 \tag{5.1.1.9}$$

- Restul elementelor sunt obținute folosind:

$$e_{m+n} = \sum_{i=0}^{n-1} a_i e_{m+i} \tag{5.1.1.10}$$

- Restul vectorilor sunt obținuți prin permutare circulară

Matricea S_{ciclic} inversă are aceeași expresie matematică ca matricea S, ecuația (5.1.1.11):

$$s_{ciclic}^{-1} = \frac{2}{N+1} \left(2S_{ciclic}^T - I_N \right)$$
(5.1.11)

Transformata $S_{ciclică}$ este preferată în schimbul transformatei S, deoarece proprietatea de ciclicitate simplifică complexitatea și controlul măștii. Avantajele aduse de acestă proprietate sunt mai vizibile în cazul măștilor mecanice unde modificările de la o mască la alta sunt reduse la o singură linie de pixeli de codare.

Experimente de profilometrie unidimensională și spectroscopie cu TH

Metodele spectrometrice și imagistice ce au la bază o formă de codare a spectrului/imaginii (transformată Hadamard, S_{ciclic}, etc.), [41-44] folosesc ca element activ un modulator spațial de lumină. În cadrul experimentelor de spectrometrie și profilometrie, am folosit ca modulator spațial un dispozitiv digital cu micro-oglinzi (DMD), produs de Texas Instruments [47]. Cu ajutorul acestui dispozitiv am aplicat măștile binare de codare, formate din 0 logic și 1 logic. Corespunzător celor două stari, 0 respectiv 1, lumina incidentă pe suprafața DMD-ului este reflectată mai departe la un unghi de $+12^{\circ}$ respectiv -12° , față de normala la suprafață; cele două reflexii fiind complementare.

În cazul spectroscopiei Hadamard este necesară aplicarea directă a măștilor asupra spectrului folosind DMD – ul, precum ilustrat în Figura 5.1.1.1.1. Pentru a realiza acest lucru, am înlocuit

fanta de ieșire a unui spectrometru clasic (model laborator) cu suprafața DMD-ului. Fiecare mască aplicată cu DMD-ul reprezintă o combinație de elemente spectrale care ulterior sunt sumate cu ajutorul unei lentile condensor pe un fotodetector. Fiecare element al spectrului este codat în cele *N* intensități măsurate pentru fiecare mască în parte, pentru a fi ulterior decodat.



Figura 5.1.1.1.1: O mască Hadamard expusă cu DMD-ul

Tipul de matrici, pe care l-am folosit în spectroscopia Hadamard, au la bază transformata $S_{ciclică}$ iar măștile de codare au fost construite pe baza acestei transformate. Spre deosebire de matricile Hadamard, cu elemente +1 și -1, matricile S sunt formate din elemente non-negative 0 și 1, acest lucru făcând posibilă reprezentarea cu DMD-ul.

Proiectarea măștilor cât și achiziția intensitaților pentru fiecare mască în parte, a fost realizată în *Labview*, sub forma unui instrument virtual ce interfațează componentele fizice ale montajului: DMD, placă de achiziție și detector. DMD-ului este controlat în cadrul limbajului de programare cu măștile în formă binară, iar pentru fiecare mască proiectată, intensitatea luminoasă simțită de detector este achiziționată sub formă de tensiune, cu ajutorul unei plăci de achiziție NI USB – 6353, și ulterior stocată pe hard disc.

Experimentul 1: Spectrometrie Hadamard

Pentru experimentul de spectrometrie am folosit un model de spectrometru Ebert Fastie, prezentat în Figura 5.1.1.1.4, compus din următoarele elemente: două oglinzi poziționate la 45°, o oglindă concavă pentru colimare/focalizare, o fantă mecanică, o rețea de difracție, un DMD, o lentilă condensor și un fotodetector.



Figura 5.1.1.1.4: Spectrometrul de tip Ebert Fastie cu mască de codare în locul fantei de ieșire

În Figura 5.1.1.1.5. este ilustrat spectrul obținut folosind transformata Hadamard cu valori ale $SNR_1 = 39.108$ (a,b) și spectrul obținut prin scanare cu o fantă plimbătoare cu $SNR_2 = 11.647$ (c, d).



Figura 5.1.1.1.5: *a), b)* Spectrul obținut folosind transformata Hadamard $SNR_1 = 39.108; c), d)$ Spectrul obținut prin scanare cu o fantă (coloană de microoglinzi) plimbătoare $SNR_2 = 11.647$

Avantajele metodei sunt exprimate printr-o comparație între datele obținute prin codare și datele obținute prin scanarea spectrului cu o fantă plimbatoare pe suprafața DMD-ului. Rezultatele acestei comparații sunt exprimate pe baza raportul semnal zgomot, SNR-ul, câștigul fiind dat de următoarea relație, (5.1.1.1.5) :

$$G = SNR_1 / SNR_2 \tag{5.1.1.1.5}$$

Pentru comparația de mai sus G = 3.358, favorizând metoda cu transformată Hadamard.

Experimentul 2: Profilometrie unidimensională

Pentru experimentul de profilometrie, am folosit aceeași secvență de 127 măști pentru a determina 127 intensități, de-a lngul axei orizontale a DMD-ului. Ca obiect imagine, am ales filamentul unui bec cu halogen, iar profilul obținut este o linie perpendiculară pe direcția de înfășurare a spirelor, Figura 5.1.1.1.7 a),b).



Figura 5.1.1.1.7: *Profilul obținut folosind transformata Hadamard (b); profilul (d) unei linii de pixeli a imaginii (a)*

În Figura 5.1.1.1.7 se poate observa imaginea filamentului, obținută cu un aparat foto (a) și formată pe suprafața DMD-ului (c). Profilul, unei linii de pixeli, a imaginii (a), pe axa orizontală

a filamentului, este reprezentat grafic în (d) iar profilul reconstruit cu transformata Hadamard este reprezentat în (b). Aceste două profile sunt folosite cu scop comparativ.

Experimente de profilometrie și imagistică multiplexată

Implementarea transformatei Hadamard bidimensională

Primul pas în implementarea TH îl reprezintă proiectarea matricii de codare [39-41]. Acest lucru este realizat folosind un dispozitiv DMD, ilustrat în Figura 5.1.1.2.1. Modelul ales pentru construirea matricii, are la bază folosirea secvenței registru de deplasare de lungime maximă. Această metodă generează prima linie de n elemente, construcția finală a matricii de $n \ge n$ elemente fiind realizată prin permutarea, de la un rând la altul, a câte un element al rândului precedent.



Figura 5.1.1.2.1: Dispozitivul DMD folosit pentru codare imagistică și profilometrie bidimensională cu transformată Hadamard

Experimentul 1: Profilometria fasciculelor laser

Experimentul a fost pus în practică, prin codarea distribuției de intensitate transversală a unui fascicul laser, folosind cele *4095* masti, Figura 5.1.1.2.2. a.). La finalizarea achiziției am obținut un vector de intensități, cu *4095* elemente, care prin rearanjare, într-un *array* de 63/65, furnizează imaginea fasciculului în spațiul Hadamard, Figura 5.1.1.2.2.b). Mai departe, imaginea Figura 5.1.1.2.2.c) cât și reprezentarea tridimensională a acesteia, Figura 5.1.1.2.2. d), a

distribuției de intensitate a fasciculului, este reconstruită aplicând o transformare inversă imaginii din spatiul Hadamard.



Figura 5.1.1.2.2: *Etapele profilometriei optice a unui fascicul laser: aplicarea măștilor de codare:a); trecerea în spațiul Hadamard: b); profilul fasciculului după decodare:c), d)*

Fasciculul al carui profil a fost ridicat în cadrul acestui experiment, utilizand transformata Hadamard, provine de la o diodă laser Edmund, cu P = 4mW şi λ = 635nm.

Experimentul 2: Imagistică Hadamard

Experimentul de imagistică Hadamard este pus în practică folosind același set de măști de codare, cu rezoluție de 63/65. Obiectele, a căror imagine a fost obținută folosind imagistica Hadamard, sunt formate dintr-un tipar de găuri pe suprafața unei foi de tablă de alamă, Figura 5.1.1.2.3.a).d.). Experimentul este realizat prin transmisie, imaginea radiației luminoase, ce trece prin tiparul de găuri, este codată în spațiul Hadamard, Figura 5.1.1.2.3.b).e) și ulterior decodată, prin transformare inversă, Figura 5.1.1.2.3.c).f).





Figura 5.1.2.3: *Obiectele din tablă de alamă: a),d); TH a imaginilor:b),e) şi imaginile reconstruite: c), f)*

Cameră pentru imagistică hiperspectrală interferometrică

În cele ce urmează, voi prezenta un montaj de cameră hiperspectrală interferometrică cu topologie de cameră cu un pixel. Montajul integrează un dispozitiv cu matrice de micro-oglinzi, pentru codarea optică a imaginii ce urmează a fi achiziționată, iar în locul unui singur pixel/ detector, am folosit un spectrometru cu transformată Fourier pentru a oferi informație spectrală imaginii. Cu acest sistem am demonstrat posibilitatea construirii unui cub hiperspectral de imagini, cu semnătură spectrală specifică.

Schema optică a montajului imagistic hiperspectral realizat este prezentă în Figura 5.2.1.3 și are la bază modelul de cameră cu un pixel a cărei detecție a fost înlocuită cu un spectrometru interferometric.



Figura 5.2.1.3: Schema de principiu a montajului pentru imagistică hiperspectrală cu TH

Din punct de vedere constructiv sistemul imagistic hiperspectral este compus din:

- 1) Două lentile optice: Lentila (1) are rolul de a forma imaginea pe elementul de codare.
 Pentru experiment am folosit o lentilă cu focală fixă de 50 mm. Lentila (2) preia imaginea codată de măstile DMD-ului și o focalizează în fibra optică a spectrometrului;
- 2) Ca element codor am folosit un DMD a cărei suprafață a facilitat aplicarea măștilor binare asupra imaginii. Flexibilitatea DMD-ului, permite și aplicarea de măști de codare cu rezoluții mai mici decât rezoluția maximă suportată de acesta;
- 3) Spectrometrul folosit este cu transformată Fourier, spectrul pentru fiecare mască fiind astfel dedus intern, având la bază fenomenului de coerența a luminii, principiul de funcționare al spectrometrului fiind interferometric.

Un avantaj important pe care îl prezintă acest tip de sistem constă în faptul că informația spectrală este achiziționată toată dintr-o dată, oferind posibilitatea achiziției unor imagini cu rezoluție spectrală ridicată pe un domeniu spectral larg. Folosind spectrometrul cu transformată Fourier, imaginile obținute cu acest sistem pot avea o lărgime spectrală sub-nanometrică. Potențialul acestui sistem este cu atât mai mare cu cât prin înlocuirea elementului spectrometric, sistemul poate fi adaptat cu ușurință unui alt domeniu de lungimi de undă devenind foarte flexibil.

Pentru experimentele de laborator am folosit un DMD *Texas Instruments (DLP 7000)* cu rezoluție de 1024*768 micro-oglinzi, Figura 5.2.1.2. Din toată rezoluția DMD-ului am ales sa folosesc o rezoluție de 65*63 pixeli pentru a ușura procesul de achiziție și recuperare a imaginii hiperspectrale, experimentul având ca scop demonstrarea principiului de funcționare și nu atingerea unor performanțe de top. Corespunzător rezoluției de 65(H)*63(V), numărul de maști de codare este egal cu produsul celor două componente pe verticală și orizontală, pentru un număr total de 4095 maști de codare.



Figura 5.2.1.2: Aplicarea unei măști de codare cu suprafața dispozitivului DMD DLP 7000

Ca dispozitiv spectrometric, am folosit un spectrometru comercial *ARCspectro-HT* a cărui principiu de funcționare facilitează colectare unei cantitați mari de lumină la intrare, beneficiind de o apertură de intrare de ~ 4 mm, cu un unghi de intrare de ± 10 °. Specificațiiile sepectrometrului folosit sunt net superioare față de majoritatea sistemelor spectrometrice comerciale ce folosesc fantă la intrare și sunt limitate intrinsec de dimensiunea acesteia (0.025 mm).

Experimente de imagistica hiperspectrală

Demonstrarea capabilităților sistemului imagistic, prezentat mai sus, a fost facută în cadrul unor experimente de imagistică hiperspectrală. Scopul acestor experimente a fost de a achiziționa anumite scene de imagine prin codare multiplexată pentru ca ulterior, prin decodare, să putem pune în evidență diferitele elemente spectrale ce le compun. Ca șcenă imagine am folosit două ansambluri LED RGB, în două experimente individuale.

Un prim ansamblu este prezent în Figura 5.2.2.1, reprezentând un led tricolor RGB, cu diodele poziționate una după cealaltă în linie dreaptă.



Figura 5.2.2.1: Imaginea ansamblului de trei diode LED RGB în linie

Fiecare diodă luminișcentă, din componența ansamblului, are un spectru continu cu largime spectrală specifică, centrat la o lungime de undă predefinită. Spectrul celor trei diode este prezentat în Figura 5.2.2.2.



Figura 5.2.2.2: Spectrul diodelor LED RGB

În Figura 5.2.2.3, sunt prezentate câteva imagini spectrale cu lungimi de undă centrate la 470 nm, 525 nm, 635 nm, fiecare cuprinzând un domeniu spectral larg de 50 nm. Pentru o ilustrare mai completă a performanțelor sistemului, fiecare dintre cele trei imagini spectrale pot fi reprezentate prin 50 de imagini spectrale individuale, cu lărgime spectrală de 0.5 nm.



Figura 5.2.2.3: Imaginile hiperspectrale, pentru ansamblul LED linie, centrate la diferite lungimi de undă, cu o lărgime spectrală de 50 nm

Un al doilea ansamblu este prezent în imaginea Figura 5.2.2.4, reprezentând tot un LED tricolor RGB, cu diodele poziționate spațial în formă de triunghi.



Figura 5.2.2.4: Imaginea ansamblului de trei diode LED RGB în triunghi

Imaginile spectrale ce pun în evidență distribuția de intensitate la diferite lungimi de undă sunt prezentate în Figura 5.2.2.5.



Figura 5.2.2.5: Imaginile hiperspectrale, pentru ansamblul LED triunghi, centrate la diferite lungimi de undă, cu o lărgime spectrală de 50 nm

Capitolul VI. Modelarea și profilometria fascicolelor laser în domeniul THz

Experimente cu elemente optice difractive în fascicol laser THz

Pentru experimentele în domeniul THz am folosit un laser molecular FIRL 100, produs de Edinburg Instruments, prezentat în Figura 6.1.1, compus dintr-un laser CO_2 cu emisie selectabilă în infrarosu 9-11 µm, cuplat la o cavitate cu metanol ce emite în domeniul THz, între 40 µm – 1.22 mm [52].

Secțiunea de laser CO_2 , funcționează cu curgere de gaz prin cavitate, pentru a obține o putere de emisie cât mai mare. Tubul laserului folosește ca agent de răcire apa, iar la extremități sunt montate ferestre din ZnSe, la unghi Brewster. Rezonatorul laserului cu CO_2 este compus dintr-o oglindă semireflexivă, din ZnSe, folosită ca oglindă de extracție, și o rețea de difracție, în montaj Littrow. Oglinda de extracție este montată pe un element piezoelectric și permite controlul fin al lungimii cavității.



Figura 6.1.1: Instalația laser, cu emisie selectivă în domeniul THz

Realizarea componentelor optice difractive pentru domeniul THz

Pentru a studia comportamentul rețelelor de difracție în domeniul THz am realizat experimente pe mai multe tipuri de rețele de difracție, cu trasături unidimensionale și bidimensionale. Rețelele au fost realizate folosind mai multe tehnici și metode, precum: decupare cu fascicul laser, frezare mecanică și bobinare [53-56].

1) Rețea de difracție metalică procesată cu laserul

Rețeaua de difracție este proiectată pentru eficiență maximă în domeniul THz. Pasul rețelei măsoară 1 mm iar zonele transmisive 0.5 mm. Corpul rețelei este format dintr-o foaie de tablă de aluminiu, cu grosimea de 0.8 mm iar trăsaturile acesteia au fost realizate prin decupare laser, folosind CNC-ul TrumpfTruLaser Cell 3010 echipat cu un laser (Yb-YAG active medium @ 1.03 µm) de 3 KW (putere maximă). Puterea folosită pentru execuția rețelei a fost de 400 W. Rețeaua de difracție prin transmisie, precum si o zonă cu trasături, a rețelei sunt redate in Figura 6.1.1.1, a), b).



Figura 6.1.1.1: *Rețeaua de difracție prin transmisie, cu corp de aluminiu: a); Zonă cu trasături, a rețelei, văzută la microscop: b)*

2) Rețea de difracție prin frezare

Rețeaua a fost realizată dintr-un bloc de alamă printr-o procedură de frezare. Trăsăturile sunt în formă de dinți de fierăstrău, iar unghiul de blaze este de 30°. În Figura 6.1.1.2, a), b), c) sunt exemplificate, atât rețeaua de difracție prin reflexie, zonă cu trăsături a rețelei, precum și profilul rețelei, văzute la microscop.



Figura 6.1.1.2: Reţeaua de difracţie prin reflexie, cu corp de alamă: a); Zonă cu trăsături, a reţelei, văzută la microscop: b); Profilul reţelei văzut la microscop: c)

3) Rețea de difracție bobinată

Constă în bobinarea pe o ramă pătrată din alamă, cu un fir circular de nichelină (0.2 mm diametru), astfel încât firele să ocupe o poziție plan paralelă și echidistantă unul față de celălalt. Odată bobinată, trăsăturile acesteia sunt fixate la capete prin sudare folosind un aliaj de lipit (de

exemplu fludor). În Figura 6.1.1.3. a), b) sunt redate atât rețeaua de difracție prin transmisie, bobinată cu fir de nichelină precum și trăsăturile rețelei văzute la microscop.



Figura 6.1.1.3: *Reţeaua de difracţie prin transmisie, bobinată cu fir de nichelină:a); Trăsăturile reţelei văzute la microscop:b)*

4) Retea de difracție bidimensională din sită BGA (ball grid array)

Ca material de bază este tablă de otel inoxidabil cu un tipar de găuri circulare echidistante. Sitele BGA sunt comerciale, destinate sectorului de micro-electronică, și se comercializează pentru diferite dimensiuni ale găurilor, al pasului și al munărului total de trăsaturi. În Figura 6.1.1.4 a), b) sunt exemplificate rețelele de difracție bidimensionale din sită BGA.



Figura 6.1.1.4: *Rețele de difracție bidimensionale, prin transmisie, din sită BGA: a), b)*

Studierea comportamentului rețelelor de difracție în radiație THz

Expermentele realizate asupra rețelelor de difracție au avut ca scop studierea comportamentului acestora în radiație laser THz și determinarea parametrilor fizici. Sursa de radiație în domeniul THz este laserul FIRL 100, iar emisia laser este reglată la lungimea de undă de 118.83 µm.



Figura 6.1.2.1: *Montaj de laborator cu rețele de difracție pentru domeniul THz: a) FIRL 100;* b) diafragmă; c)oglindă parabolică; d) rețea de difracție; e)masuță de translație; f) detector

Determinarea parametrilor fizici ai rețelelor de difracție au fost obținuți, utilizănd montajul de laborator, din Figura 6.1.2.1. Fasciculul laser cade incident normal pe suprafața rețelei ce urmează a fi testată. Unghiul de difracție la trecerea prin rețea este determinat prin translatarea unui detector piroelectric, montat pe o masă de translație, în planul de desfășurare al ordinelor de difracție. Punctul de zero/pornire al montajului îl reprezintă ordinul 0 de difracție, Figura 6.1.2.2. Pornind din punctul de 0, detectorul este deplasat într-o direcție până la detecția ordinului de difracție +1.

Cunoscund poziția ordinului +1 față de ordinul 0 și distanța de la rețea la detector, putem utiliza ecuația 6.1.1.1 pentru determinarea parametrilor fizici și optici ai rețelelor de difracție.



Figura 6.1.2.2: Imaginile rețelelor de difracție folosite în experimente de laborator

În Tabelul 6.1.2.1 am prezentat datele experimentale obținute pentru două tipuri de rețele de difracție și anume: rețeaua de difracție metalică procesată cu laserul, Figura 6.1.2.2 a) și reteaua bobinată, Figura 6.1.2.2 b). Datele expuse în tabel fac referire la același parametru, unghiul de difracție, privit în două moduri diferite. Pe de o parte avem determinarea trigonometrică a *unghiul de difracție măsurat*, prin măsurarea experimentală a distanței dintre ordinul 0 și ordinul +1, deplasând detectorul în planul de desfășurare al ordinelor, pe de altă parte avem dimensiunea fizică a pasului rețelei, măsurată la microscopul Zeiss AxioImager, cu care printr-o folosire inversă a ecuației 6.1.1.1 se obține *ungiul de difracție calculat*.

| Tabelul 6.1.2.1: Corelarea datelor exp | perimentale | pentru două | tipuri de | e rețele |
|--|-------------|-------------|-----------|----------|
|--|-------------|-------------|-----------|----------|

| Pasul rețelei (µm) | Unghiul de difracție măsurat (°) | Unghiul de difracție calculat (°) |
|--------------------|-------------------------------------|--------------------------------------|
| 400 | 17.57962 | 17.15754 |
| 1000 | 6.878981 | 6.776691 |

Realizarea unui profilometru pentru fascilcule laser THz cu codare multiplexată

În acest capitol, prezint un montaj de profilometru, pentru domeniul THz, bazat pe un modulator spațial de lumină pentru imagistica cu un pixel. Prin plasarea unei aperturi sintetice în calea unui fascicul laser se poate realiza o selecție ON/OFF a diferitelor componente de intensitate ale acestuia. Mai departe, prin aplicarea unei secvențe de măști binare predefinite, codăm distribuția spațială de intensitate a fasciculului. Această metodă de profilometrie optomecanică, cu un pixel, elimină necesitatea folosirii unei matrici de pixeli și în același timp menține un domeniu dinamic și o sensibilitate ridicată.

Rezoluția imaginii, obținute folosind secvența de măști, este de 15 x 17 pixeli, pentru un număr total de 255 măști de codare. Complexitatea unor astfel de măști poate fi modificată cu ușurință astfel încât să suporte rezoluții mai mari.

Schema de principiu a profilometrului THz este ilustrată în Figura 6.2.1.1.



Figura 6.2.1.1: Schema de principiu a camerei cu un pixel: lentile pentru formarea imaginii (1, 3), modulator de radiație (2) (mecanic sau electro-optic), detector (4), algoritmul matematic pentru recuperarea imaginii (5)

Pentru secvența de măști, folosită în cadrul experimentelor, am ales o matrice S_{ciclic} de dimensiunea N = 255, dimensiune ce redă și rezoluția imaginii finale, cu r = 15 și t = 17. Fiecare trăsătură a măstii, opacă sau reflectivă, are aceeași dimensiune fizică de formă pătratică cu latura de 500 µm. Dimensiunile unei măști, anume produsul dintre pixel și rezoluție, sunt estimate la 8.5 mm(H) x 7.5 mm(V), cu dimensiunea totală pentru întreaga secvență de 255 măști de 135.5 mm(H) x 7.5 mm(V).



Figura 6.2.2.1: Secvența de măști realizată pe o bucată de cablaj imprimat

În ceea ce privește procedeul fizic de realizare a măștilor, am folosit o metodă de corodare chimică, ce a facilitat procesul de transfer al măștilor, din formă binară în formă fizică, pe suprafața metalică a unui substrat rigid (anume cablaj imprimat PCB), Figura 6.2.2.1.

Rezultate experimentale

1) Reconstrucție fascicul TEM₀₀ și TEM₀₁

Experimentul a decurs dupa cum urmează: am redus talia fasciculului laser de la 10 mm la 5 mm folosind un sistem de lentile confocal compus din doua lentile din *TPX*, L_1 și L_2 cu lungimea focală $f_1 = 50$ mm și $f_2 = 25$ mm, Figura 6.2.4.1.



dimensiunii fasciculului

Rezultatele sunt prezentate în Figura 6.2.4.2 și constau în reconstrucția harților de intensitate a celor doua moduri transversale, generare de laserul THz folosit. Primul fascicul reconstruit, Figura 6.2.4.2 a), b) și c), reprezintă modul fundamental al laserului molecular în THz, TEM₀₀, ce corespunde unei distribuții gausiene. A doua reconstrucție, Figura 6.2.4.2 d), e) și f) corespunde celui de al doilea mod transversal, TEM₀₁.



Figura 6.2.4.2: Harta distribuției de intensitate pentru TEM₀₀ și TEM₀₁: a),d); Profilul
3D a fasciculelor: b),e); Amprentele termice folosind o foaie de cristale lichide: c), f)
[*T.Vasile et.al. JOLT 2016*]

Tabelul 6.2.4.1: Informații cantitative obținute pentru TEM₀₀ și TEM₀₁.

| | Putere fascicul | Talia fascicul | | |
|-------------------|-----------------|----------------|--|--|
| | (mW) | (mm) | | |
| TEM ₀₀ | 94 | 4.5 | | |
| TEM ₀₁ | 36 | 5.5 | | |

2) Reconstructia imaginii unui obiect în radiatie THz

Am iluminat, cu fasciculul laser, suprafața unei foi de tablă de alamă, ce conține un tipar format din trei găuri cu diametrul de 2.5 mm fiecare. Ulterior, imaginea acestui tipar iluminat, este formată pe suprafața măștii de codare folosind o lentilă.





La terminarea procesului de codare/decodare, am obținut imaginea tiparului de găuri reprezentat în Figura 6.2.4.3 (a, b) în 2D și 3D. Comparația vizuală atestă o bună corelare a imaginii reconstruite, folosind metoda prezentată, cu imaginea obținute pe o foaie de cristal lichid sub formă de amprenta termică.

Capitolul VII. Concluzii generale

Lucrarea de față reprezintă o formalizare a contribuțiilor teoretice precum și practice în domeniul metrologiei optice interferențiale. Prin intermediul acesteia, am rezumat munca depusă în perioada de formare științifică a studiilor doctorale. Scopul general al lucrării constă în aducerea unor contribuții inovative în domeniu pentru compensarea carențelor tehnologice sau îmbunătățirea performanțelor sistemelor optice, mecanice, electrice utilizate în aplicații de metrologie optică.

Dintre rezultatele reprezentative ale lucrarii pot aminti: realizarea unui actuator cu rețea de difracție metalică capabil să exercite actuări la scala nanometrică; îmbunătățirea rezoluției și preciziei de măsură a unui interferometru cu rețea de difracție prin folosirea ordinelor de difracție superioare; dublarea rezoluției și compensarea factorului de umplere a unui senzor CMOS prin poziționări sub-pixel cu precizie nanometrică, folosind interferometrul comercial SIOS MI5000; proiectarea unei camere imagistice cu un pixel menită să ofere o altermativă imagisticii convenționale, urmată de îmbunătățirea acesteia cu un spectrometru pe partea de detecție pentru imagistică hiperspectrală; proiectarea și realizarea a patru tipuri de componente optice difractive pentru domeniul THz folosite în determinari de pas al rețelei sau lungime de undă a emisiei laser; proiectarea și realizarea unui montaj de profilometrie laser și imagistică pentru domeniul THz

Bibliografie

- [1] J. Sladkova, Interference of light, Iliffe Books, 1968
- [2] Frank S. Crawford, JR., Waves, Berkeley vol. 3, 1983
- [3] Tiberiu Tudor, Optică coerentă, Editura Academiei Române, 2002
- [4] <u>http://www.sios-de.com/wp-content/uploads/2016/02/MI_engl_2015.pdf</u>
- [5] https://www.piezosystem.com/fileadmin/datasheets/piezo_actuator/PA-Stack-Type-Actuator-with-Preload.pdf
- [6] <u>https://www.piezosystem.com/fileadmin/datasheets/piezo_controller/Controller-</u> <u>12V40_data-sheet.pdf</u>
- [7] Dennis C. Ghiglia, Mark D. Pritt, Two-dimensional phase unwrapping, John Wiley & Sons, INC, 1997
- [8] Ting Chen, Peter Catrysse, Abbas El Gamal and Brian Wandell, How Small Should Pixel
 Size Be?, Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE)
 Volume: 3965, Pages: 451-459, Published: 2000
- [9] Joyce Farrell, Feng Xiao, Sam Kavusi, Resolution and Light Sensitivity Tradeoff with Pixel Size, Proceedings of SPIE 6069, Digital Photography II, 60690N (10 February 2006); doi: 10.1117/12.646805
- [10] A. Jakubowski, L. Lukasiak, CMOS evolution. Development limits, Materials Science-Poland, Vol. 26, No. 1, 2008
- [11] Ian P. Howard, John Wiley & Sons, Human Visual Orientation, 1982 Science 697 pages
- [12] T.-J. Hwang and S.-W. Kim, "Phase-shifting diffraction grating interferometer for testing concave mirrors," in Optical Measurement Systems for Industrial Inspection III, Proc. SPIE 5144, 451–459 (2003).

- [13] H. Giovannini and H. Akhouayri, "Interferometric configuration based on a grating interferometer for the measurement of the phase between TE and TM polarizations after diffraction by gratings," Opt. Lett. 20(21), 2255–2257 (1995).
- [14] V. Korpelainen, A. Iho, J. Seppa, and A. Lassila, "High accuracy laser diffractometer: angle-scale traceability by the error separation method with a grating," Meas. Sci. Technol. 20, 084020 (2009).
- [15] P. J. de Groot, "Grating interferometer for flatness testing," Opt. Lett. 21(3), 228–230 (1996).
- [16] P. M. Boone, "A method for directly determining surface strain fields using diffraction gratings," at Proceedings of the 1971 SESA Fall Meeting, pp. 19–22, Milwaukee (1971).
- [17] J. C. Wyant, "Double frequency grating lateral shear interferometer," Appl. Opt. 12(9), 2057–2060 (1973).
- [18] P. Hariharan, W. H. Steel, and J. C.Wyant, "Double grating interferometer with variable lateral shear," Opt. Commun. 11(3), 317–320 (1974).
- [19] A. Timcu, D. Apostol, V. Damian, V.Nascov, I. Iordache, and R.Muller, "Flatness nanometrology of large optically rough areas," Proc. SPIE 5581, 797 (2004).
- [20] C. N. Anderson and P. P. Naulleau, "Tilt sensitivity of the two-grating interferometer," Appl. Opt. 47(9), 1327–1335 (2008).
- [21] T.Weitkamp, A. Diaz, C. David, F. Pfeiffer, M. Stampanoni, P.Cloetens, and E. Ziegler, "X-ray phase imaging with a grating interferometer," Opt. Express 13(16), 6926–6304 (2005).
- [22] V. Ronchi, "Forty years of history of a grating interferometer," Appl. Opt. 3(4), 437–451 (1964).

- [23] P. C. Logof atu, D. Apostol, M.-C. de Castex, I. Apostol, V. Damian, I. Iordache, and R. M⁻uller, "Characterization of surface relief gratings of submicron period," Proc. SPIE 6785, 67851V (2007).
- [24] P. C. Logofatu, I. Apostol, M.-C. Castex, V. Damian, I. Iordache, M. Bojan, and D. Apostol, "Structure modelling for scatterometric characterization of photoinduced surface-relief gratings," Proc. SPIE 6617, 661717 (2007).
- [25] I. Iordache, M. Bojan, D. Apostol, V. Damian, F. Garoi, P. C. Logofatu, R. Muller, and B. Savu, "Optical encoder measurement technology," Proc. SPIE 6635, 663506 (2007).
- [26] D. T. Paris and F. K. Hurd, Basic Electromagnetic Theory, pp. 383–385, McGraw-Hill, New York (1969).
- [27] M. Nevi`ere and E. Popov, Light Propagation in PeriodicMedia,Marcel Dekker Inc., New York (2003).
- [28] Tormen, M., (2006), *Deformable MEMS grating for wide tunability and high operating speed*, Journal of optics. A Pure and applied optics, 8, 337-340;
- [29] J. Castracane, M. A. Gutin, And O. N. Gutin, (2000), *Micromechanically, controlled diffraction: a new tool for spectroscopy*, Diffractive_Holographic Technologies and Spatial, Light Modulators VII, Proc. SPIE **3951**, 36–45;
- [30] X. M. Zhang, Q. W. Zhao, T. Zhong, A. B. Yu, , E. H. Khoo, C. Lu And A. Q. Liu, (2007), Variable Nano-Grating For Tunable Filters, Transducers & Eurosensors '07, The 14th International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems, Lyon, France, June 10-14;
- [31] Nicholas Konidaris, Joel Kubby, Andrew Sheinis, (2008), Small Solutions to the Large Telescope Problem: A Massively Replicated MEMS Spectrograph, Proc. SPIE 7018, Advanced Optical and Mechanical Technologies in Telescopes and Instrumentation, 70182I;

- [32] D. P. Resler, D. S. Hobbs, R. C. Sharp, L. J. Friedman, and T. A. Dorschner (1996), *High-efficiency liquid-crystal optical phased-array beam steering*, Opt. Lett., **21**, 689–691;
- [33] D.M. Burns and V.M. Bright, (1998), Development of microelectromechanical variable blaze gratings, Sensors and Actuators A, 64, 7-15;
- [34] C. R. Raum, R. N. Tait, and R. C. (2008), Gauthier Fabrication and characterization of a thermo-mechanically tunable grating-assisted suspended waveguide filter, Proc. SPIE 6898, 68981E;
- [35] Mohammadreza Riahi, Hamid Latifi, and Ghazaleh Moghimislam (2008), *Fabrication of a thermally actuated tunable grating and its application as a CO2 laser beam profile analyzer*, Applied Optics, **47**, 5175-5181;
- [36] Y. Li., S. Jia, H. Wang, D. Chen, K. Hane (2002), *Pitch-variable transmission-type bulk gratings driven by shape memory alloy actuator*, Optics & Laser Technology, **34**, 649-653.
- [37] Wei-Chuan Shih, Chee Wei Wong, Yong Bae Jeon, Sang-Gook Kim ,George Barbastathis (2003), *MEMS tunable gratings with analog actuation, Information Sciences*, Informatics and Computer Science, **149**, 1-3;
- [38] D.M. Burns, V. M. Bright (1998), *Pitch tunable blaze grating*, Sensors and Actuators A: Physical Sensors, 64, 17-55;
- [39] M. Harwit and N. J.A. Sloane, (1979), Hadamard Transform Optics; Academic Press Inc., NewYork;
- [40] N. Sloan, (1979), Multiplexing methods in spectroscopy, Mathematics Magazine, 52, 71 –
 80;
- [41] E. D. Nelson, (1970), Hadamard spectroscopy, Journal of the Optical Society of America,
 60, 1664 169;

- [42] Eriks Kupce, Toshiaki Nishida, Ray Freeman, (2003), Hadamard NMR spectroscopy,
 Progress in Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy, 42, 95 122;
- [43] Hsueh-Ying Chen and Christian Hilty (2013), Hyperpolarized Hadamard spectroscopy using flow NMR, Anal. Chem., 85, 7385 7390;
- [44] M. H. Tai, M. Harwit, and N. J. A. Sloane, (1975), Errors in Hadamard spectroscopy or imaging caused by imperfect masks, Applied Optics, 14, 2678 – 2684;
- [45] J. Wehlburg et al, (2003), High Speed 2D Hadamard Transform Spectral Imager, Technical report, SAND2002, 3846;
- [46] Ēriks Kupče and Ray Freeman, (2003), Two-dimensional Hadamard spectroscopy, Journal of Magnetic Resonance, 162, 300 – 310;
- [47] <u>http://www.vialux.de/en/v-modules.html</u>
- [48] A. Barducci, D. Guzzi, C. Lastri, V. Nardino, I. Pippi, V. Raimondi, Compressive sensing for hyperspectral earth observation from space, Proceeding of the International Conference on Space Optics 2014 (ICSO 2014)
- [49] Mehrdad Abolbashari, Filipe Magalhães, Francisco Manuel Moita Araújo, Miguel V. Correia, Faramarz Farahi, High dynamic range compressive imaging: a programmable imaging system, Optical Engineering 51(7), 071407 (July 2012)
- [50] Filipe Magalhãesa, Mehrdad Abolbasharic, Faramarz Farahic, Francisco M. Araújoa, Miguel V. Correiaa, A compressive sensing based transmissive single-pixel camera, Proc. of SPIE Vol. 8001 80010B-1
- [51] Filipe Magalhães, Mehrdad Abolbashari, Francisco M. Araújo, Miguel V. Correia, Faramarz Farahi, High-resolution hyperspectral single-pixel imaging system based on compressive sensing, Opt. Eng. 51(7), 071406 (May 25, 2012). doi:10.1117/1.OE.51.7.071406
- [52] https://www.edinst.com/wp-content/uploads/2015/09/FIR-Series-Flyer.pdf

- [53] J. L. Coutaza, F. Gareta, E. Bonnetb, A.V. Tishchenkob, O. Parriauxb and M. Nazarovc, Grating Diffraction Effects in the THz Domain, ACTA PHYSICA POLONICA A No. 1, Vol. 107 (2005)
- [54] R. May, J. A. Murphy, and W. Langian, Phase Gratings For The Sub-Millimetre Band, Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, pp. 349-350, Karlsruhe, Germany, 2004.
- [55] V. S. Jagtap, A. F. Dégardin, and A. J. Kreisler, Reflection phase gratings: an elegant way of beam multiplexing, in Frontiers in Optics 2009, San Jose, CA, USA, The Optical Society of America, # FTu06, 2009.
- [56] Hans Christian Bakken Skjeie, (2012), Terahertz time-domain spectroscopy, Master of Science in Electronics, Norwegian University of Science and Technology.
- [57] M. Naftaly and R. E. Miles, (2007), Terahertz time-domain spectroscopy for material characterization, Proceedings of the IEEE, 95, 1658 1665;
- [58] W. Withayachumnankul and M. Naftaly, (2013), Fundamentals of measurement in terahertz timedomain spectroscopy, Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, Springer Science + Business Media New York.
- [59] Nachappa Gopalsami, Shaolin Liao, Thomas W. Elmer, Eugene R. Koehl, Alexander Heifetz, Apostolos C. Raptis (2012), *Passive millimeter-wave imaging with compressive* sensing, Optical Engineering, **51**, 091614;
- [60] David Shrekenhamer, Claire M. Watts, and Willie J. Padilla, (2013), *Terahertz single pixel imaging with an optically controlled dynamic spatial light modulator*, Optics Express, **21**, 12507;
- [61] Sheng-Hui Ding, Qi Li, Rui Yao, and Qi Wang (2010), *High-resolution terahertz reflective imaging and image restoration*. Applied Optics, **49**, 6834-6839;
- [62] B. B. Hu and M. C. Nuss, (1995), *Imaging with terahertz waves*, Optics Letters, **20**, 1716-1718;
- [63] H. Shen, L. Gan, N. Newman, Y. Dong, C. Li, Y. Huang, and Y. C. Shen, (2012), Spinning disk for compressive imaging, **37**,1;