



UNIWERSYTET
WARSZAWSKI



Wydział Fizyki
Szkoła Doktorska Nauk Ścisłych i Przyrodniczych
Uniwersytet Warszawski

VIGO Photonics S.A.

Wysokorozdzielcze jednopikselowe obrazowanie hiperspektralne w zakresie bliskiej i średniej podczerwieni

Rafał Robert Stojek

promotor: dr hab. Rafał Kotyński prof. ucz.
opiekun doktoratu ze strony Vigo Photonics: dr Michał Kozubał

Wrzesień 2025

Spis treści

Słowa kluczowe	6
Streszczenie w języku polskim	6
Streszczenie w języku angielskim - abstract in english	8
Streszczenie w języku angielskim - abstract in english	8
Podziękowania	10
1 Wstęp	11
1.1 Umiejscowienie badań w nauce i świecie	11
1.2 Motywacja i struktura pracy	11
1.3 Stan wiedzy - literatura	12
1.3.1 Obrazowanie czułości detektorów podczerwieni	12
1.3.2 Skaningowe obrazowanie w zakresie podczerwieni	14
1.3.3 Obrazowanie kompresyjne z wykorzystaniem modulatora DMD	15
1.3.4 Multispektralne obrazowanie kompresyjne	16
1.4 Struktura dysertacji	17
1.5 Oświadczenie dotyczące autorstwa prac wykorzystanych w tekście dysertacji	17
2 Jednopikselowe obrazowanie skaningowe w zakresie podczerwieni	19
2.1 Wstęp	19
2.2 Obrazowanie czułości spektralnej detektorów podczerwieni	19
2.2.1 Motywacja	19
2.2.2 Założenia	20
2.2.3 Układ optyczny	20
2.2.4 Układ odczytu	23
2.2.5 Rekonstrukcja obrazu	25
2.2.6 Rozszerzenie i usprawnienia układu pomiarowego	28
2.2.7 Omówienie wyników	32
2.2.8 Wnioski	41
2.3 Skaningowa mikroskopia w podczerwieni	44
2.3.1 Motywacja	44
2.3.2 Założenia	44
2.3.3 Układ optyczny - rekonstrukcja obrazu	44
2.3.4 Omówienie wyników	47
2.3.5 Wnioski	47
2.4 Skaningowe mikroskopia hiperspektralna z wykorzystaniem optycznego oscylatora parametrycznego	50

2.4.1	Założenia	50
2.4.2	Układ optyczny - rekonstrukcja obrazu	50
2.4.3	Wyniki doświadczalne	52
2.4.4	Analiza widmowa	57
2.4.5	Podsumowanie	61
3	Obrazowanie kompresywne z użyciem modulatora DMD	63
3.1	DMD – Cyfrowy modulator lusterkowy	63
3.2	Pomiary właściwości optycznych modulatora DMD	64
3.2.1	Pomiar transmitancji w zakresie podczerwieni	65
3.2.2	Dyfrakcja na zwierciadłach	65
3.2.3	Powtarzalność kątowa ustawienia mikroluster	69
3.2.4	Podsumowanie	70
3.3	Obrazowanie pośrednie	71
3.4	Obrazowanie w zakresie podczerwieni z wykorzystaniem modulatora DMD .	74
3.4.1	Motywacja	74
3.4.2	Układ optyczny i układ odczytu	74
3.4.3	Wyniki doświadczalne	76
3.4.4	Wnioski i perspektywy	79
3.5	Obrazowanie kompresywne	79
3.6	Różnicowe obrazowanie jednopikselowe z regularyzacją w dziedzinie Fouriera - zastosowanie w obrazowaniu VIS-IR i obrazowaniu polaryzacyjnym	80
3.6.1	Minimalizacja czasu pomiaru	81
3.6.2	Układ doświadczalny	81
3.6.3	Wyniki eksperymentalne	85
3.7	Obrazowanie jednopikselowe w wysokiej rozdzielczości	86
3.7.1	Cele	86
3.7.2	Algorytm pomiarowy	87
3.7.3	Wyniki symulacji numerycznych	93
3.7.4	Wyniki rekonstrukcji doświadczalnych	93
3.8	Omówienie wyników i podsumowanie	95
4	Porównanie układów obrazujących wykorzystujących kamerę oraz pojedynczy piksel	99
4.1	Wstęp	99
4.2	Wybór pomiędzy kamerą a obrazowaniem jednopikselowym	99
4.2.1	Niewystarczające parametry dostępnych obecnie matryc	102
4.2.2	Oświetlenie próbki za pomocą lasera	102
4.2.3	Rozmiar detektora nie wpływa na poziom szumu	103
4.3	Przewaga multipleksji w obrazowaniu jednopikselowym i kompresywnym . .	103
4.3.1	Szum zależny i niezależny od mierzonego sygnału	103
4.3.2	Przewaga multipleksji	104
4.3.3	Wysokie szumy detektorów podczerwieni	105
4.3.4	Obrazowanie jednopikselowe - wpływ multipleksji na pomiar	106
4.4	Wpływ szumu detektora i kompresji obrazu na jakość obrazowania	109

Słowa kluczowe

W języku polskim:

obrazowanie jednopikselowe, podczerwień, pomiar kompresywny, rozdzielczość, obrazowanie czułości spektralnej, mikroskopia, hiperspektralność, multispektralność.

W języku angielskim:

single pixel imaging, infrared radiation, compressive sensing, resolution, spectral responsivity imaging, microscopy, hyperspectral imaging, multispectral imaging

Streszczenie w języku polskim

W niniejszej pracy przedstawiono wyniki badań nad hiperspektralnym obrazowaniem jednopikselowym w zakresie bliskiej i średniej podczerwieni. Dysertacja składa się ze wstępu oraz trzech zasadniczych części.

Jednopikselowe obrazowanie skaningowe w zakresie podczerwieni

W pierwszej części zaprezentowano wyniki badań dotyczących jednopikselowego obrazowania skaningowego w zakresie podczerwieni. Metoda ta umożliwia uzyskanie obrazów o wysokiej rozdzielczości przestrzennej przy wykorzystaniu pojedynczego detektora jednopikselowego (ang. bucket detector), źródła światła laserowego pracującego w jednym lub wielu zakresach promieniowania oraz dwuosiowego skanera galwanometrycznego.

Przeanalizowano wpływ doboru kluczowych elementów optycznych na parametry obrazów uzyskiwanych w procesie skanowania oraz przeprowadzono testy oceniające skuteczność iteracyjnych poprawek układu optycznego w poprawie jakości obrazu. Przedstawiono również algorytm rekonstrukcji umożliwiający przetwarzanie arbitralnie wybranych zestawów punktów pomiarowych na obraz końcowy. W rozdziale tym opisano dwie istotne nowości naukowe. Pierwszą z nich jest zastosowanie techniki obrazowania skaningowego do zobrazowania czułości widmowej detektora podczerwieni, w sposób analogiczny do mikroskopii LBIC (ang. Laser Beam Induced Current). Zaproponowany układ umożliwił uzyskanie wysokiej rozdzielczości przy zachowaniu stosunkowo krótkiego czasu akwizycji - osiągnięto rozdzielczość 1000×1000 pikseli przy czasie pięciu sekund. W pracy przedstawiono także przykłady praktycznych zastosowań tej metody w badaniach przemysłowych oraz omówiono, w jaki sposób uzyskane informacje przyczyniły się do poprawy jakości analizowanych produktów.

Drugim nowatorskim rozwiązaniem zaprezentowanym w tym rozdziale jest hiperspektralny mikroskop skaningowy wykorzystujący pojedynczy detektor o krótkim czasie odpowiedzi oraz optyczny oscylator parametryczny (ang. Optical Parametric Oscillator - OPO). Zawężenie pola widzenia detektora do aktualnie oświetlanego fragmentu próbki oraz redukcja szumów odczytu przy użyciu detektora referencyjnego i precyzyjnego układu wyzwalającego pozwoliły osiągnąć wysoki współczynnik sygnału do szumu (ang. Signal to Noise Ratio - SNR) oraz dużą rozdzielczość pomiaru. Zastosowanie OPO do płynnej zmiany długości

fali generowanych impulsów światła umożliwiło dodatkowo zebranie danych o widmie odbiciowym próbki w zakresie podczerwieni dla każdego z rejestrowanych pikseli. Uzyskanie hiperspektralnych obrazów o wysokiej rozdzielczości i korzystnym SNR, przy jednocześnie krótkim czasie akwizycji oraz bez konieczności stosowania kriogenicznie chłodzonej matrycy detektorów, wskazuje na potencjał zaproponowanego układu jako atrakcyjnej alternatywy wobec istniejących rozwiązań, takich jak obrazowanie hiperspektralne z wykorzystaniem spektroskopii fourierowskiej czy ramanowskiej.

Obrazowanie kompresywne z użyciem modulatora DMD

Drugi rozdział dysertacji prezentuje wyniki badań nad obrazowaniem jednopikselowym z wykorzystaniem matrycy mikrozwierciadeł DMD (ang. Digital Micromirror Device) w zakresie podczerwieni i światła widzialnego. Podobnie jak w przypadku obrazowania skaningowego, do uzyskania obrazu stosowany jest pojedynczy detektor światła. Kluczową różnicą w konstrukcji układu optycznego jest wykorzystanie modulatora DMD, który umożliwia szybkie próbkowanie przestrzenne obrazu przy użyciu arbitralnie dobranych masek binarnych.

Na początku rozdziału przedstawiono zjawiska optyczne zachodzące na powierzchni modulatora DMD, mające wpływ na jakość uzyskiwanych obrazów, a także omówiono ideę pomiaru kompresyjnego, obejmującą sposób próbkowania oraz rekonstrukcji obrazu na podstawie danych niepełnych.

W dalszej części zaprezentowano nowe algorytmy kompresyjnego pomiaru i rekonstrukcji, które umożliwiają znaczące skrócenie czasu akwizycji obrazu. Opracowane algorytmy nie wymagają adaptacyjnego próbkowania sceny, a ich koszt obliczeniowy jest na tyle niski, że rekonstrukcja obrazu może być prowadzona w czasie rzeczywistym na standardowym komputerze wyposażonym w kartę graficzną.

Omówiono także wyniki testów układu optycznego, w którym pojedynczy detektor zastąpiono dwoma detektorami jednoelementowymi, z których każdy odpowiadał za detekcję światła w innym zakresie spektralnym lub dla innego stanu polaryzacji. Potwierdzono również możliwość zastosowania metody do uzyskania wysokiej jakości obrazów mikroskopowych w zakresie podczerwieni.

Najważniejszymi nowościami naukowymi opisanymi w tym rozdziale są:

- Uzyskanie rekonstrukcji obrazu z pomiaru kompresyjnego w czasie rzeczywistym dla rozdzielczości rzędu 1024×768 pikseli.
- Zastosowanie modulatora DMD do jednoczesnego obrazowania w zakresie podczerwieni i światła widzialnego, z zachowaniem wysokiej jakości obrazu.

Porównanie układów obrazujących wykorzystujących kamerę oraz pojedynczy piksel, przewaga multipleksji w obrazowaniu

W trzeciej części pracy teoretycznie opisano oraz eksperymentalnie potwierdzono przewagę stosowania multipleksji i kompresji pomiarów w obrazowaniu w zakresie podczerwieni.

Zjawisko przewagi multipleksji, znane także jako przewaga Fellgetta, jest powszechnie wykorzystywane przy projektowaniu spektrofotometrów działających w zakresie podczerwieni.

Zastosowanie tej zasady w obrazowaniu jednopikselowym wymagało jednak szczegółowej analizy.

W rozdziale omówiono wpływ multipleksji oraz pomiaru kompresywnego na jakość uzyskiwanego obrazu w sytuacjach, gdy dominującym źródłem szumu jest szum fotonowy badanej sceny lub szum własny detektora. Wskazano również, w jakich warunkach układy opisane w rozdziale drugim i trzecim mogą zapewniać wyższą jakość obrazowania w porównaniu z układami opartymi na matrycach detektorów.

Streszczenie w języku angielskim

This dissertation presents the results of research on hyperspectral single-pixel imaging in the near- and mid-infrared spectral ranges. The work is structured into an introduction and three main parts.

Single-Pixel Scanning Imaging in the Infrared Range

The first part discusses the results of studies on single-pixel scanning imaging in the infrared. This method enables the acquisition of high-resolution spatial images using a single-pixel detector (also known as a bucket detector), a laser light source operating in one or several spectral ranges, and a two-axis galvanometric scanner.

The influence of key optical components on the quality of the reconstructed images was analyzed, along with tests evaluating how iterative corrections of the optical system affect imaging performance. An image reconstruction algorithm was also presented, allowing the conversion of arbitrarily selected sets of measurement points into final images.

Two major scientific contributions are described in this chapter. The first is the application of scanning imaging to characterize the spectral responsivity of infrared detectors, in a manner analogous to LBIC microscopy (Laser Beam Induced Current). The proposed setup achieved high spatial resolution while maintaining relatively short acquisition times—images of 1000×1000 pixels were obtained within five seconds. Several practical examples of this method in industrial applications are also presented, along with a discussion of how the collected data contributed to improving product quality.

The second innovative contribution is a hyperspectral scanning microscope based on a single fast-response detector equipped with an immersion lens and an Optical Parametric Oscillator (OPO). By narrowing the detector's field of view to the currently illuminated area of the sample and reducing readout noise through the use of a reference detector and a precise triggering system, a high signal-to-noise ratio (SNR) and fine spatial resolution were achieved. The use of the OPO for continuous wavelength tuning of the generated light pulses enabled the measurement of the sample's reflectance spectrum in the infrared range for each recorded pixel.

The ability to obtain high-resolution infrared images with favorable SNR, combined with short acquisition times and without the need for cryogenically cooled detector arrays, demonstrates the potential of the proposed system as an attractive alternative to existing approaches, such as hyperspectral imaging based on Fourier-transform or Raman spectroscopy.

Compressive Imaging Using a DMD Modulator

The second chapter presents the results of research on single-pixel imaging using a Digital Micromirror Device (DMD) array in the infrared and visible ranges. As in scanning imaging, a single photodetector is used to acquire the image. The key difference lies in the use of the DMD as a spatial light modulator, enabling rapid spatial sampling of the image through arbitrarily chosen binary masks.

The chapter begins with a discussion of the optical phenomena occurring at the DMD surface that affect image quality, followed by an introduction to the concept of compressive sensing—that is, sampling and reconstructing images from incomplete data.

New compressive measurement and reconstruction algorithms are then presented, which significantly reduce image acquisition time. These algorithms do not require adaptive scene sampling, and their computational cost is sufficiently low to allow real-time reconstruction on a standard computer equipped with a graphics card.

An optical system in which a single detector was replaced by two single-element detectors, each responsible for measuring light in a different spectral range or polarization state, is also discussed. The feasibility of applying this approach to obtain high-quality infrared microscopic images was also demonstrated.

The most significant scientific contributions of this chapter are:

- Achieving real-time image reconstruction from compressive measurements with a resolution of 1024×768 pixels,
- Applying a DMD modulator to simultaneously acquire high-quality images in both the infrared and visible ranges.

Comparison of Camera-Based and Single-Pixel Imaging Systems

The third part of the dissertation provides a theoretical and experimental comparison of camera-based imaging systems and single-pixel approaches, demonstrating the advantages of multiplexing and compressive measurements in infrared imaging.

The multiplexing advantage, also known as Fellgett’s advantage, is a well-established principle in the design of infrared spectrophotometers. However, its application to single-pixel imaging required additional analysis. The study explores how multiplexing and compressive sensing affect image quality under different noise conditions, specifically when photon noise from the measured scene or detector noise dominates. It also identifies scenarios in which the systems described in chapters two and three can provide superior image quality compared to focal plane array - based systems.

Podziękowania

Chciałbym przede wszystkim podziękować mojej wspaniałej i cierpliwej żonie, bez Ciebie nie było nawet wstępu tej pracy. Dziękuję również zespołowi z którym miałem przyjemność pracować na Wydziale Fizyki UW. W trakcie tych lat wiele się od Was nauczyłem, a prowadzenie badań w tak zacnym towarzystwie było przyjemnością. W szczególności dziękuję mojemu promotorowi doktorowi habilitowanemu Rafałowi Kotyńskiemu za wiarę we mnie, ogrom wsparcia, wspólną pracę i rozmowy. Dziękuję całemu zespołowi Vigo Photonics który umożliwił mi łączenie badań i pracy. W szczególności chciałbym podziękować opiekunowi tej pracy ze strony Vigo, Michałowi Kozubalowi bez którego praca ta by nie powstała. Na szczególne podziękowania zasługuje również Dawid Stępień i Filip Łabaj którzy wytrwale opiniowali moje pomysły i dzielili się ze mną swoim czasem i wiedzą. Na końcu dziękuję mojej rodzinie za to, jak wychowali mnie w duchu odkrywcy i za to, że dbali o moją edukację i morale zawsze, gdy tego potrzebowałem.

Rozdział 1

Wstęp

1.1 Umiejscowienie badań w nauce i świecie

Rozwój sensorów optycznych i układów obrazujących różnego typu stanowi jeden z fundamentów dynamicznej rewolucji cyfrowej. Szeroko zakrojone badania oraz ogromne nakłady finansowe poniesione w ciągu ostatnich dekad na rozwój sensorów krzemowych pozwoliły stworzyć matryce światłoczułe o parametrach, które jeszcze kilkadziesiąt lat temu były trudne do wyobrażenia. Dziś niemal każdy telefon komórkowy wyposażony jest w kilka kamer, które wielokrotnie przewyższają jakością najlepsze kamery cyfrowe dostępne na rynku w latach dwutysięcznych, a ich koszt jest tak niski, że stanowią one standardowe wyposażenie urządzeń obok innych funkcjonalności.

W przypadku sensorów przeznaczonych do obrazowania w innych długościach fali, na przykład w zakresie średniej podczerwieni, sytuacja wygląda zupełnie inaczej. Dostępne są wprowadzić matryce światłoczułe o dobrych parametrach, jednak ich cena, dostępność i rozmiary wciąż pozostają daleko w tyle za rozwiązaniami stosowanymi w zakresie światła widzialnego.

W związku z rosnącym zapotrzebowaniem na obrazowanie bez wykorzystania klasycznych matryc światłoczułych, o czym szerzej napisano w dalszej części rozdziału, rozwijane są również alternatywne metody, takie jak obrazowanie jednopikselowe, obrazowanie kompresyjne, obrazowanie duchów(ang. ghost imaging) czy wiele innych technik. W niniejszej pracy przedstawiono rezultaty badań dotyczących rozwoju metod obrazowania jednopikselowego w zakresie podczerwieni.

1.2 Motywacja i struktura pracy

W trakcie studiów magisterskich oraz pierwszych lat pracy zawodowej autor zetknął się z tematami poruszonymi w niniejszej rozprawie niejako z dwóch odmiennych perspektyw. Pracując w zespole badawczym na Uniwersytecie Warszawskim, zapoznał się z podstawami technik obrazowania jednopikselowego oraz pomiarów kompresyjnych. Badania te łączył równolegle z pracą w przedsiębiorstwie VIGO Photonics, którego kluczowym produktem są jednopikselowe detektory podczerwieni (ang. *bucket detector*). W połączeniu z naturalną skłonnością autora do poszukiwania praktycznych zastosowań narodziła się początkowo pro-

sta idea połączenia obu środowisk poprzez badania nad obrazowaniem jednopikselowym w zakresie podczerwieni. W tym momencie rozpoczęto prace nad dwiema ścieżkami badawczymi opisanymi w niniejszej pracy. Pierwsza z nich, omówiona w rozdziale 2, była ściśle powiązana z wewnętrznymi potrzebami przedsiębiorstwa VIGO Photonics.

Potrzebne było urządzenie, które umożliwiałoby szybkie i wysokorozdzielcze zobrazowanie rozkładu przestrzennego czułości spektralnej detektora. Miał to być specyficzny rodzaj mikroskopu, który zamiast dostarczać informacji o świetle odbitym, wskazywałby użytkownikowi aktualnie aktywne optycznie fragmenty przyrządu półprzewodnikowego. Istniejące wówczas rozwiązania pozwalały na wykonanie tego typu obrazowania, lecz oferowały zbyt niską rozdzielczość i wymagały bardzo długiego czasu akwizycji, sięgającego wielu godzin. Ten etap badań zakończył się dużym sukcesem: osiągnięto wszystkie zakładane parametry, a samo urządzenie stało się użytecznym narzędziem znacząco ułatwiającym diagnozowanie problemów, które wcześniej wymagały pomiarów niszczących lub były całkowicie niemożliwe do przeprowadzenia. Na rysunku 1.1 zaprezentowano postęp w jakości obrazowania detektorów uzyskany w trakcie prac badawczych. Uzyskane rezultaty były na tyle obiecujące, że zainspirowały autora do podjęcia dalszych badań nad stworzeniem skaningowego, multispektralnego mikroskopu do badań w zakresie podczerwieni, który w przyszłości mógłby stanowić alternatywę dla technik takich jak mikroskopia FTIR. Tę część badań można określić mianem pół-wdrożeniowej. Jej efektem było powstanie kilku prototypów, które jednak nie zostały jeszcze doprowadzone do etapu gotowego produktu.

Druga ścieżka, opisana w rozdziale 3, dotyczyła wykorzystania metod kompresyjnego obrazowania jednopikselowego w zakresie podczerwieni. W ciągu ostatnich piętnastu lat techniki obrazowania wykorzystujące modulatory światła oparte na miniaturowych zwierciadłach doczekały się opracowania w setkach, jeśli nie tysiącach publikacji. Jednak literatura dotycząca zastosowań tych metod w zakresie podczerwieni jest zdecydowanie ograniczona — co można uznać za paradoks, biorąc pod uwagę, że w zakresie widzialnym dostępne są tanie, miniaturowe i powszechnie stosowane matryce detektorów. W rozdziale 3 autor podejmuje próbę odpowiedzi na pytanie o zasadność oraz potencjalne przewagi wykorzystania modulatorów DMD w zakresie podczerwieni.

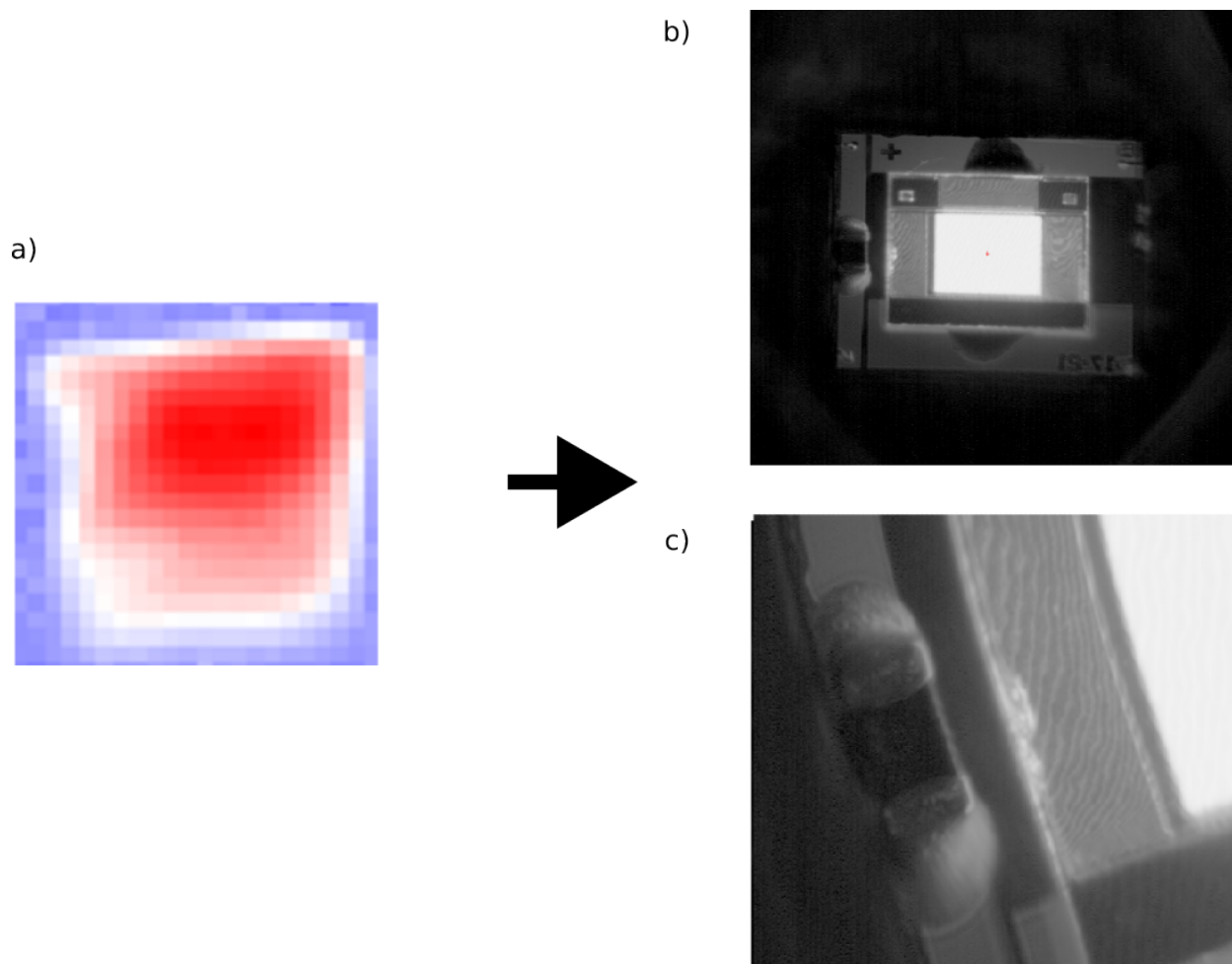
W rozdziale 4 szerzej omówiono zasadność stosowania poszczególnych metod obrazowania - obrazowania z wykorzystaniem modulatora DMD, obrazowania skaningowego oraz obrazowania z użyciem matryc detektorów - z podziałem na układy pasywne oraz aktywnie oświetlające próbkę.

1.3 Stan wiedzy - literatura

1.3.1 Obrazowanie czułości detektorów podczerwieni

Tematyka pomiarów pojedynczych detektorów podczerwieni w celu precyzyjnego określenia ich czułości spektralnej nie jest szeroko opisana w najnowszej literaturze, choć istnieje wiele publikacji o zbliżonej problematyce.

Pomiar prądu indukowanego za pomocą lasera (ang. LBIC - Laser Beam Induced Current) jest dobrze znaną techniką, pozwalającą na ocenę drogi dyfuzji nośników oraz obrazowanie defektów półprzewodnika. Zdecydowana większość prac z tej dziedziny dotyczy jednak po-



Rysunek 1.1: Rozwój technik obrazowania czułości spektralnej w firmie Vigo Photonics a) Wynik otrzymany za pomocą komercyjnie dostępnego oprzyrządowania (zmotoryzowane stoliki Thorlabs PT1/M-Z9, pomiar punkt po punkcie z odczytem sygnału za pomocą oscyloskopu Keysight DSOX2014A oraz źródło termiczne Inframet HTC blackbody). Czas trwania akwizycji 2 godziny. b) Przykład obrazu uzyskanego za pomocą urządzenia rozwijanego w ramach prac opisanych w tej pracy. Czas akwizycji wynosił 2 sekundy. c) Urządzenie umożliwia również prostą wymianę obiektywu w celu uzyskania większej rozdzielczości kosztem zmniejszenia pola widzenia.

miarów w zakresie światła widzialnego lub bliskiej podczerwieni [1, 2, 3, 4]. Metoda polega na skupieniu wiązki lasera - pracującego w trybie ciągłym lub impulsowym - na powierzchni półprzewodnika, w którym wcześniej umieszczono pola kontaktowe umożliwiające zebranie wytworzonych nośników. Sterowanie położeniem plamki lasera przy jednoczesnym pomiarze prądu płynącego między kontaktami pozwala na precyzyjne wyznaczenie drogi dyfuzji, a także na zobrazowanie defektów wpływających na działanie przyrządów. W pracy [3] opisano również układ pomiarowy wykorzystujący trzy różne lasery z zakresu światła widzialnego i bliskiej podczerwieni, co umożliwiło zobrazowanie czułości spektralnej w trzech pasmach.

Zastosowanie podobnej techniki, ale z użyciem źródeł światła podczerwonego (laserowych lub termicznych), opisano m.in. w [5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12]. Wyniki przedstawione w tych pracach dotyczą zazwyczaj nie gotowych detektorów, lecz badań waferów półprzewodnikowych - całych lub ich fragmentów. Z kolei w publikacjach [13, 14, 15, 16] zaprezentowano wyniki uzyskane przy użyciu podobnych technik, lecz w odniesieniu do kompletnych przyrządów półprzewodnikowych.

Kolejnym obszarem badań, w którym szeroko stosuje się zbliżone metody, są pomiary zjawiska przesłuchów optycznych lub elektrycznych (ang. *optical/electrical cross-talk*) w matrycach światłoczułych pracujących w zakresie podczerwieni. Poziom przesłuchów określa, jaka część sygnału rejestrowana jest w danym pikselu matrycy lub detektora wieloelementowego w sytuacji, gdy oświetlany jest piksel sąsiedni. Pomiary tego typu wykonuje się zazwyczaj przy użyciu skupionej plamki lasera, przesłony ostrzowej lub niewielkiego otworu umieszczonego w bezpośrednim sąsiedztwie matrycy [17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24].

W cytowanych pracach uzyskiwano czasem wysoką rozdzielczość przestrzenną pomiarów, jednak zagadnienie czasu akwizycji obrazu bywało najczęściej pomijane. W zdecydowanej większości przypadków stosowano metodę punkt po punkcie, w której szybkość akwizycji ograniczona była wydajnością zmotoryzowanego stolika mikrometrycznego (zwykle kilka pikseli na sekundę). Wykorzystanie tej metody do szybkiego obrazowania detektorów podczerwieni jest więc możliwe, lecz wymaga dalszych prac nad znacznym zwiększeniem tempa akwizycji. W niniejszej pracy opisano działania mające na celu przyspieszenie akwizycji do poziomu umożliwiającego obrazowanie w czasie rzeczywistym (założono prędkość co najmniej 500 tysięcy punktów na sekundę) oraz dostosowanie metod do obrazowania w średniej podczerwieni z użyciem różnych źródeł promieniowania. Szczegóły tych badań przedstawiono w rozdziale drugim.

1.3.2 Skaningowe obrazowanie w zakresie podczerwieni

Wśród technik umożliwiających zobrazowanie rozmieszczenia związków chemicznych na powierzchni badanej próbki dominują dwie dobrze opisane i powszechnie stosowane metody. Pierwszą z nich jest obrazowanie za pomocą spektroskopii Ramana, wykorzystującej nieelastyczne rozpraszanie fotonów. W procesie tym część energii fotonu wzbudza elektrony, przenosząc je do innych stanów energetycznych. Metoda ta pozwala na detekcję pasm absorpcyjnych odpowiadających energetycznie średniej i dalekiej podczerwieni przy użyciu detektorów światła widzialnego [25]. Powszechnie dostępne matryce światła widzialnego umożliwiają stosunkowo proste połączenie tej metody z technikami obrazowania, co przekłada się na wysoką jakość obrazowania hiperspektralnego. Z drugiej strony, osiągnięcie dobrej jakości obrazu wymaga użycia lasera o dużej mocy, który może uszkodzić próbki wrażliwe na tem-

peraturę. Dodatkową trudność stanowi obecność związków wykazujących fosforescencję lub fluorescencję, które zakłócają pomiary [26].

Metodą komplementarną jest obrazowanie z wykorzystaniem mikroskopii FTIR, w której bezpośrednio bada się absorpcyjność próbki dla określonych długości fali w zakresie podczerwieni. Technika ta pozwala na stosowanie znacznie niższej mocy źródła światła niż w przypadku spektroskopii Ramana, lecz wiąże się z koniecznością stosowania długich czasów akwizycji (w przypadku skanowania punkt po punkcie) lub użycia kosztownych, kriogenicznie chłodzonych matryc detektorów podczerwieni [27, 28].

Na bazie pozytywnych wyników uzyskanych podczas prac nad obrazowaniem czułości detektorów podczerwieni przy użyciu skanowania laserowego, autor postanowił rozwinąć stosunkowo pionierską technikę obrazowania skaningowego w zakresie podczerwieni z wykorzystaniem przestrzajanego promieniowania laserowego. Układ taki zapewniałby wysoki stosunek sygnału do szumu, szybki czas akwizycji oraz możliwość rezygnacji z kosztownych, kriogenicznie chłodzonych matryc na rzecz jednopikselowych detektorów chłodzonych termoelektrycznie.

W momencie rozpoczęcia tych badań literatura na temat obrazowania z użyciem przestrzajalnych laserów była dość ograniczona. W pracy [29] opisano wykorzystanie skanowania laserowego w zakresie podczerwieni, jednak bez aspektu multispektralnego. Sytuacja zmieniła się w roku 2024, kiedy grupa badawcza z Uniwersytetu Illinois opublikowała w czasopiśmie *Nature Communications* pracę opartą na bardzo podobnym pomysle. Zaprezentowano w niej układ skaningowy wyposażony w zestaw przestrzajalnych laserów ze zewnętrznym rezonatorem zapewniającym precyzyjny wybór długości fali, jednopikselowy detektor chłodzony termoelektrycznie oraz dedykowany achromatyczny obiektyw skaningowy [30].

Ponieważ zagadnienie obrazowania z wykorzystaniem przestrzajalnych laserów zostało już szeroko opisane, autor zdecydował się zmodyfikować kierunek badań. Postanowił zbudować układ, w którym rolę źródła światła pełni optyczny oscylator parametryczny (ang. OPO - Optical Parametric Oscillator), zapewniający znacznie wyższą moc promieniowania oraz szersze możliwości przestrzajania spektralnego [31]. W przypadku zastosowania OPO niezbędne stało się zastosowanie dodatkowych mechanizmów korekcji sygnału oraz rozbudowa algorytmu pomiarowego w celu uwzględnienia impulsowej charakterystyki źródła. Wyniki tych badań omówiono w drugiej części rozdziału drugiego.

1.3.3 Obrazowanie kompresyjne z wykorzystaniem modulatora DMD

W roku 2008 w ramach seminarium przedstawiona została koncepcja pozwalająca na wykonanie obrazowania w zupełnie nowy sposób [32]. Wykorzystanie modulatora składającego się z setek tysięcy mikrozwierciadeł oraz pomiaru kompresyjnego pozwoliło na utworzenie wysokiej jakości obrazu z użyciem zaledwie jednego piksela światłoczułego oraz bez użycia mechanicznego skanera. Praca Duarte et al. zacytowana została do dnia dzisiejszego ponad cztery tysiące razy oraz stała się podstawą dla ponad siedemdziesięciu patentów z dziedziny optyki instrumentalnej. W pracy tej wykorzystano pseudolosowe binarne maski próbkujące, pozwalające na wykonanie pomiaru w czasie około 250 ms. Dodatkowe pomiary z wykorzystaniem kolorowych filtrów pozwoliły również na uzyskanie obrazu trójkolorowego przy trzykrotnie dłuższym czasie akwizycji. Wysokiej jakości detektor (licznik fotonów) pozwolił

na wykonanie pomiaru w którym jedynym znacznym źródłem szumów był szum fotonowy źródła promieniowania. Poważnym mankamentem rozważanego układu był bardzo kosztowny obliczeniowo algorytm rekonstrukcji obrazu. W dalszym rozwoju technologii obrazowania jednopikselowego wyróżnić można dwa istotne nurty.

Jedną z istotnych ścieżek rozwoju metod obrazowania jednopikselowego stał się dobór optymalnych masek próbkujących oraz strategii rekonstrukcji obrazu, tak aby pomiar oraz sama rekonstrukcja wykonane mogły być w możliwie krótkim czasie. Wyróżnić można tu prace [33, 34, 35] w których zaproponowano pomiar z wykorzystaniem dwóch dostępnych kanałów optycznych modulatora DMD w celu ograniczenia szumów tła lub dwukrotnego zwiększenia prędkości zbierania danych. W pracach [36, 37, 35, 38, 39, 40, 36, 41, 42] zaproponowano binarne próbkowanie oparte między innymi o dyskretną transformatę cosinusową, funkcje Morleta splecione z szumem białym, transformatę Fouriera oraz skorelowany zespolony szum gausowski oraz różne rodzaje algorytmów akwizycji pozwalających wykonywać pomiary i rekonstrukcje w czasie rzeczywistym dla coraz wyższych rozdzielczości obrazu. W przypadku pracy [42] osiągnięto na przykład rozdzielczość 1024x768 pikseli dla obrazowania z częstotliwością 7 klatek na sekundę. (Choć wysoka jakość obrazu osiągana była jedynie dla obrazów rzadkich). W pracach [40, 41, 42] opisano również sposób próbkowania i rekonstrukcji zapewniający odporność na szum tła i detektora o bardzo niskich częstotliwościach.

1.3.4 Multispektralne obrazowanie kompresywne

Kolejnym polem badań w obszarze obrazowania jednopikselowego jest zastosowanie modulatora DMD do obrazowania sceny w zakresie wykraczającym poza światło widzialne. Możliwość uzyskania obrazu o wysokiej rozdzielczości przy użyciu zaledwie jednego piksela otwiera drogę do łatwej rozbudowy układu w taki sposób, aby poza informacją o natężeniu światła możliwy był także pomiar jego widma w każdym z pikseli. Układy tego typu można podzielić na dwa rodzaje. Pierwszy z nich stanowią układy multispektralne, które zazwyczaj wykorzystują kilka jednopikselowych detektorów, co pozwala na równoczesny pomiar w różnych zakresach widmowych. W momencie rozpoczęcia prac nad doktoratem literatura dotycząca tego typu rozwiązań, zwłaszcza wykraczających poza zakres widzialny, była bardzo ograniczona. W pracy [43] zaproponowano układ hiperspektralny działający w zakresie światła widzialnego, oparty na pojedynczym jednopikselowym detektorze oraz modulatorze DMD odpowiedzialnym za próbkowanie przestrzenne obrazu, a także dodatkowym modulatorze obrotowym służącym do próbkowania w dziedzinie widma. W pracy [44] z 2016 roku opisano układ z aktywnym oświetleniem, wykorzystujący spektroskopię Fouriera, natomiast w publikacjach [45, 46] (2012, 2018) przedstawiono rozwiązania bazujące na wielu detektorach jednoelementowych, które umożliwiały jednoczesny pomiar sygnału w wielu kanałach spektralnych.

W trakcie badań prowadzonych przez autora dziedzina ta uległa znacznemu rozwojowi. W pracach [47, 48, 49] przedstawiono metody umożliwiające uzyskanie wysokiej rozdzielczości przestrzennej i spektralnej przy zachowaniu rozsądnego czasu akwizycji, osiąganego dzięki zastosowaniu technik kompresji pomiarów lub akwizycji równoległej z użyciem wielu jednopikselowych detektorów. Do najnowszych badań należą prace [50, 51, 52], w których opisano obrazowanie multispektralne w zakresie podczerwieni z wykorzystaniem laserów przestrajalnych oraz modulatorów DMD. Wkład autora w rozwój tej dziedziny został przedstawiony w

publikacjach [40, 41, 42], gdzie zaprezentowano badania nad obrazowaniem jednopikselowym w czasie rzeczywistym, w wysokiej rozdzielczości, zarówno w zakresie światła widzialnego, jak i podczerwonego.

1.4 Struktura dysertacji

Praca ta, poza częścią wstępną, została podzielona na trzy główne rozdziały.

W rozdziale drugim przedstawiono badania nad obrazowaniem skaningowym w zakresie podczerwieni. Pierwsza część tego rozdziału ma charakter zdecydowanie najbardziej wdrożeniowy. Opisano w niej prace nad układem opracowanym w odpowiedzi na zapotrzebowanie firmy VIGO Photonics na innowacyjne narzędzie badawcze umożliwiające szybkie i nieniszczące charakteryzowanie przyrządów optoelektronicznych pod kątem jednorodności czułości spektralnej oraz przesłuchów optycznych. Druga część rozdziału została poświęcona rozwinięciu wypracowanych rozwiązań w kierunku mikroskopii skaningowej w zakresie podczerwieni.

Rozdział trzeci dotyczy obrazowania jednopikselowego w zakresie światła widzialnego i podczerwieni z wykorzystaniem modulatora DMD. Rozpoczyna się od omówienia zjawisk optycznych zachodzących podczas modulacji światła za pomocą macierzy mikrozwierciadeł oraz ich wpływu na możliwość stosowania modulatora w zakresie podczerwonym. Następnie przedstawiono metody kompresyjnego, wysokorozdzielczego obrazowania opartego na modulatorze DMD.

Rozdział czwarty porusza kwestię zasadności wykorzystania opisanych wcześniej metod i zestawia je ze sobą zarówno na podstawie symulacji, jak i wyników uzyskanych w poprzednich częściach pracy. Szczególnie interesującym rezultatem jest porównanie jakości obrazów uzyskiwanych z użyciem matryc detektorów oraz detektora jednopikselowego w przypadku, gdy źródłem światła jest laser lub parametryczny oscylator optyczny o dużej mocy.

1.5 Oświadczenie dotyczące autorstwa prac wykorzystanych w tekście dysertacji

Część materiałów składających się na tę dysertację pochodzi z artykułów opublikowanych w trakcie jej powstawania. Badania opisane w rozdziale "Obrazowanie kompresyjne z użyciem modulatora DMD" prowadzone były w ramach zespołu działającego na Uniwersytecie Warszawskim pod kierownictwem doktora habilitowanego Rafała Kotyńskiego. Do zespołu tego należeli dr. inż. Anna Pastuszczak, dr. Piotr Wróbel, pani Magdalena Cwojdzńska oraz pan Kacper Sobczak. Autor pracy miał znaczący wkład w przygotowanie przytoczonych prac, w szczególności w ich część eksperymentalną, ale nie miałyby one szans powstać bez pracy i zaangażowania wymienionych wyżej osób. Koncepcje i wyniki zaprezentowane w rozdziałach "Jednopikselowe obrazowanie skaningowe w zakresie podczerwieni" oraz "Porównanie układów obrazujących wykorzystujących kamerę oraz pojedynczy piksel" powstały w wyniku samodzielnej pracy autora.

Rozdział 2

Jednopikselowe obrazowanie skaningowe w zakresie podczerwieni

2.1 Wstęp

W tym rozdziale opisane zostały trzy układy obrazujące o konstrukcji zainspirowanej skanarami laserowymi. Prace opisane zostały w kolejności chronologicznej. Konstrukcja pierwszego z układów zainspirowana była rosnącym zapotrzebowaniem firmy VIGO Photonics na nowe urządzenie metrologiczne pozwalające na szczegółową charakteryzację miniaturowych chipów detekcyjnych w zakresie długości fal 1500 nm - 3000 nm. W związku z brakiem rozwiązań rynkowych, które spełniłyby wymagania przedsiębiorstwa, postanowiono zaprojektować i wykonać dedykowane urządzenie oraz oprogramowanie pomiarowe. Otrzymane wyniki, w szczególności rozdzielczość przestrzenna oraz szybkość akwizycji obrazu, były na tyle interesujące, że postanowiono rozwinąć projekt. Zdecydowano się na budowę demonstratora umożliwiającego obrazowanie próbek innych niż struktury półprzewodnikowe jednocześnie dla kilku wybranych długości fali światła. Efekty tych prac opisane zostały w drugiej części tego rozdziału. Korzystając z wcześniejszych wyników oraz informacji zwrotnych otrzymanych od użytkowników urządzenia, postanowiono zbudować kolejny demonstrator, wyróżniający się znacznie wyższym stosunkiem sygnału do szumu niż poprzednie konstrukcje oraz możliwością pomiaru do 30 kanałów spektralnych.

2.2 Obrazowanie czułości spektralnej detektorów podczerwieni

2.2.1 Motywacja

Wraz z rozwojem fotonowych detektorów podczerwieni oraz wzrostem wymagań dotyczących jakości i powtarzalności ich produkcji, niezbędne stało się również stworzenie nowych, doskonalszych metod wyznaczania ich parametrów. Pomiar czułości detektora podczerwieni polega zwykle na wystawieniu go na działanie promieniowania o znanej mocy i długości fali. Typowo realizowane jest to poprzez oświetlenie detektora światłem pochodzącym z ciała doskonale czarnego o znanej temperaturze lub światłem pochodzącym ze skalibrowanego

spektrofotometru fourierowskiego. W celu wyznaczenia czułości spektralnej należy podzielić uzyskany sygnał przez całkowitą moc światła padającego na detektor - iloczyn obliczonej gęstości przestrzennej mocy i powierzchni detektora. Pomiar tą metodą nie pozwala niestety na sprawdzenie rozkładu czułości wewnątrz pojedynczej masy, ani na sprawdzenie jej rzeczywistych wymiarów. Kolejnym zagadnieniem wymagającym bardziej wyspecjalizowanej aparatury pomiarowej jest określenie poziomu przesłuchów oraz przesłuchów optycznych (ang. cross-talk, optical cross-talk) detektorów wieloelementowych. Zjawisko to manifestuje się powstawaniem pasożytniczego sygnału, gdy oświetlane są fragmenty inne niż badany obszar światłoczuły i ma kluczowe znaczenie dla jakości urządzeń wykorzystujących tego rodzaju detektory.

Poniżej opisano nowatorski układ pomiarowy, pozwalający na precyzyjne wyznaczanie wyżej wymienionych parametrów oraz krótko przedyskutowano wyniki otrzymane dla różnych rodzajów detektorów podczerwieni. Dodatkowo opisany został algorytm rekonstrukcji sygnału, pozwalający na otrzymywanie obrazu w czasie rzeczywistym, oraz algorytm, pozwalający na automatyczne optymalizowanie pozycji detektora względem obiektu skanera.

2.2.2 Założenia

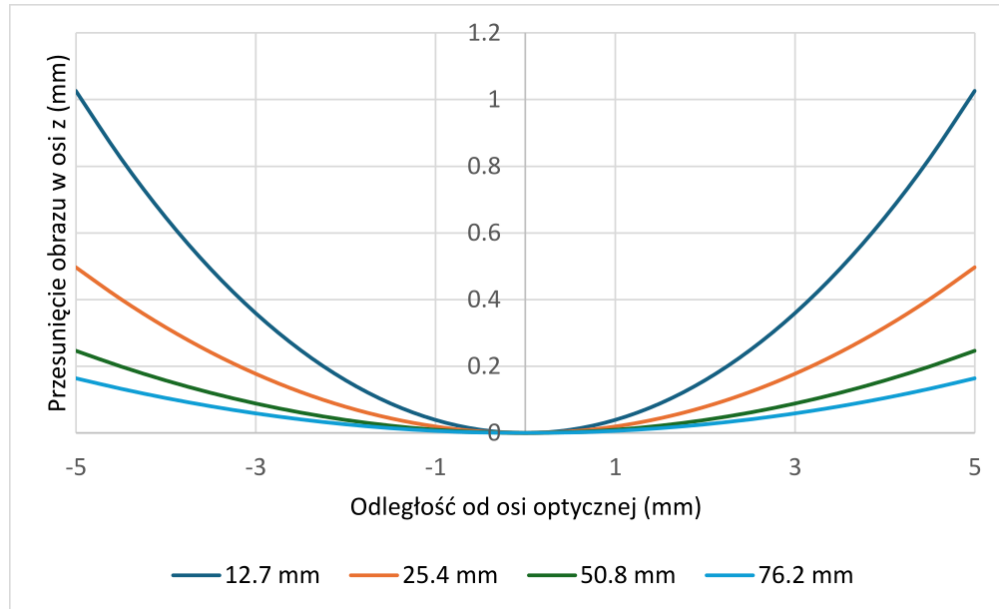
Jako punkt wyjścia w opracowywaniu układu optycznego przyjęto listę wymagań opracowaną wraz z inżynierami odpowiedzialnymi za rozwój detektorów w firmie Vigo Photonics. Przede wszystkim układ powinien umożliwiać pomiar przestrzennego rozkładu czułości. Wielkość tę definiuje się jako zależność pomiędzy mocą światła oświetlającą dany fragment detektora a odpowiedzią elektryczną przyrządu. Dodatkowo układ powinien umożliwiać wykonanie pomiaru spełniającego poniższe wymagania.

- obszar pomiaru powyżej 100 mm^2
- zakres długości fali pobudzającej 3000 nm oraz 1550 nm
- rozdzielczość lepsza niż $50 \mu\text{m}$
- możliwość jednoczesnego pomiaru co najmniej 4 elementów światłoczułych detektora lub czułości warstwy epitaksjalnej
- czas pomiaru wynoszący maksymalnie 60 s
- rozdzielczość bitowa pomiaru na poziomie 10 bitów - tzn. minimalny wykrywalny sygnał mniejszy niż wysokości $1/1024$ sygnału maksymalnego
- możliwość wykonywania pomiarów fotodiod oraz fotorezystorów

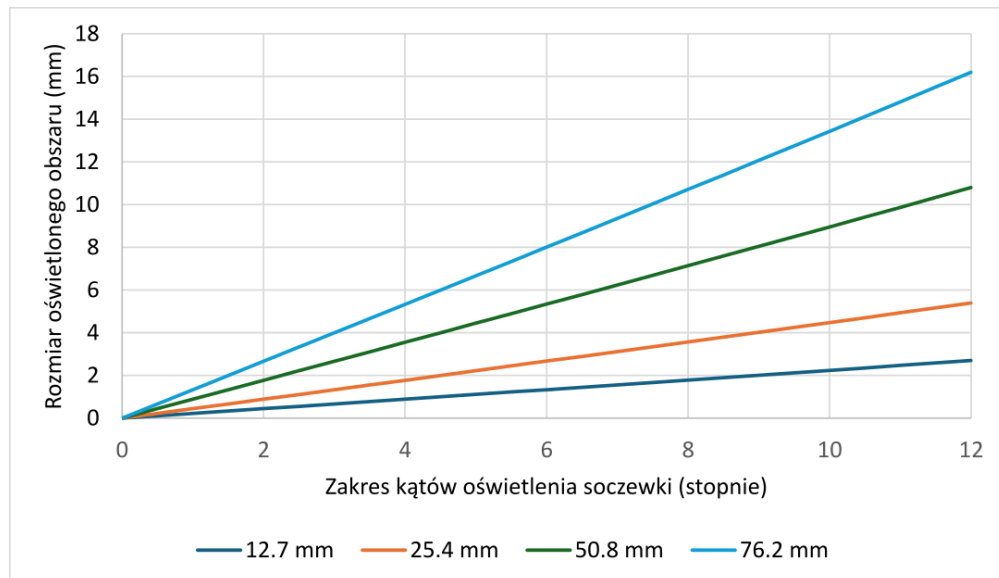
Ponieważ nie znaleziono literatury opisującej urządzenia spełniające powyższe wymagania, zdecydowano się, aby w ramach prac nad multispektralnym obrazowaniem wysokorozdzielczym w zakresie podczerwieni, stworzyć autorski projekt zainspirowany sposobem działania skanerów laserowych pracujących w zakresie VIS-NIR.

2.2.3 Układ optyczny

Zdecydowano się na budowę układu, w którym za modulację pozycji plamki światła odpowiada skaner galwaniczny złożony z dwóch zwierciadeł. Wiązka laserowa o początkowym kącie padania $\theta_0 = 0^\circ$ oraz $\phi_0 = 0^\circ$ (kąty w płaszczyźnie x i y, gdzie oś z jest osią układu) trafia na



Rysunek 2.2: Przesunięcie ogniska wiązki laserowej względem idealnej płaszczyzny obrazowania, wyznaczonej przez punkt skupienia promieni padających na soczewkę w osi optycznej.



Rysunek 2.3: Obszar roboczy skanera rośnie wraz z długością ogniskowej soczewki skanującej oraz wraz z możliwym do zastosowania zakresem kątów padania światła. Wykres przedstawia zależności dla pojedynczych soczewek sferycznych.

plamki światła (odległość pomiędzy dwoma punktami, w których gęstość mocy światła spada do $1/e^2 \approx 13.5\%$ wartości natężenia maksymalnego) wykorzystano wzór (2.4).

$$\text{Rozmiar plamki} = C \cdot \lambda \cdot \frac{f}{d} \quad (2.4)$$

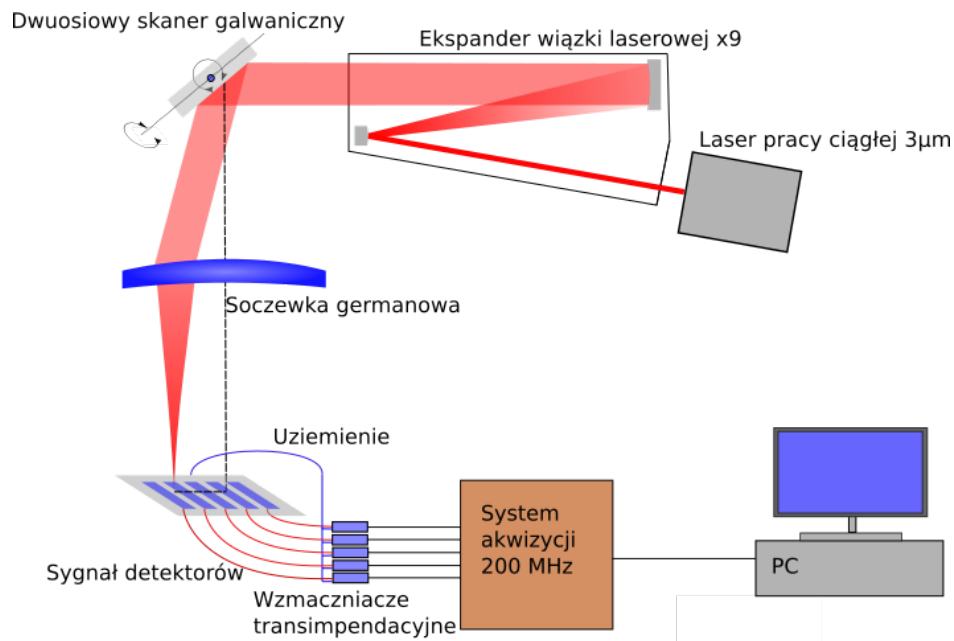
gdzie C to wartość zależna od rozkładu przestrzennego natężenia wiązki lasera ($C = 1$ dla fali płaskiej o stałym natężeniu w całym obszarze padania na soczewkę), λ to długość fali światła, f to długość ogniskowej soczewki, natomiast d to szerokość wiązki laserowej padającej na aperturę soczewki. Ponieważ dokładny rozkład przestrzenny wiązki światła w projektowanym układzie nie jest znany, przyjęto pesymistycznie, że szerokość zwierciadeł galwanicznych będzie odpowiadała szerokości $1/e^2$ wiązki lasera. W takim przypadku wartość C wynosić będzie 1.83. Podstawiając wymaganą zdolność rozdzielczą, czyli $50 \mu\text{m}$ oraz długość fali $\lambda = 3 \mu\text{m}$ do wzoru (2.4) otrzymamy minimalny stosunek szerokości wiązki do ogniskowej soczewki:

$$\frac{d}{f} = \frac{1.83 \cdot 3 \mu\text{m}}{50 \mu\text{m}} \approx \frac{1}{9}$$

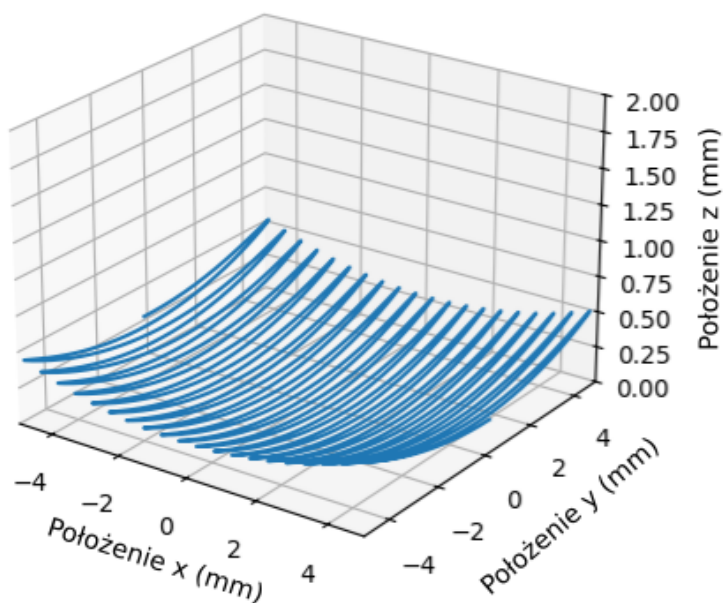
Podsumowując, w celu uzyskania oczekiwanych parametrów układu należy użyć zwierciadeł galwanicznych o możliwie dużej powierzchni oraz soczewki o stosunkowo długiej ogniskowej. Po przeanalizowaniu dostępnych rozwiązań zdecydowano się na układ składający się ze zwierciadeł galwanicznych pokrytych srebrem dostosowanych do wiązki o szerokości 30 mm QS30XY-AG oferowanych przez firmę Thorlabs. W zależności od typu badanej próbki wybrano dwie różne soczewki. Dla próbek składających się z pojedynczego detektora dobrano asferyczną soczewkę germanową o ogniskowej i średnicy 50.8 mm (2 cale), natomiast dla pomiarów większych próbek, w tym fragmentów płytek epitaksjalnych zdecydowano się zastosować asferyczną soczewkę wykonaną z selenku cynku (ZnSe) o ogniskowej 88.9 mm (3.5 cala) oraz średnicy 38.1 mm (1.5 cala). W roli źródeł światła użyte zostały: półprzewodnikowy laser typu DFB (ang. Distributed Feedback) o centralnej długości fali światła 2990 nm , firmy NanoPlus oraz laser półprzewodnikowy 1550 nm firmy Thorlabs, oba pracujące w trybie pracy ciągłej. W związku ze zbyt małą średnicą wiązki opuszczającej laser, zdecydowano się na użycie ekspandera zwierciadlanego, pozwalającego na uzyskanie wiązki o średnicy 25 mm . Schemat skanera zaprezentowany został na rysunku 2.4. W celu uzyskania równego pokrycia badanej próbki siatką pomiarów, zdecydowano się na użycie pomiaru rastrowego, w konsekwencji pierwsze ze zwierciadeł galwanicznych pobudzano sinusoidalnym napięciem o częstotliwości 200 Hz , natomiast drugie, sygnałem piło-kształtnym o częstotliwości zależnej od wymaganej jakości pomiaru. Przebieg pozycji plamki lasera na próbce zwizualizowano na rysunku 2.5, natomiast rozmiar plamki światła na próbce na rysunku 2.6.

2.2.4 Układ odczytu

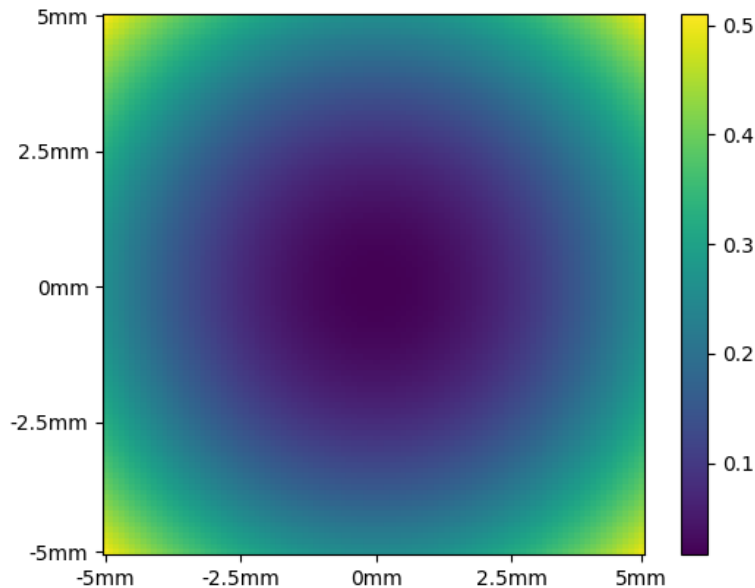
Chłodzone fotonowe detektory podczerwieni charakteryzują się zwykle czułościami rzędu 1 A V^{-1} . W związku z wymogiem uzyskania wysokiej rozdzielczości bitowej pomiaru oraz mocy lasera na poziomie dziesiątek miliwatów, niezbędne okazało się użycie dedykowanego transimpedancyjnego wzmacniacza niskoszumowego. W tym celu użyto dedykowanych wzmacniaczy produkcji firmy VIGO Photonics, pozwalających na uzyskanie wzmocnienia w wysokości 100 kV A^{-1} dla częstotliwości od 0 do 1 MHz . Sygnał pochodzący ze wzmacniaczy



Rysunek 2.4: Schemat układu do obrazowania przestrzennego rozkładu czułości detektora podczerwieni. W celu zmniejszenia czasu akwizycji w przypadku detektorów wieloelementowych zdecydowano się na użycie czterech działających równolegle kanałów pomiarowych.



Rysunek 2.5: Skanowanie rastrowe z wykorzystaniem sygnału piłokształtnego dla wolnej osi oraz sygnału sinusoidalnego dla szybkiej osi. Pozycja wiązki laserowej w jej największym miejscu w funkcji czasu. Widoczny jest wpływ odległości plamki od osi optycznej na przesunięcie pozycji maksymalnego skupienia wiązki laserowej. Do symulacji użyto modelu soczewki sferycznej o ogniskowej 50.8 mm (2 cale).



Rysunek 2.6: Obliczony rozmiar plamki lasera na próbce w funkcji odległości od osi optycznej. Założono wykorzystanie soczewki sferycznej o ogniskowej 50.8 mm (2 cale) oraz że stosunek szerokości wiązki laserowej do ogniskowej soczewki wynosił $f\# = 1/3$.

był następnie rejestrowany za pomocą oscyloskopu cyfrowego PicoScope 5000, pozwalającego na pomiar 50 milionów próbek na sekundę dla 4 niezależnych kanałów z rozdzielczością 14 bitów.

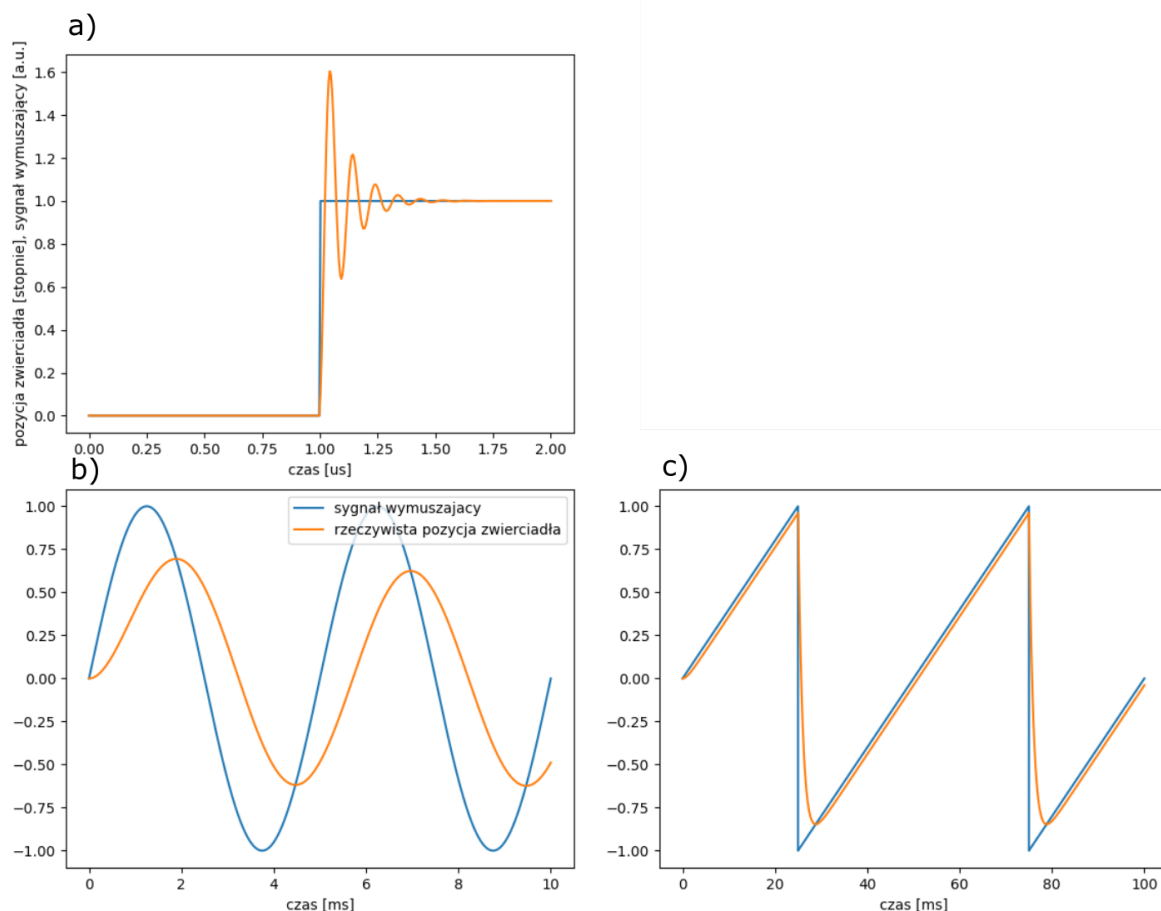
2.2.5 Rekonstrukcja obrazu

Algorytm rekonstrukcji obrazu przyjmował jako dane wejściowe sygnał napięciowy w funkcji czasu pochodzący z kilku różnych źródeł.

- **SignalA:** Wzmocniony sygnał detektora.
- **X:** Sygnał sterujący zwierciadłem A
- **Y:** Sygnał sterujący zwierciadłem B
- **TRIG:** Opcjonalny, zbędny w przypadku laserów pracy ciągłej, sygnał niosący informację o rozpoczęciu emisji impulsu laserowego oświetlającego próbkę.

Przyjmijmy, że dane zostały już wstępnie przycięte, tak aby odpowiadały one okresowi jednego pełnego skanu rastrowego. W większości przypadków zdecydowano się na użycie akwizycji z okresem 128 ns. Okres ten pozwalał na zebranie wszystkich niezbędnych informacji przy zachowaniu rozsądnej ilości danych. W trakcie pracy nad algorytmem niezbędne okazało się rozwiązanie kilku nietrywialnych wyzwań.

Przede wszystkim rekonstruowany obraz powinien zachowywać kąty i odległości (w odpowiedniej skali) rzeczywistego obiektu. Niestety pozycja zwierciadeł w danej chwili nie może



Rysunek 2.7: Symulacja ruchu zwierciadła względem sygnału wymuszającego. Uwzględniono siłę proporcjonalną do różnicy pomiędzy zadaną, a obecną pozycją oraz arbitralnie dobrane tłumienie. a) Nagła zmiana o wysokiej częstotliwości skutkująca zanikającymi drganiami, b) sinusoidalna siła wymuszająca skutkująca sinusoidalnym ruchem zwierciadła, ale z pewnym przesunięciem, c) sygnał piksztatny o niskiej częstotliwości. Widoczny jest kłopotliwy obszar w sąsiedztwie przeskoku sygnału.

być opisana prostą zależnością od sygnału sterującego. Po zadaniu sygnału zwierciadło będzie dążyło do wybranej pozycji z pewnym opóźnieniem oraz, w przypadku nagłych zmian, z zanikającą oscylacją wokół poziomu docelowego. Na szczęście w kilku szczególnych przypadkach zależność pomiędzy sygnałem a pozycją zwierciadła może zostać w łatwy sposób obliczona analitycznie. Sygnał sinusoidalny, nawet wysokiej częstotliwości, przekładać będzie się na sinusoidalny ruch zwierciadła z pewnym opóźnieniem oraz zmianą amplitudy (przypadek oscylującej siły z tłumieniem). Opóźnienie oraz wynikową amplitudę można w prosty sposób wyznaczyć eksperymentalnie. Większym wyzwaniem jest drugi z sygnałów niezbędnych do wykonania skanu rastrowego, czyli sygnał piłokształtny. W tym przypadku niezbędne okazało się użycie odpowiednio wolnego sygnału (mniej niż 5 Hz) oraz odrzucenie danych pochodzących z bezpośredniego otoczenia "zęba" sygnału. Wymienione wyżej przypadki zwizualizowane zostały za pomocą prostej symulacji na rysunku 2.7.

Kolejnym wyzwaniem jest sposób przedstawienia zebranych danych. Obrazy wyświetlane i zapisywane są zwykle przy użyciu równoodległych pikseli rozłożonych na kartezjańskim

```

3 import numpy as np
4 from scipy.interpolate import LinearNDInterpolator
5
6 def DivideDataBuffers(Signal: np.array, X: np.array, Y: np.array, TRIGs: None) -> tuple[np.array, np.array]:
7     # Signal: sygnał detektora w czasie - typowo w punktach co 128 ns
8     # X: pozycja zwierciadła 1 w czasie
9     # Y: pozycja zwierciadła 2 w czasie
10    #TRIGs: lista indeksów dla których rozpoczyna się impuls laserowy. Dla lasera pracy ciągłej None
11
12    ImpulsLength = 50 # długość impulsu laserowego do uśredniania
13    K = np.shape(Signal)[0] # liczba punktów pomiarowych
14
15    if TRIGs: # dla lasera impulsowego:
16        TRIGs_up = TRIGs[-1] # początek uśredniania tam gdzie zaczyna się impuls lasery
17        TRIGs_down = TRIGs_up + ImpulsLength #koniec uśredniania dobrany arbitralnie - stała szerokość
18
19    else: # dla lasera pracy ciągłej
20        TRIGs = np.arange(0,K,100) # uśredniamy odcinki bufora danych o długościach 100.
21        TRIGs_up = TRIGs[-1]
22        TRIGs_down = TRIGs[1:]
23
24    cumulativeSignal = np.cumsum(Signal) # suma kumulacyjna dla zmierzonych sygnałów
25    cumulativeX = np.cumsum(X)
26    cumulativeY = np.cumsum(Y)
27
28    #Obliczenia średniej wartości sygnałów w podanych przedziałach czasowych
29    SIG = (cumulativeSignal[TRIGs_down] - cumulativeSignal[TRIGs_up]) / (TRIGs_down - TRIGs_up)
30    X = (cumulativeX[TRIGs_down] - cumulativeX[TRIGs_up]) / (TRIGs_down - TRIGs_up)
31    Y = (cumulativeY[TRIGs_down] - cumulativeY[TRIGs_up]) / (TRIGs_down - TRIGs_up)
32
33    #Wybór punktów dla których oba zwierciadła poruszały się zgodnie z ruchem wskazówek zegara
34    mask = np.logical_and(
35        (np.roll(X,shift=-5)-np.roll(X,shift=5))[:-1] > 0, #gradient X > 0
36        (np.roll(Y,shift=-5)-np.roll(Y,shift=5))[:-1] > 0) #gradient Y > 0
37
38    SIG, X, Y = SIG[mask], X[mask], Y[mask] #zostają tylko punkty spełniające powyższy warunek
39
40    XY = np.zeros((len(X),2)) #pomocnicza lista pozycji do rekonstrukcji
41    XY[:,0] = X
42    XY[:,1] = Y
43
44    return XY , SIG

```

Rysunek 2.8: Funkcja w języku Python przekształcająca dane pomiarowe skanu rastrowego na listę punktów pomiarowych oraz listę odpowiadającym im sygnałów

układzie współrzędnych. W przypadku opisanego skanu rastrowego rozkład punktów pomiarowych na próbce nie jest równomierny. W związku z sinusoidalnym charakterem ruchu zwierciadła obszary na krawędzi obszaru są próbkowane nieco gęściej. W przypadku pomiaru za pomocą lasera impulsowego pojawia się również konieczność uwzględnienia dokładnego momentu pojawienia się impulsów. Po analizie różnych możliwych algorytmów pozwalających na przyporządkowanie każdemu z pikseli obrazu jednej wartości, zdecydowano się na podzielenie badanego obszaru za pomocą triangularyzacji Delaunaya, a następnie dopasowanie wartości konkretnych pikseli za pomocą interpolacji barycentrycznej. Łatwą w użyciu oraz bardzo szybką realizację tego algorytmu dla języka programowania Python - LinearNDInterpolator - odnaleźć można w pakiecie scipy.signal. Algorytm pozwalający na zmianę danych pomiarowych pochodzących ze skanu rastrowego na obraz zaprezentowano na rysunkach 2.8 oraz 2.9.

```

46 def ImageReconstruction(Points: np.array, Signal: np.array)-> np.array:
47     # Points:   Lista punktów dla których w kórych zmierzony został sygnał
48     # Signal    Lista sygnałów odpowiadających liście Points
49
50     Nx = 1000      # rozdzielczość pozioma obrazu
51     Ny = 1000      # rozdzielczość pionowa obrazu
52     RangeX = 2500   # zakres rekonstrukcji w mV w poziomie
53     RangeY = 2500   # zakres rekonstrukcji w mV w pionie
54
55     _gridX = np.linspace(-RangeX, RangeX, Nx)
56     _gridY = np.linspace(-RangeY, RangeY, Ny)
57     gridX, gridY = np.meshgrid(_gridX, _gridY) # siatka punktów 2D do późniejszej rekonstrukcji
58
59
60     interp2d = LinearNDInterpolator(Points,Signal) #dopasowanie funkcji liniowej 2d do zmierzonych punktów
61     image = interp2d(gridY,gridX)                 #wykonanie rekonstrukcji obrazu w wybranych punktach
62
63     return image

```

Rysunek 2.9: Funkcja w języku Python przekształcająca listę punktów pomiarowych oraz listę zmierzonych sygnałów na zrekonstruowany obraz

2.2.6 Rozszerzenie i usprawnienia układu pomiarowego

W ramach prac nad urządzeniem zaimplementowano również szereg usprawnień, pozwalających na bardziej automatyczną obsługę układu. Zaproponowany układ optyczny charakteryzuje się krótką głębią ostrości rzędu kilkunastu mikrometrów. Co więcej, jakość obrazu nieznacznie spada wraz z odległością od środka skanu. Stanowisko zostało więc wyposażone w system automatycznego dobierania pozycji próbki względem obiektywu. Za poruszanie się próbki odpowiada trzyosiowy zmotoryzowany stolik mikrometryczny firmy Thorlabs - PT3/M-Z9. W celu znalezienia środka światłoczułego obszaru detektora obliczono średnią ważoną pozycji ze wszystkich pikseli obrazu z wagami odpowiadającymi sygnałowi zmierzonemu w tych pikselach. Funkcja wykonująca tę operację została zaprezentowana na rysunku: 2.10.

Znalezienie punktu, w którym obraz jest najostrzejszy, można zrealizować na kilka sposobów. Przede wszystkim zdefiniować trzeba funkcję ostrości obrazu. Zdecydowano się na rozdzielenie tej wartości na dwa parametry, ostrość w osi X oraz ostrość w osi Y, zdefiniowane jako uśredniona po całym obszarze wartość modułu różnic elementów w kolejnych kolumnach bądź wierszach:

$$\text{SharpnessX} = \text{mean}(|(\text{diff}_x(\text{IMG}))|) \quad (2.5)$$

$$\text{SharpnessY} = \text{mean}(|(\text{diff}_y(\text{IMG}))|) \quad (2.6)$$

Najprostszym, choć mało efektywnym sposobem, jest iteracyjne poszukiwanie optymalnej odległości od soczewki, oznaczonej jako z , zgodnie ze schematem:

1. Wybór kilku równoodległych punktów rozłożonych na osi optycznej układu w otoczeniu dotychczas najlepszego znalezionego punktu.
2. Wykonanie pomiaru i rekonstrukcja obrazu w każdym z punktów.


```

8
9 def geometricCenter(Image: np.array) -> tuple:
10
11     imShape = np.shape(Image) #zmienna typu tuple zawierająca rozmiar obrazu
12
13     _image = np.array(Image)
14     '''pomocnicze tablice indeksujące:
15     Xindex =    0,0,0,...      Yindex =    0,1,2,...
16     |          |          |      |          |
17     |          |          |      |          |
18     |          |          |      |          |
19     ...          |          |      |          |
20
21     Xindex, Yindex = np.mgrid[0:imShape[0],0:imShape[1]]
22     _image = _image / np.mean(_image,axis=(0,1)) #normalizacja obrazu, tak aby suma pikseli = 1
23
24     meanX = np.mean(Yindex*_image,axis=(0,1)) #Średnia z pikseli ważona po pozycji X w obrazie
25     meanY = np.mean(Xindex*_image,axis=(0,1)) #Średnia z pikseli ważona po pozycji Y w obrazie
26
27     return meanX, meanY

```

Rysunek 2.10: obrazek

3. Wybór punktu któremu odpowiada najwyższa suma parametrów *SharpnessX* oraz *SharpnessY*
4. Jeśli znaleziony punkt jest satysfakcjonujący pod względem ostrości, algorytm zostaje przerwany
5. Iteracyjne powtarzanie kroków z coraz mniejszymi odległościami między punktami

Po kilkukrotnym zastosowaniu tej metody na rzeczywistych próbkach, zauważono, zależność parametrów *SharpnessX* oraz *SharpnessY* od pozycji próbki można z dobrym przybliżeniem dopasować za pomocą wielomianu drugiego stopnia. Ta obserwacja pozwoliła na stworzenie znacznie bardziej efektywnego algorytmu, który nie wymaga iteracyjnych poprawek.

1. Wybór kilku równoodległych punktów rozłożonych na osi optycznej układu w otoczeniu dotychczas najlepszego znalezionego punktu.
2. Wykonanie pomiaru i rekonstrukcja obrazu w każdym z punktów
3. Dopasowanie wielomianu drugiego stopnia do sumy obliczonych wartości *SharpnessX* oraz *SharpnessY*. tak że: $\text{SharpnessX}(z) + \text{SharpnessY}(z) = az^2 + bz + c$
4. Optymalny punkt można wyznaczyć za pomocą wzoru na maksimum funkcji kwadratowej: $x_{\text{opt}} = -b/2a$

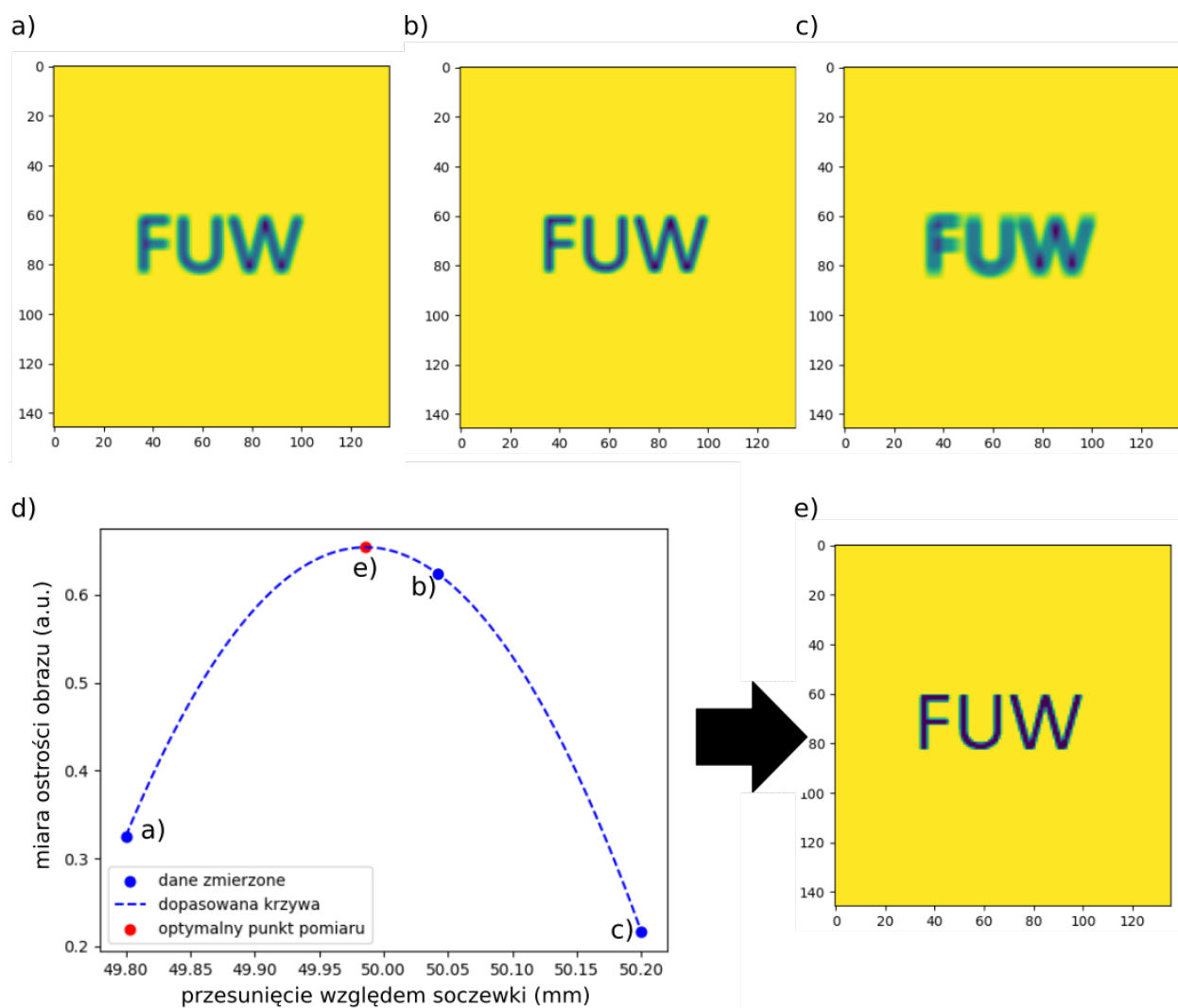
Wykonując dopasowanie z powyższego algorytmu niezależnie dla osi X oraz Y uzyskać można również informację o astygmatyzmie układu optycznego. Funkcję realizującą powyższy algorytm w języku Python oraz graficzny przykład jej użycia umieszczono na rysunkach 2.11 oraz 2.12.

```

6 def findFocus(x: list, Images: list) -> tuple:
7     #x:      lista pozycji dla których wykonano pomiary
8     #Images: lista obrazów uzyskanych dla pozycji z listy x.
9
10    sharpness_X = []
11    sharpness_Y = []
12
13    #w celu oszacowania ostrości obrazów użyta została średnia z wartości absolutnej różnicy sąsiednich pikseli.
14    #sharpness_X dla rzędów oraz sharpness_Y dla kolumn.
15
16    for img in Images:
17        sharpness_X.append(np.mean(np.abs(np.diff(img, axis=0)), axis=(0, 1)))
18        sharpness_Y.append(np.mean(np.abs(np.diff(img, axis=1)), axis=(0, 1)))
19        plt.imshow(np.diff(img, axis=0))
20        plt.show()
21        plt.imshow(np.abs(np.diff(img, axis=0)))
22        plt.show()
23
24
25    #współczynniki dopasowanego wielomianu, najpierw najwyższe potęgi
26    polyX = np.polyfit(x, sharpness_X, 2)
27    polyY = np.polyfit(x, sharpness_Y, 2)
28
29    #zgodnie ze wzorem na pozycję minimum funkcji kwadratowej:  $x_{peak} = -b / 2a$ 
30
31    optimalPosX = -polyX[1] / (2*polyX[0])
32    optimalPosY = -polyY[1] / (2*polyY[0])
33
34    #różnica w optymalnej pozycji ostrości dla osi X i Y
35
36    astigmatism = optimalPosX - optimalPosY
37
38    return (optimalPosX + optimalPosY)/2 , astigmatism

```

Rysunek 2.11: Funkcja umożliwia znalezienie punktu o optymalnej ostrości przy użyciu zaledwie 3 pomiarów. Dodatkowo informacja o astygmatyzmie pozwoliła na łatwiejsze ustawianie układu optycznego



Rysunek 2.12: Symulacja przedstawiająca proces automatycznego wyboru optymalnej odległości detektora względem soczewki skanującej. Rysunki a), b) oraz c) przedstawiają trzy pomiary wykonane w różnych odległościach od soczewki skanera. d) Dopasowanie funkcji kwadratowej do obliczonych wartości oraz wyznaczenie optymalnego punktu pomiaru. e) Ostateczny pomiar wykonany z maksymalną możliwą rozdzielczością.

2.2.7 Omówienie wyników

W ciągu 3 lat od zakończenia prac nad układem wykonano z jego użyciem około tysiąca pomiarów. Wyniki wielu z nich nie zostały przeznaczone do publikacji, ponieważ ujawniłyby parametry techniczne detektorów podczerwieni, będące tajemnicą przedsiębiorstwa VIGO Photonics lub jego klientów. W celu zaprezentowania możliwości opracowanego urządzenia zebrano i zaprezentowano zestaw wyników, co do których nie zachodzi wspomniane ryzyko oraz opisano kilka rzeczywistych wyzwań, w których przewyciężeniu pomogło wykorzystanie urządzenia.

Badanie jednorodności warstw epitaksjalnych InGaAs

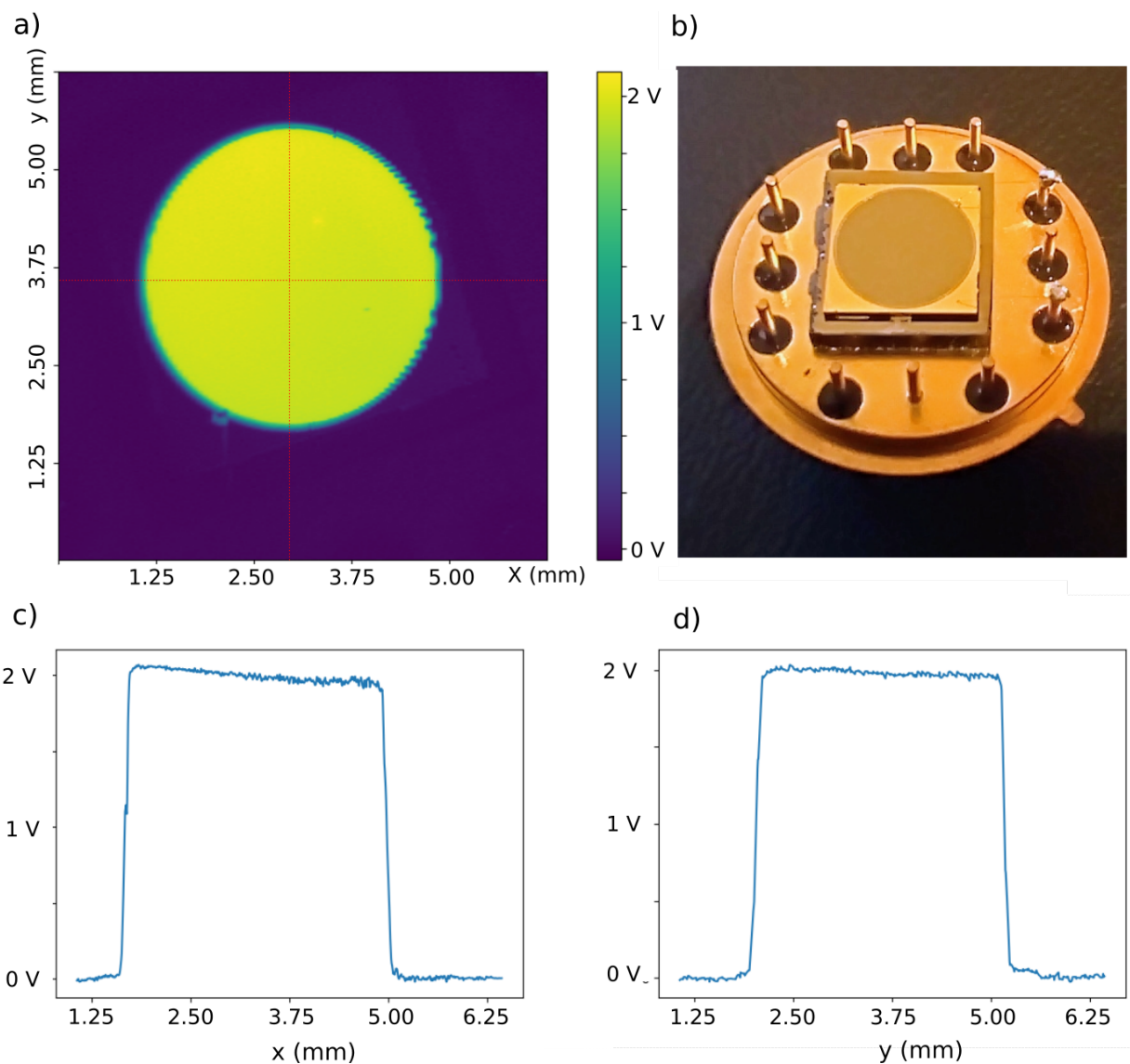
Fotodiody InGaAs są detektorami bliskiej podczerwieni. Wyróżniają się niskim czasem odpowiedzi, wysoką wydajnością (sprawność bliska 100%) oraz niskimi szumami. Typowe detektory InGaAs wykazują czułość spektralną w zakresie od 500 nm do 1700 nm, oraz 2600 nm w przypadku detektorów extended InGaAs.

Jednorodność i jakość wykonania warstwy epitaksjalnej są jednymi z najważniejszych cech mających wpływ na działanie przyszłego przyrządu półprzewodnikowego. W przypadku warstw półprzewodnikowych stworzonych w celu produkcji detektorów podczerwieni dobrym sposobem na przedprodukcyjną ocenę jakości i powtarzalności produkcji waferów z danego materiału jest stworzenie detektora próbnego, tzn. fotodiody bądź fotorezystora o uproszczonej konstrukcji. Wykonanie skanu tego rodzaju detektora o dużej powierzchni może pozwolić na wykrycie problemów z jednorodnością warstwy absorpcyjnej bądź jakością kontaktów.

W celu przeprowadzenia takiego pomiaru z kilku fragmentów uprzednio pociętej warstwy epitaksjalnej wykonano detektory testowe o dużej powierzchni (4x4 mm) typu fotodioda (wierzchnia warstwa kontaktowa styka się w nich bezpośrednio ze złotym kontaktem, dodatkowo w jednym miejscu wykonano trawienie pozwalające na podłączenie elektryczne do dolnej warstwy kontaktowej). Sygnał uzyskiwany po oświetleniu detektora wzmacniany jest za pomocą wzmacniacza transimpedancyjnego. Wyniki pomiaru oraz zdjęcie detektora próbnego znajdują się na rysunku 2.13.

Przesłuchy elektrooptyczne

Diody światłoczułe wykonane z telurku kadmowo rtęciowego są od wielu lat podstawowym produktem firmy VIGO Photonics. Wprowadzanie ulepszeń tych produktów bądź zmian w procesie produkcji jest obarczone ryzykiem zmiany wielu niemonitorowanych parametrów mających wpływ na jakość działania przyrządu w urządzeniach końcowych. Parametrami które opisują działanie przyrządu w przypadku wszystkich producentów detektorów podczerwieni zarówno fotonowych, jak i mikrobolometrycznych czy piroelektrycznych, są między innymi czułość spektralna, powierzchnia detektora i poziom szumów. Informacja o rozkładzie czułości spektralnej w pojedynczym detektorze jest zwykle pomijana, a wyżej wymienione wartości są uśrednione po powierzchni detektora. Podejście to wynika ze standardowego sposobu pomiaru takich detektorów, w którym cała powierzchnia przyrządu oświetlana jest uprzednio skalibrowanym źródłem światła pochodzącym ze spektrofotometru lub ciała czarnego.



Rysunek 2.13: Pomiar rozkładu przestrzennego czułości warstwy epitaksjalnej InGaAs. a) Skan czułości. b) dedykowany detektor próbny. 1. mesa - element światłoczuły, 2. złoty kontakt, 3. Wytrawienie do dolnej warstwy kontaktowej. c) przekrój poprzeczny skanu. Widoczna niewielka zmiana czułości. d) pionowy przekrój skanu. Bardzo dobra jednorodność próbki.

W zastosowaniach spektrofotometrycznych podejście takie jest zupełnie wystarczające, ponieważ w poprawnie zaprojektowanym układzie optycznym, maksymalizującym stosunek sygnału do szumu, cały detektor oświetlony jest mniej więcej równomiernie. Z drugiej strony, istnieje szereg zastosowań, w których użytkownik chce zbadać jakieś zjawisko mogące wystąpić w dowolnym miejscu na stosunkowo dużym obszarze. Wyróżnić można tutaj skanery temperatury wykorzystywane na przykład w analizie zagrożenia pożarem lub systemy wykrywające wystrzał broni palnej. W układach tego typu detektor działa zwykle wraz z dodatkowym zewnętrznym obiektywem o podwójnym zastosowaniu. Obiektyw taki przede wszystkim zwiększa znacznie ilość światła docierającego do detektora z obserwowanej sceny oraz ogranicza pole widzenia detektora zgodnie ze wzorem:

$$\text{kąt widzenia} = 2 \cdot \arctan(d/2f), \quad (2.7)$$

gdzie d jest szerokością detektora, a f wypadkową ogniskową obiektywu. W układzie takim każdy fragment powierzchni światłoczułej detektora odpowiada za detekcję światła pochodzącego z pewnego wycinka kąta bryłowego przestrzeni. Jeśli taki fragment jest uszkodzony, bądź czułość detektora zmienia się w funkcji położenia, będzie miało to znaczny wpływ na jakość pomiaru - sygnał odbierany przez czujnik będzie zależał od pozycji wykrywanego obiektu lub zjawiska. Co gorsza, w niektórych pozycjach obserwowane obiekty mogą stać się niemożliwe do wykrycia. Gdy uszkodzenie bądź defekt detektora wpływają na mały fragment powierzchni światłoczułej, wada może zostać niezauważona w trakcie typowych testów przyrządu.

W poprzednich akapitach poruszono kwestię *ubytków* w czułości spektralnej detektora, ale zjawisko to ma również swoje przeciwieństwo, które może w negatywny sposób wpłynąć na działanie układu optycznego. Polega ono na pojawianiu się sygnału elektrycznego, gdy oświetlony jest fragment detektora, który w założeniu nie powinien wpływać na wysokość sygnału. Zjawisko to, podobnie jak poprzednio opisany efekt, może ograniczać wiarygodność wyników uzyskanych przez użytkownika. W tym przypadku detektor może wykrywać światło pochodzące z obszarów, z których nominalnie nie powinno ono docierać. Łatwo wyobrazić sobie sytuację, w której opisane zjawisko zwiększa częstotliwość tak zwanych fałszywych alarmów.

Gdy detektor posiada więcej niż jeden element światłoczuły, a sygnał pochodzi z niewłaściwego z nich (to znaczy gdy oświetlona jest mesa A, a sygnał odbierany jest również na mesie B) zjawisko to nosi nazwę przesłuchu. [53] Wydaje się jednak zasadne, aby definicję tę rozszerzyć również na zjawiska optyczne dotyczące pojedynczego chipu światłoczułego i przetłumaczyć angielski termin *photo-electric cross-talk* jako przesłuch elektro-optyczny.

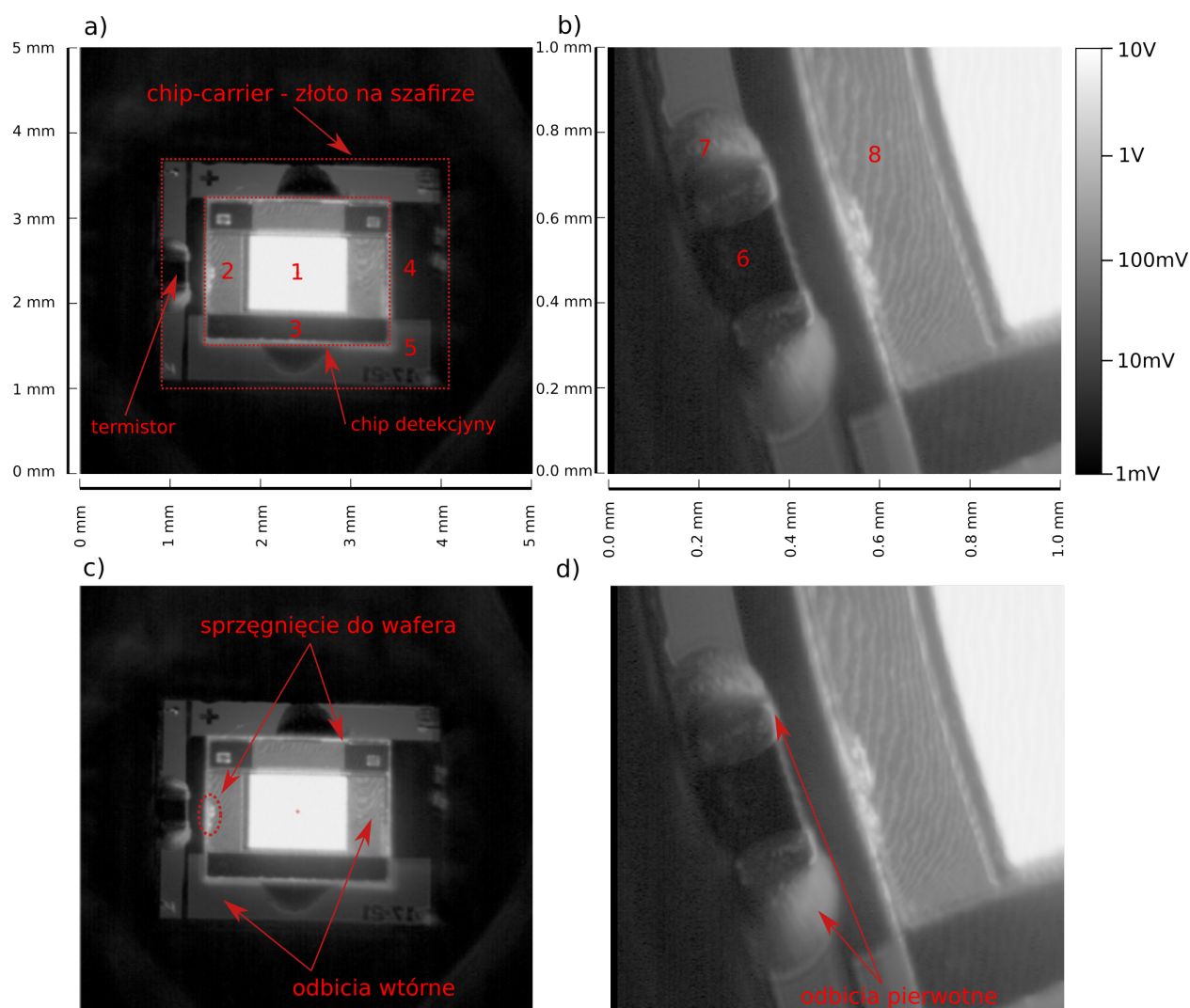
Pomiar przesłuchów optycznych diody HgCdTe

Na rysunku 2.14 przedstawiono chip światłoczuły działający dla zakresu długości fali 2-5 μm umieszczony na szafirowej podkładce z naniesioną metalizacją. Chip detekcyjny zamontowany jest warstwą światłoczułą w stronę podkładki szafirowej. Światło dociera do niego poprzez warstwę substratu nieprzepuszczającego światła widzialnego. Detektor przygotowany został zgodnie z typową procedurą montażu detektorów w Vigo Photonics. Szafirowa podkładka przyklejona została do górnego stopnia trójstopniowej chłodziarki termoelektrycznej, pozwalającej osiągnąć temperaturę około 210 K. Chłodziarka wraz z detektorem zostały zaherme-

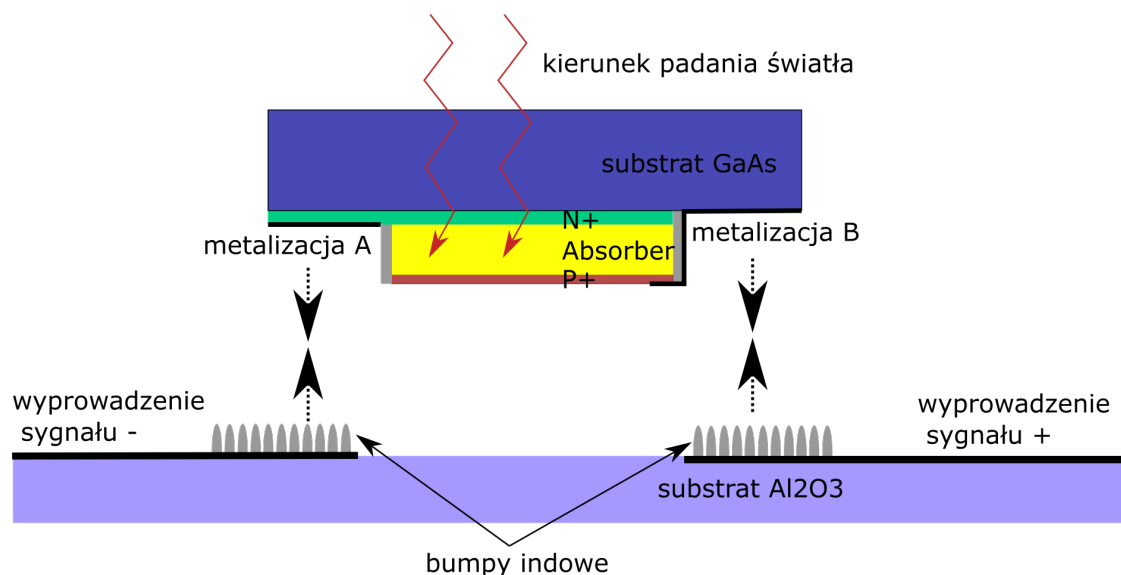
tyzowane w obudowie typu TO-8 z doklejonym oknem szafirowym. Detektor został wybrany jako przykład ze względu na dobrą widoczność przesłuchów elektrooptycznych. Schemat konstrukcji diody oraz sposobu montażu na podkładce szafirowej przedstawiony został na rysunku 2.15.

W trakcie badań nad opisanymi wyżej zjawiskami sklasyfikowano kilka różnych źródeł pojawiania się tych dodatkowych, nieprzewidzianych sygnałów w detektorach jednoelementowych, zaproponowane zostały również sprawdzone przez firmę VIGO Photonics sposoby minimalizacji ich wpływu na działanie przyrządu. Zjawisko miejscowego zaniku czułości wiąże się zwykle z uszkodzeniem detektora i zostanie omówione w dalszej części rozdziału.

- **Sprzęgnięcie do podłoża** - światło padające na krawędź chipu detekcyjnego. Arsenek galu czyli popularny substrat wykorzystywany w celu tworzenia warstw pod fotonowe detektorów podczerwieni charakteryzuje się wysokim współczynnikiem załamania dla światła podczerwonego ($n_{\text{GaAs}} \approx 3.3$) oraz wysoką transparentnością w zakresie od 2 do 16 μm . Światło padające na boczną ściankę takiego substratu może zostać wprężgnięte do kryształu a następnie wielokrotnie się wewnątrz niego odbijać. Światło takie ostatecznie opuści kryształ bez żadnego wpływu na działanie przyrządu lub trafi w miejsce łączenia się kryształu z absorberem detektora gdzie zostanie wykryte. Efekt ten może zostać wielokrotnie wzmocniony w przypadku gdy krawędź detektora została przecięta pod kątem lub wyszczerbiona. Przykład tego zjawiska zilustrowano na rysunku 2.14c, gdzie zaznaczono go czerwony owalem. W bardzo rzadkich przypadkach efektywna czułość takiej wyszczerbionej krawędzi była porównywalna z czułością detektora. (Oczywiście przy znacznie mniejszej powierzchni wyszczerbienia) Zauważono również, że wpływ tego rodzaju sygnałów stawał się bardziej znaczący dla detektorów o mniejszych powierzchniach. Zjawisko może zostać zminimalizowane poprzez: malowanie krawędzi struktury farbą nieprzepuszczalną dla podczerwieni, pozostawieniem możliwie dużej ilości nieużywanego absorbera na waferze, przykrycie krawędzi detektora specjalnie zaprojektowaną obudową (szczególnie zalecane w przypadku bardzo dużych detektorów lub matryc detektorów).
- **Odbicie pierwotne** - zjawisko polegające na odbiciu się światła od elementów o geometrii takiej, że odbite promieniowanie trafia bezpośrednio w mesę detektora. Szczególnie narażone są wystające ponad powierzchnię światłoczułe elementy detektora takie jak na przykład termistor. W przypadku detektorów typu fotorezystor zauważono ten efekt również na złocie pełniącym funkcję kontaktu elektrycznego.
- **Odbicie wtórne** - jest to sygnał tworzący się jako następstwo dwóch kolejnych odbić. Pierwsze z nich następuje zwykle na złotej metalizacji (współczynnik odbicia około 90-95%, w zależności od procesu nakładania złota) detektora lub podkładki szafirowej, a drugie na obudowie detektora oknie lub zewnętrznej soczewce. W celu ograniczenia tego zjawiska można użyć farby absorbującej podczerwień na metalizacjach, zadbać o czernienie wewnętrznej części obudowy oraz o pokrycie okna warstwą antyrefleksyjną. Dodatkowo detektor może zostać ustawiony pod niewielkim kątem względem osi optycznej.



Rysunek 2.14: Wyniki skanowania czułości detektora podczerwieni typu dioda, wykonanego z telurku kadmowo-rtęciowego (HgCdTe) na substracie z arsenku galu (GaAs). Wyniki otrzymano techniką skanu laserowego, w którym jasność obrazu symbolizuje zarejestrowany prąd detektora przy oświetleniu danego fragmentu przyrządu. Nie jest to wynik klasycznego zdjęcia z wykorzystaniem mikroskopu. Wszystkie rysunki przedstawiają ten sam detektor w dwóch różnych powiększeniach w logarytmicznej skali kolorystycznej odpowiadającej mierzonemu sygnałowi. Na rysunkach a) i b) zaznaczono elementy składowe przyrządu. 1 - mesa detektora, 2 - kontakt złoty, 3 - fragment w którym za pomocą trawienia chemicznego usunięto absorber i warstwy kontaktowe, 4 - niezłotony element podkładki szafirowej, 5 - wyprowadzenie sygnału elektrycznego (złoto na szafirze), 6 - termistor, 7 - lutowie, 8 - powiększenie na kontakcie złotym chipu, widać interferencje pomiędzy metalizacją a substratem. Na obrazkach c) i d) skupiono się na zaobserwowanych zjawiskach optycznych. Widoczne jest sprzęgnięcie się światła poprzez krawędzie substratu, odbicia pierwotne - światło odbija się od elementu i trafia w mesę, oraz odbicie wtórne - światło odbijane jest w stronę okna detektora, odbija się od niego i trafia ponownie w detektor.

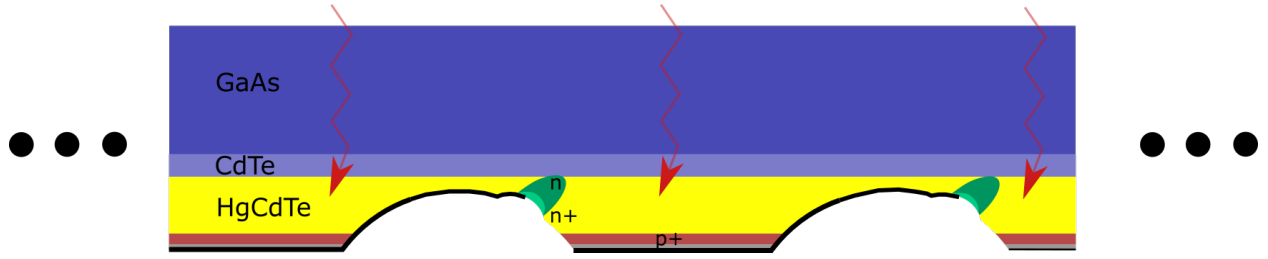


Rysunek 2.15: Schemat konstrukcji diody światłoczułej wykonanej w technologii wykorzystującej mesę. Skala nie jest zachowana w celu uwypuklenia kluczowych elementów przyrządu.

wielozłączowe detektory HgCdTe - pomiar jakości wykonania i przesłuchów optycznych

Wykonanie detektorów podczerwieni w technologii wielu połączonych szeregowo diod półprzewodnikowych pozwala znacząco podnieść rezystancję przyrządu kosztem jego czułości spektralnej. Schemat takiej struktury zamieszczono na rysunku 2.16. Przekroje zamieszczono na rysunku 2.18. W trakcie testów starzeniowych nowego przyrządu składającego się z 4 prostokątnych elementów światłoczułych (każdy złożony z kilkuset połączonych szeregowo diod) zauważono spadek rezystancji w ciągu trzech miesięcy od momentu produkcji. Jedną z możliwych przyczyn tego zjawiska może być zniszczenie pojedynczej diody, to znaczy jej zwarcie lub przerwanie metalizacji. Objawia się ono stosunkowo niewielką zmianą rezystancji oraz średniej czułości całego przyrządu. Drugą możliwą przyczyną jest degradacja struktury epitaksjalnej na obszarze całego obszaru aktywnego. Rozróżnienie tych dwóch zjawisk jest niezwykle istotne z punktu widzenia poprawy przyrządu. Wykorzystanie opisanego układu doświadczalnego pozwoliło ocenić, która z hipotez jest prawdziwa. Ponadto wykonano również pomiar wysokości przesłuchów elektrooptycznych pomiędzy czterema elementami detektora. Warto zaznaczyć, że ze względu na sposób montażu detektorów (przeźroczystym jedynie dla podczerwieni oraz zakresu terahercowego podłożem epitaksjalnym w stronę źródła promieniowania), nie było możliwe zaobserwowanie uszkodzeń za pomocą mikroskopu światła widzialnego lub mikroskopu SEM.) Rozmontowanie detektorów bez zniszczenia warstwy światłoczułej i metalizacji również okazało się niemożliwe.

Na rysunku 2.17 zaprezentowano zbiorczy skan 4 elementów światłoczułych. Wąskie paski obniżonej czułości przebiegające w poprzek struktur potwierdzają swoim kształtem i ułożeniem tezę o psuciu się przyrządu z powodu uszkodzenia pojedynczych diod. Czułość pozostałych elementów pozostawała bez zmian co świadczyło o poprawnym działaniu samej warstwy epitaksjalnej. Dalsza analiza ujawniła problem z trwałością naniesionej metalizacji, który w konsekwencji powodował rozwieranie się niektórych diod.



Rysunek 2.16: schemat detektora wielozłączowego. Czarnymi liniami zaznaczono metalizacje. Pojedyncza struktura tego typu może się składać nawet z kilkuset połączonych szeregowo diod. Skala nie jest zachowana w celu uwypuklenia kluczowych elementów przyrządu. Rysunek zainspirowany BIBLIO MCT heterostructures for higher operating temperature infrared detectors designed in Poland

Analiza wyników pozwoliła również na stwierdzenie, że poziom przesłuchów elektrooptycznych pomiędzy elementami światłoczułymi detektora spełniał oczekiwania twórców, nie przekraczając poziomu 0.5% maksymalnego mierzonego sygnału.

Określanie jakości wykonania soczewek immersyjnych detektorów HgCdTe

Soczewka hiperhemisferyczna jest fragmentem sfery o promieniu R spełniającym zależność:

$$h = (R + R/n), \quad (2.8)$$

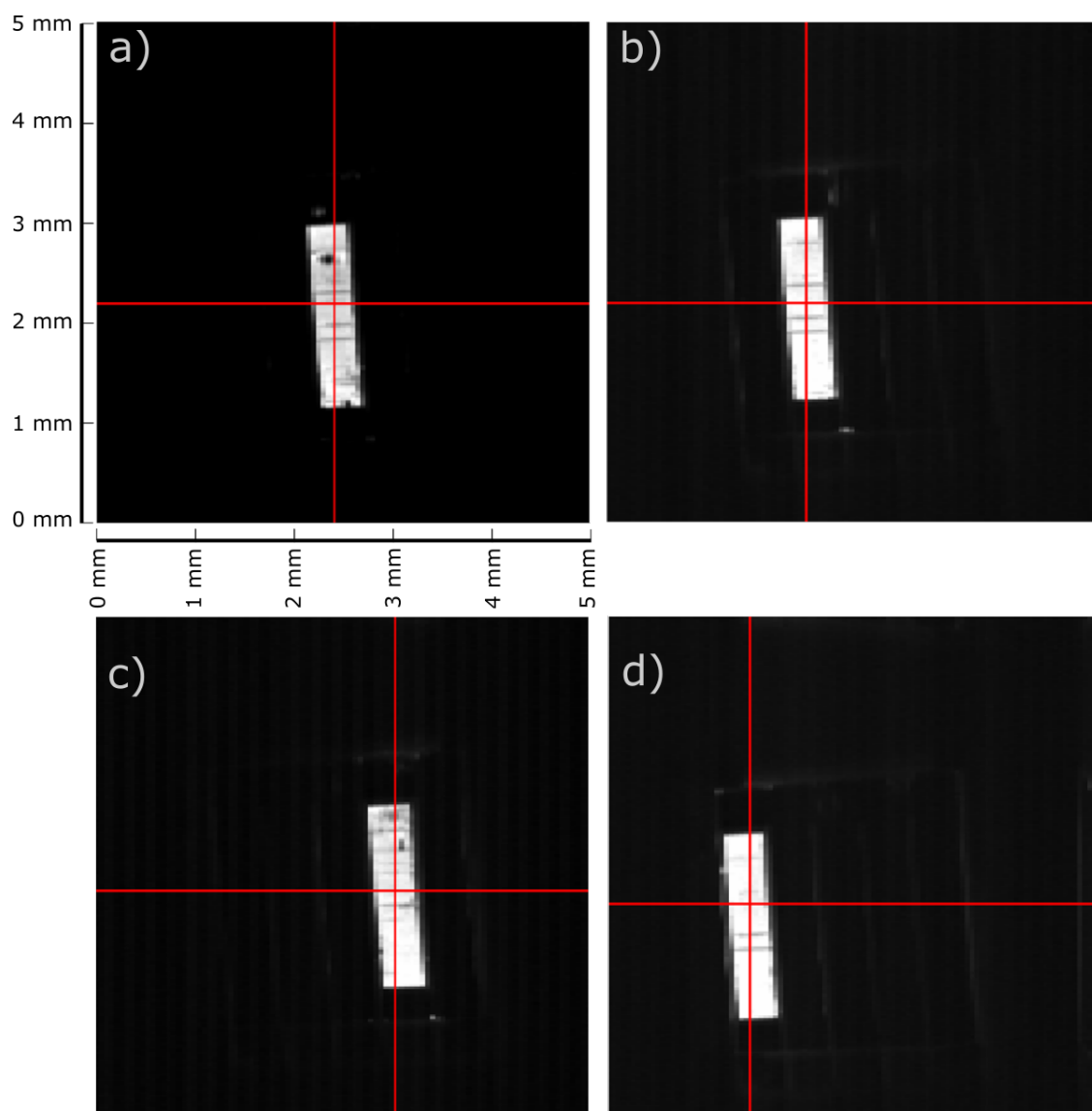
gdzie n jest współczynnikiem załamania światła materiału z którego wykonana jest soczewka, a h to wysokość tego fragmentu sfery. Używając przybliżenia przyosiowego można taką soczewkę opisać jako przyrząd powiększający wymiary liniowe zintegrowanego z nim detektora n^2 razy. Wyposażenie detektorów podczerwieni w immersyjne soczewki hiperhemisferyczne wykonane z arsenku galu pozwala na blisko stu dwudziesto-krotne powiększenie powierzchni optycznej A_{opt} detektora względem jego powierzchni fizycznej A_{real} .

$$\frac{A_{opt}}{A_{real}} = (n^2)^2 = (3.3)^4 = 118.6. \quad (2.9)$$

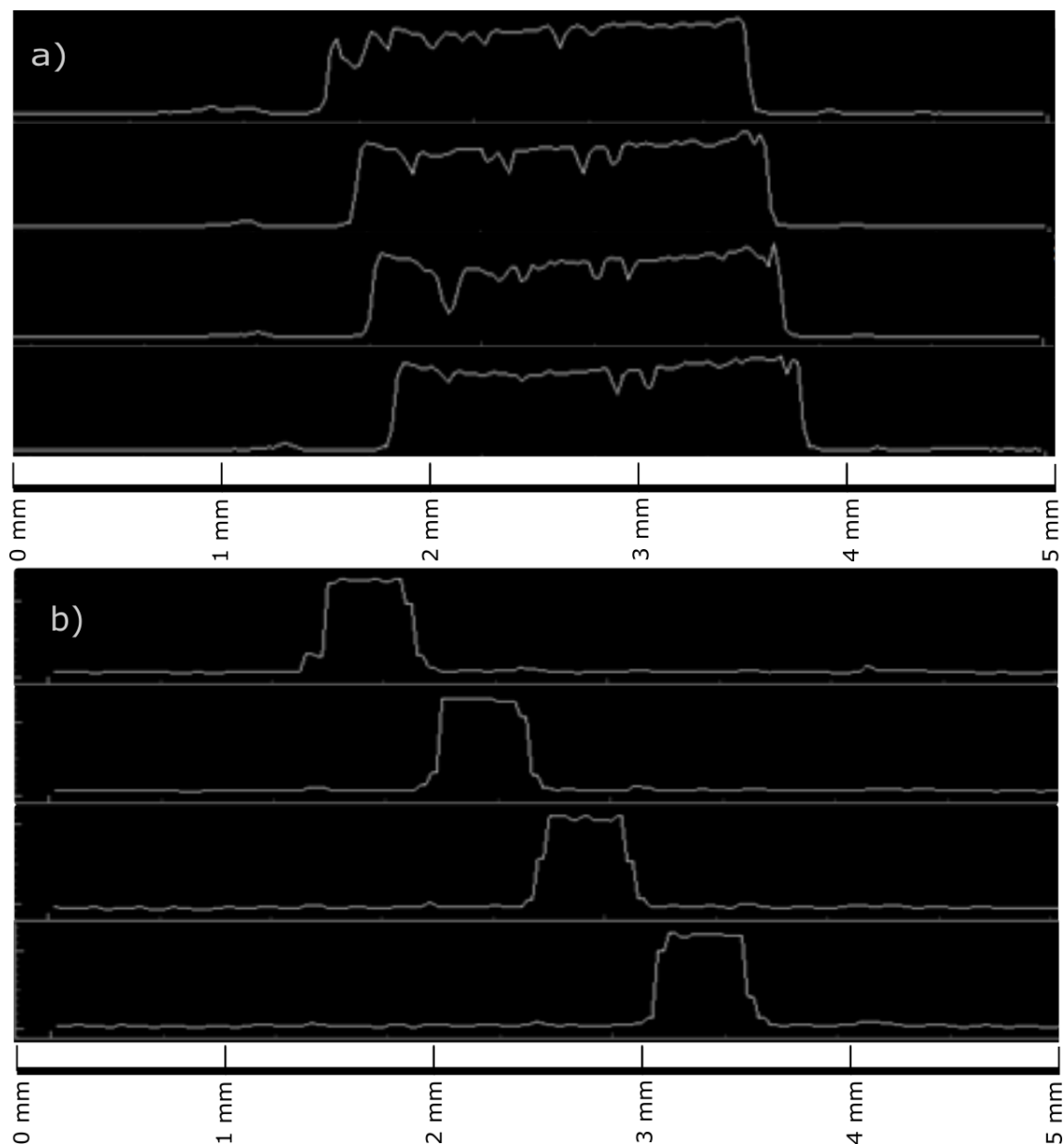
Przekłada się to na ponad dziesięciokrotne obniżenie poziomu szumów w stosunku do detektora o tej samej powierzchni, ale niewyposażonego w soczewkę.

Soczewki immersyjne w detektorach firmy Vigo Photonics wykonywane są bezpośrednio z podłoża epitaksjalnego, na którym osadzone są warstwy półprzewodnikowe. Rozwiązanie to pozwala ograniczyć straty wynikające z obić pomiędzy soczewką i detektorem, jak również pozwala na pominięcie etapu klejenia dwóch delikatnych i mikroskopijnych elementów. Grubość substratów epitaksjalnych dobierana jest tak, aby późniejszy proces szlifowania soczewek był możliwie wydajny. Przykładowo, w celu stworzenia soczewki dla detektora o rozmiarze optycznym 1 mm^2 , używane są soczewki o średnicy 1.6 mm i nominalnej wysokości 1.042 mm, wytworzone z podłoża epitaksjalnego o grubości 1.2 mm. W przypadku detektora o nominalnej powierzchni optycznej 0.25 mm^2 , używane są soczewki o średnicy 1 mm i końcowej wysokości 0.65 mm, wytworzone z podłoża epitaksjalnego o grubości 0.8 mm. Schemat takiego detektora oraz zdjęcie rzeczywistego przyrządu przedstawiono na rysunku 2.19.

W związku z tym, że optyczne wymiary detektora są niewiele niższe niż sama soczewka użycie przybliżenia przyosiowego do opisu takich detektorów jest nieuprawnione. Istotnie,



Rysunek 2.17: a) Rozkład czułości czteroelementowego detektora podczerwieni. Widoczne poziome wąskie paski o obniżonej czułości świadczą o uszkodzeniu pojedynczych diod. Użyto liniowej skali kolorystycznej gdzie kolor czarny oznaczał brak sygnału a biały maksymalny zmierzony sygnał. Czerwonymi liniami zaznaczono przekroje zaprezentowane na następnym rysunku.



Rysunek 2.18: Rozkład czułości czteroelementowego detektora podczerwieni. a) przekroje pionowe b) przekroje poziome. Użyto liniowej skali kolorystycznej gdzie kolor czarny oznaczał brak sygnału a biały maksymalny zmierzony sygnał. Na przekrojach pionowych widać wyraźnie fragmenty o obniżonej czułości świadczące o uszkodzeniu niektórych z diod tworzących detektor wielozłazowy.

w przypadku wyżej opisanego detektora rzeczywista powierzchnia optyczna będzie większa niż obliczona ze wzoru (2.9). Dla większości użytkowników detektorów ta wada optyczna jest w rzeczywistości pomocna. Detektor nieco większy niż wyspecyfikowany, ale spełniający pozostałe wymagania jest łatwiejszy do ustawienia w układzie oraz pozwala zmierzyć nieco większą ilość światła. Z drugiej jednak strony (podobnie jak w przypadku detektorów płaskich, o których pisano już wcześniej) w niektórych zastosowaniach istotne jest, aby powierzchnia detektora była precyzyjnie określona oraz aby wynikowa czułość detektora była stała w całym wyspecyfikowanym obszarze.

Kontrola rozmiaru, centryczności i jakości działania soczewek hiperhemisferycznych obarczona jest wspomnianą już wcześniej trudnością związaną z nieprzeźroczystością arsenku galu dla światła widzialnego. Użycie zbudowanego w ramach doktoratu układu pomiarowego umożliwiło zbadanie rzeczywistego kształtu powierzchni czułej detektora.

Na rysunku 2.20 przedstawiony jest wynik skanu detektora, w którym fizyczny rozmiar kwadratowego elementu światłoczułego wynosi $92\mu\text{m} \times 92\mu\text{m}$, a nominalny wymiar powierzchni optycznej wynosi $1002\mu\text{m} \times 1002\mu\text{m}$. ($92\mu\text{m} \cdot 3.3^2$). Jak łatwo zauważyć, zmierzony obszar czuły nie tylko przekracza swoimi rozmiarami powierzchnię nominalną, ale wypełnia wręcz całą powierzchnię soczewki o średnicy 1.6 mm.

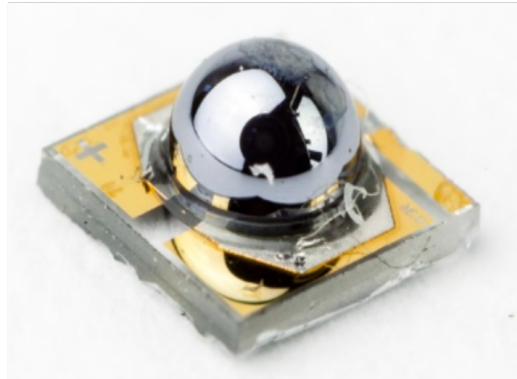
2.2.8 Wnioski

Zbudowane urządzenie stało się wartościowym przyrządem pomiarowym, za pomocą którego otrzymać można unikatowe i obciążone niskimi szumami skany czułości detektorów podczerwieni. Otrzymane wyniki pozwoliły między innymi na analizę uszkodzeń występujących wewnątrz struktury detekcyjnej wytworzonej na nieprzepuszczalnym dla światła widzialnego podłożu z arsenku galu. Okazały się one również bardzo przydatne w procesie minimalizacji zjawiska przesłuchów optycznych oraz określania rzeczywistego rozmiaru optycznego przyrządów. Wszystkie wymagania postawione przed urządzeniem zostały zrealizowane, przy czym założona rozdzielczość pomiaru była lepsza niż wymagana na środku obszaru roboczego oraz nieco gorsza na jego krawędziach, co nie wpłynęło jednak znacząco na przydatność otrzymanych wyników.

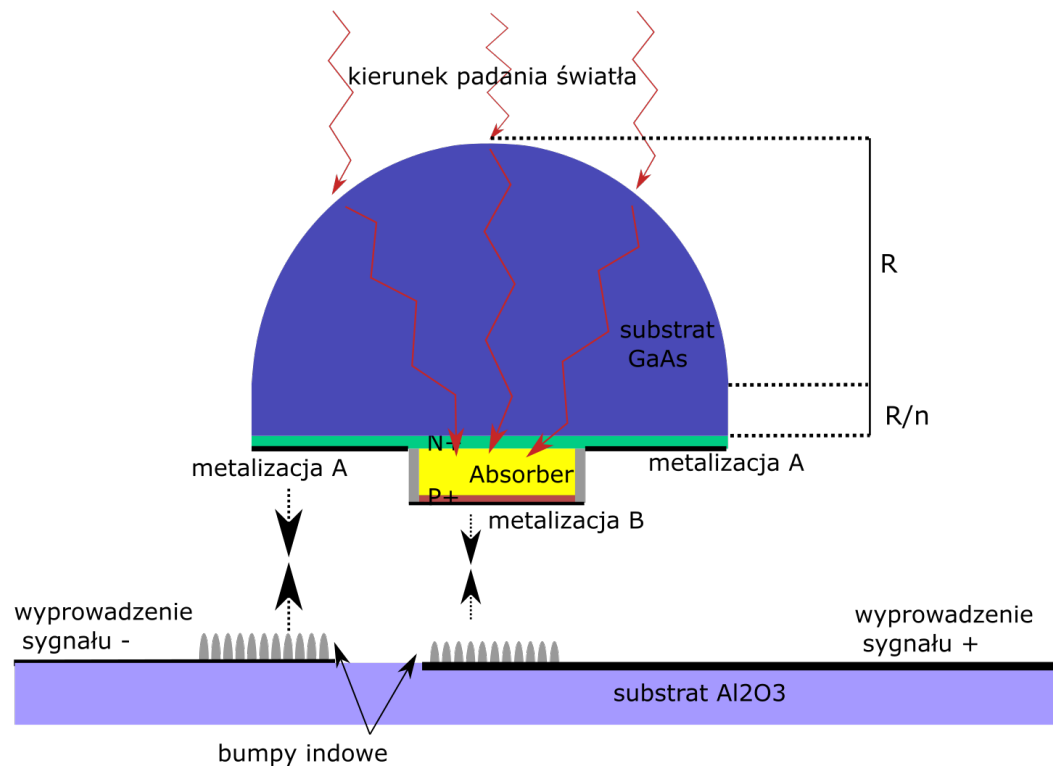
Jakość otrzymanych obrazów umożliwiająca wysokorozdzielcze obrazowanie czułości detektora, jak zostało to przedstawione na przykład na rysunku 2.14) i ilość informacji możliwych do uzyskania przy użyciu stosunkowo prostego skanowania z wykorzystaniem detektora jednoelementowego znacznie przewyższyła oczekiwania autora. Logicznym rozwinięciem idei obrazowania stojącej za przedstawionym projektem było stworzenie urządzenia, które umożliwi obrazowanie przedmiotów innych niż detektory podczerwieni. W odróżnieniu od układu opisanego w pierwszej części rozdziału, urządzenie takie wykorzystywałoby detektor światła podczerwonego jedynie jako element światłoczuły układu, pozwalając na obrazowanie zewnętrznej próbki. Układ ten jest więc bliższy w swojej idei tradycyjnej mikroskopii.

Wykorzystanie światła podczerwonego niesie za sobą wiele trudności, jak choćby ograniczenie dyfrakcyjne i znacznie większe szumy detektorów w porównaniu do światła widzialnego, ale może pozwolić na obserwację zjawisk niewidocznych w innych zakresach promieniowania. Dodatkowo użycie kilku różnych długości fal otwiera drogę ku wykrywaniu konkretnych chemicznych grup funkcyjnych charakteryzujących się silną i wybiórczą absorpcją światła podczerwonego. W dalszej części rozdziału opisano trzy urządzenia obrazujące wykorzy-

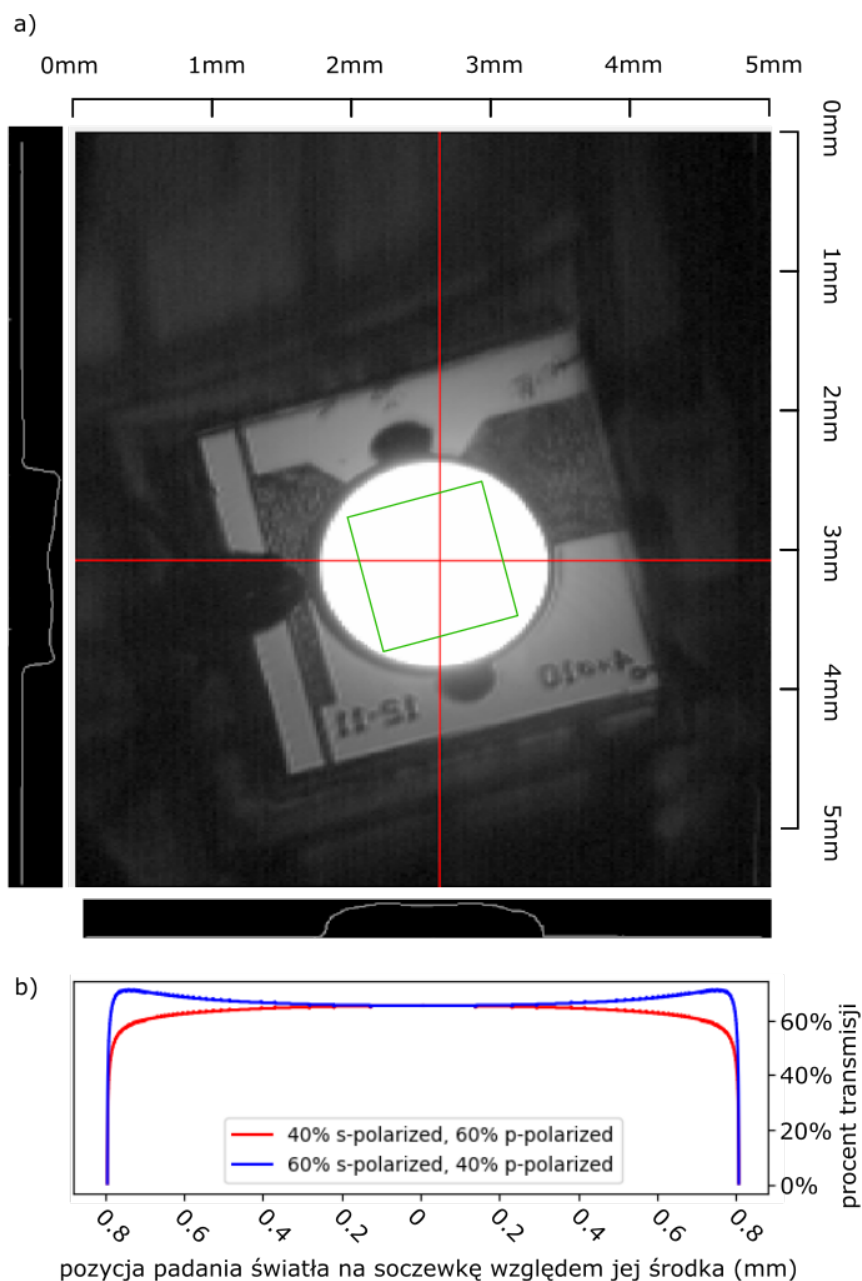
a)



b)



Rysunek 2.19: a) Zdjęcie struktury półprzewodnikowej wyposażonej w soczewkę hiperhemisferyczną, pozwalającą na znaczne ograniczenie fizycznej powierzchni detektora względem jego powierzchni optycznej, przyczyniając się jednocześnie do poprawy możliwego do uzyskania stosunku sygnału do szumu. Struktura umieszczona została na podkładce krzemowej umożliwiającej wyprowadzenie sygnałów. b) Schemat konstrukcji diody wyposażonej w soczewkę hiperhemisferyczną. Skala nie została zachowana w celu podkreślenia istotnych elementów przyrządu.



Rysunek 2.20: a) Skan czułości detektora wyposażonego w soczewkę immersyjną. Powierzchnia fizyczna obszaru światłoczułego $92\mu\text{m} \times 92\mu\text{m}$. Zielonym kwadratem oznaczono powierzchnię nominalną detektora ($1002\mu\text{m} \times 1002\mu\text{m}$) otrzymaną za pomocą wzoru (2.9). Rzeczywista powierzchnia optyczna detektora okazuje się być znacznie większa niż nominalna. Zmianę przekroju skanu czułości pomiędzy osią X oraz Y wytłumaczyć można częściowym spolaryzowaniem wiązki światła laserowego padającego na detektor. b) Symulacja transmisji światła lasera przy przejściu przez soczewkę immersyjną. Stan polaryzacji został dopasowany tak, aby jak najlepiej odzwierciedlić kształt przekrojów czułości detektora.

stujące metody obrazowania jednopikselowego. W odniesieniu do przedstawionych wyników skomentowano również możliwe aplikacje oraz omówiono zalety i wady zaproponowanych konstrukcji.

2.3 Skaningowa mikroskopia w podczerwieni

2.3.1 Motywacja

Optymistyczne rezultaty opisane we wcześniejszej części rozdziału, czyli przede wszystkim wysoka rozdzielczość przestrzenna i bardzo wysoki poziom sygnału do szumu możliwy do zarejestrowania w krótkim czasie, skłoniły autora do próby stworzenia bardziej wszechstronnego urządzenia - skaningowego mikroskopu podczerwieni. Urządzenie to umożliwiłoby obrazowanie powierzchni próbki za pomocą pomiaru natężenia odbitej wiązki laserowej. Użycie kilku różnych długości fal światła pozwoliłoby na detekcję wybranych związków chemicznych za pomocą ich charakterystycznych widm absorpcji w zakresie podczerwieni.

2.3.2 Założenia

Uznano, że optymalnym podejściem będzie budowa urządzenia prototypowego bez nadmiernej optymalizacji w kierunku konkretnego zastosowania. Takie podejście pozwoliłoby na sprawdzenie wykonalności pomysłu, oszacowanie możliwej do uzyskania jakości obrazu oraz uwypuklenie potencjalnych problemów konstrukcyjnych trudnych do przewidzenia na etapie projektowania. Potencjalnie najlepszym źródłem światła z punktu widzenia zakresu spektralnego i możliwej do wykorzystania mocy byłoby superkontinuum lub optyczny oscylator parametryczny, ale ze względu na koszty takich urządzeń zdecydowano się na użycie dostępnych autorowi laserów pracy ciągłej o długościach fali 1550 nm oraz 2990 nm i mocy kilku miliwatów.

2.3.3 Układ optyczny - rekonstrukcja obrazu

Zmiana pozycji plamki lasera na próbce zrealizowana została za pomocą układu zwierciadeł galwanicznych oraz soczewki skanującej, a więc bardzo podobnie jak w przypadku opisanego wcześniej skanera detektorów podczerwieni. Otwartą kwestią pozostawał jednak sposób detekcji odbitego światła. Światło odbijające się od powierzchni próbki nie może zostać zebrane za pomocą dodatkowej soczewki, ponieważ kolidowałaby ona z soczewką skanującą. Wstawienie detektora bezpośrednio w okolice badanej powierzchni również nie było możliwe z tego samego powodu. Okazuje się, że możliwe jest wykorzystanie soczewki skanującej również jako soczewki zbierającej światło odbite/rozproszone na powierzchni próbki. Układ ten zaprezentowany został na rysunku 2.21.

Wyobraźmy sobie następujący układ optyczny: Wiązka laserowa podąża z początku równoległe do osi optycznej układu, a następnie trafia na zwierciadło skanujące ustawione w pozycji $45^\circ + \alpha$. Światło po odbiciu od zwierciadła podąża pod kątem 2α i trafia na soczewkę skanującą o ogniskowej f . Po przebyciu odległości jednej ogniskowej światło zostaje

skupione na powierzchni próbki w pozycji

$$x = f \cdot \operatorname{tg}(2\alpha), \quad (2.10)$$

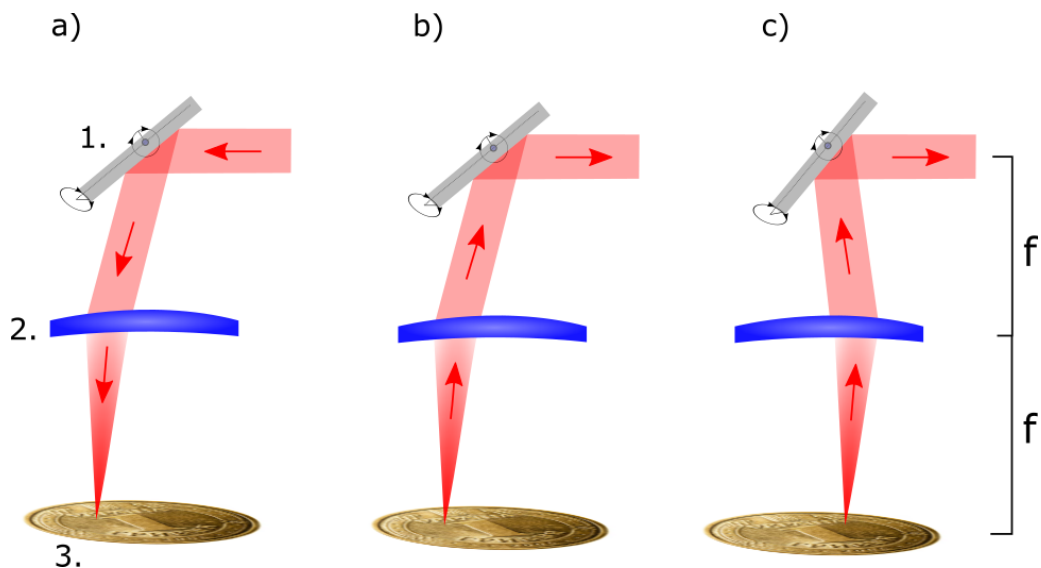
zgodnie z równaniem (2.1). Niezależnie od tego, czy światło odbije się od próbki jak od powierzchni zwierciadlanej, czy też zostanie na niej rozproszone, można traktować ten oświetlony obszar jako źródło światła o małej powierzchni. Analizując dalszy bieg promieni można łatwo dojść do wniosku, że po trafieniu na soczewkę światło zostanie ponownie skolimowane, przy czym odchylenie od osi optycznej wynosić będzie ponownie $2 \cdot \alpha$. Co więcej, gdy światło trafi ponownie na zwierciadła skanujące, zostanie odchylone tak, że będzie poruszać się dokładnie równolegle do swojego pierwotnego toru. W opisie tym istotne jest uwzględnienie profilu próbki. W przypadku gdy próbka posiada obszary różniące się w znacznym stopniu wysokością, część światła może zostać odbita w taki sposób, że nie trafi ponownie na soczewkę skanującą. Podsumowując, jeśli próbka znajduje się precyzyjnie w odległości jednej ogniskowej od soczewki skanującej, to kąt, pod którym wiązka lasera opuszcza układ, nie zależy od aktualnej pozycji zwierciadeł skanujących. Właściwość ta pozwala na skupienie światła na detektorze o wymiarach wielokrotnie mniejszych niż powierzchnia próbki, wpływając znacząco na możliwy do osiągnięcia stosunek sygnału do szumu uzyskanego obrazu.

Na rysunku 2.22 przedstawiono schemat wykorzystanego układu eksperymentalnego. Wiązki obu użytych laserów zrównoleglone zostały za pomocą zwierciadła ostrzowego. Światło pada następnie na płytkę światłodzielną zapewniającą równy podział mocy światła. Następnie kąt padania światła jest modulowany przez zwierciadła galwaniczne, aby trafić na obiektyw i w końcu na próbkę. Jak opisano powyżej, światło odbite lub rozproszone od próbki powraca tą samą drogą aż do płytki światłodzielącej. Następnie wiązka światła jest ponownie dzielona na dwie części oraz skupiona na dwóch detektorach światła podczerwonego dobranych tak, aby każdy z nich wykrywał światło pochodzące tylko z jednego z laserów.

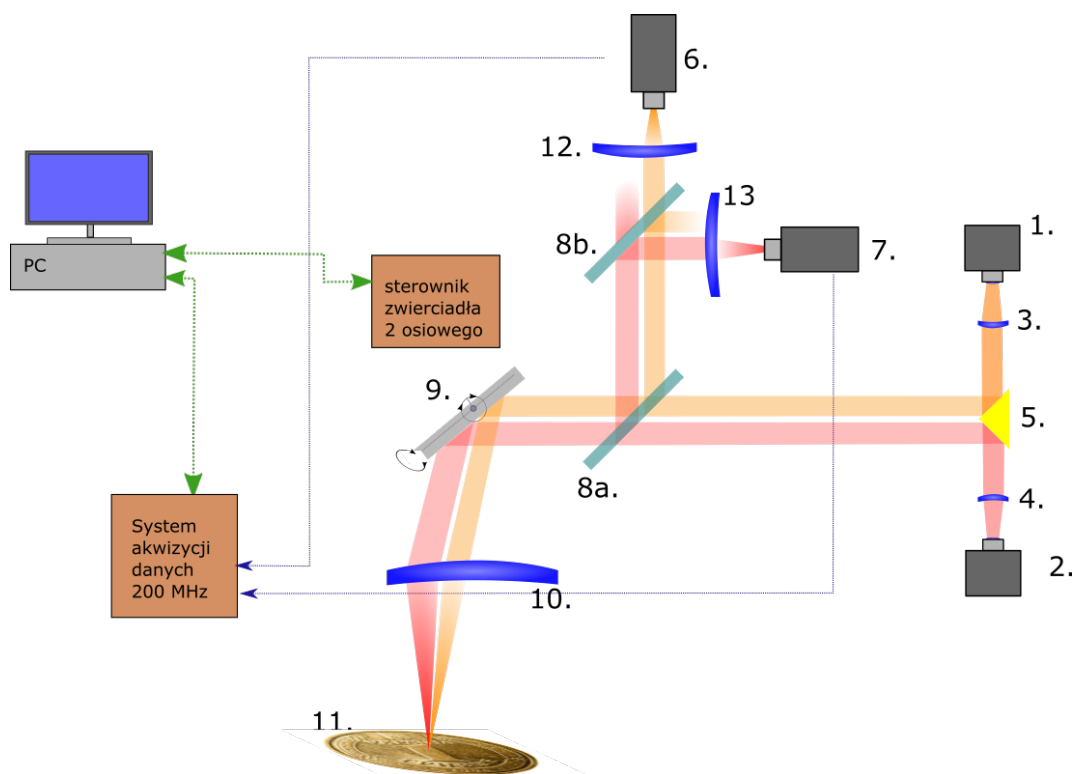
Sygnał pochodzący z obu detektorów oraz sterowników zwierciadeł galwanicznych zbierany był za pomocą oscyloskopu cyfrowego o częstotliwości próbkowania 10 MHz oraz rozdzielczości bitowej 15 bitów. Algorytm wstępnej rekonstrukcji obrazu był niemal identyczny jak ten przedstawiony w podrozdziale 2.2. poświęconemu skanowaniu detektorów podczerwieni.

Ponieważ wiele mierzonych próbek charakteryzowało się bardzo niskimi współczynnikami odbicia, sygnał pasożytniczy tworzony przez odbicia od powierzchni elementów optycznych układu był często porównywalny z sygnałem pochodzącym z próbki. Ponadto zauważalną rolę grał efekt spadku mierzonego sygnału wraz ze wzrostem odległości od środka skanu. W celu zmniejszenia wpływu tych dwóch zjawisk zastosowano wstępną kalibrację układu polegającą na wykonaniu skanu dwóch obiektów. Skan tła, niemal doskonale pochłaniającej światło folii anty-odbiciowej zawierał w sobie informację tylko o pasożytniczych odbiciach wewnątrz układu i pozwalał na ich efektywne usuwanie z końcowego obrazu. Skan "płaskiej próbki" (białej kartki papieru) pozwolił na określenie zależności opisującej stosunek sygnału rzeczywistego do mierzonego dla każdego z pikseli. Opisaną kalibrację należało wykonać osobno dla każdej pary laser-detektor. Na rysunku 2.23 zaprezentowano wynik skanu przed oraz po zastosowaniu korekcji.

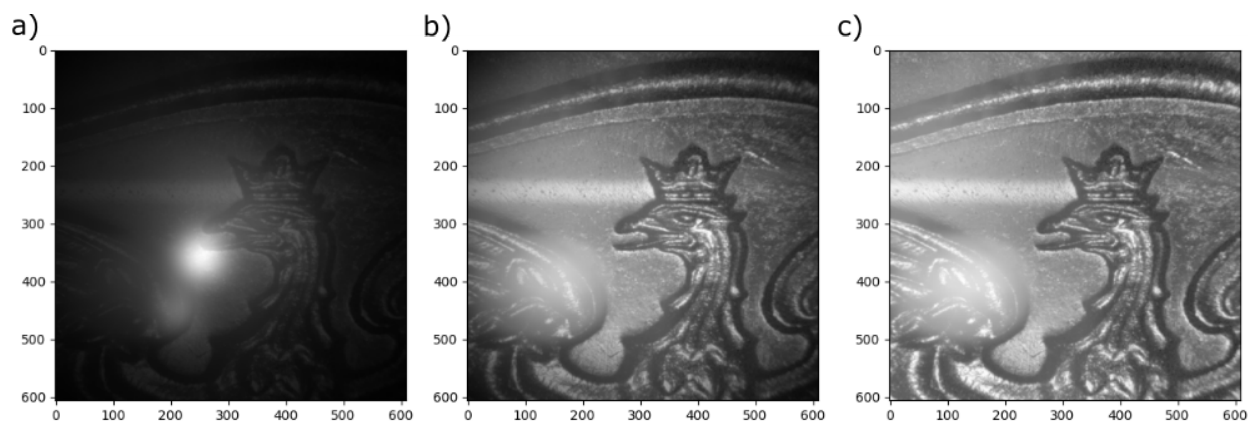
Opisany układ umożliwia zbieranie około 200 tysięcy punktów pomiarowych na sekundę jednocześnie dla każdej z par laser-detektor. Prędkość zbierania danych ograniczona była głównie ze względu na parametry pracy zwierciadeł galwanicznych osiągających prędkość skanowania rzędu 250 linii na sekundę.



Rysunek 2.21: Zasada działania układu optycznego który pozwala na uniezależnienie kąta wyjściowego wiązki laserowej od pozycji plamki na próbce. a) Bieg wiązki laserowej oświetlającej próbkę b) Bieg wiązki laserowej odbitej lub rozproszonej na powierzchni próbki c) bieg wiązki laserowej odbitej od innego fragmentu próbki. Kąt wiązki laserowej opuszczającej układ nie zależy od aktualnie oświetlanego obszaru próbki.



Rysunek 2.22: Układ skanujący próbkę jednocześnie w dwóch długościach fali. 1 - Laser pracy ciągłej 1550nm, 2 - laser pracy ciągłej 3000nm, 3 - oraz - dodatkowe soczewki kolimujące, 5 - zwierciadło ostrzowe, 6 - detektor światła InGaAs 900-2200 nm, 7 - detektor światła HgCdTe 1500-4000 nm, 8a i 8b - płytki światłodzielące, 9 - 2 osiowy skaner mikromechaniczny, 10 - soczewka asferyczna ZnSe o ogniskowej 30mm, 11 - próbka. 12 - skupiająca soczewka ZnSe, 13 - skupiająca soczewka germanowa



Rysunek 2.23: Wizualizacja działania algorytmu końcowej poprawy obrazu. a) pierwotny obraz, b) obraz po usunięciu refleksów, c) obraz poprawiony z użyciem wiedzy o funkcji przenoszenia układu optycznego.

2.3.4 Omówienie wyników

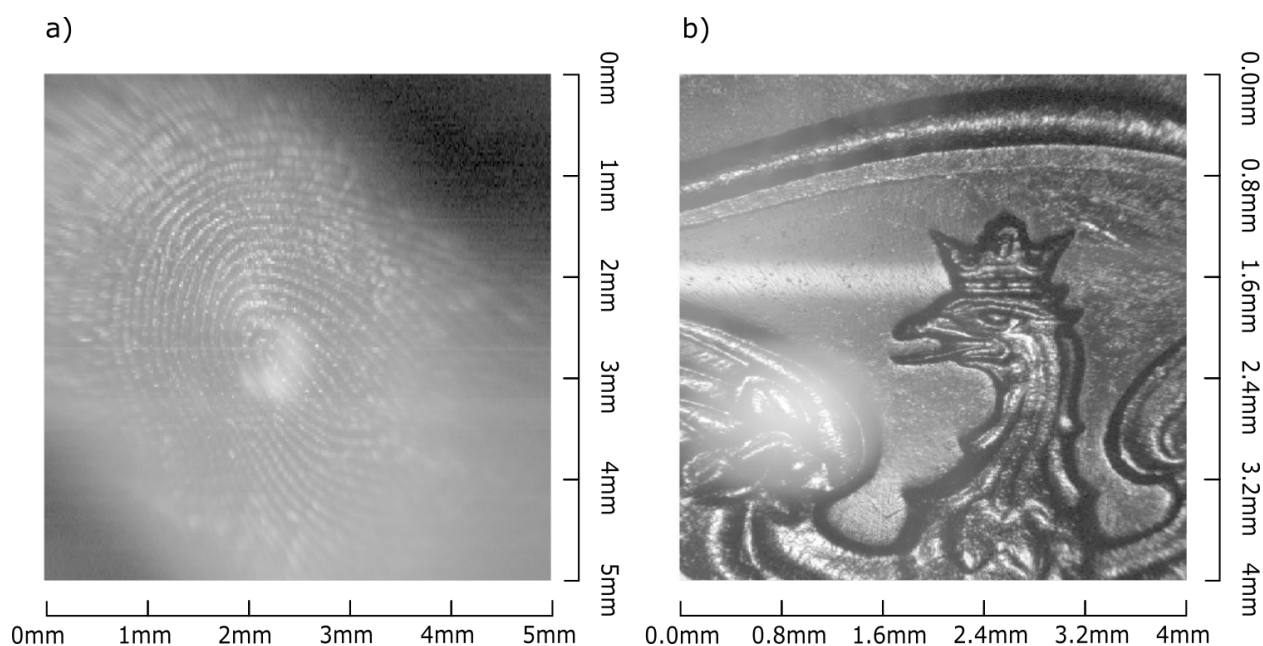
Przy użyciu opisanego wyżej układu optycznego zobrazowano kilka różnych próbek, między innymi fragment monety i koralowca, opuszek palca oraz kilka rodzajów tkanin. Niestety moc laserów użytych w eksperymencie nie była wystarczająca, aby uzyskać zadowalającą jakość obrazu w przypadku większości z tych obiektów, w szczególności w przypadku pary laser-detektor działających dla długości fali 2990 nm. Niemniej w przypadku próbek o wyższym współczynniku odbicia, takich jak powierzchnia monety, udało się uzyskać wartościowe wyniki. Na rysunku 2.24 przedstawiono skany monety pięćdziesięciogroszowej oraz opuszka palca wykonane dla długości fali 1550 nm. Na rysunku 2.25 zaprezentowano skan monety pięćdziesięciogroszowej wykonany jednocześnie w dwóch długościach fal (1550 nm oraz 1550 nm). Obydwa rysunki przedstawiają wynik już po zastosowaniu wspomnianej procedury wykorzystującej kalibrację układu.

Podjęto również próby zobrazowania próbek o niższym współczynniku odbicia, takich jak powierzchnia skóry, przekroje roślin, różnego rodzaju tkaniny oraz folie pokryte drobinkami mikroplastiku. Niestety uzyskany stosunek sygnału do szumu był bardzo niski i nie pozwalał na zidentyfikowanie obrazowanych obiektów, ani tym bardziej porównanie wyników dla dwóch różnych laserów.

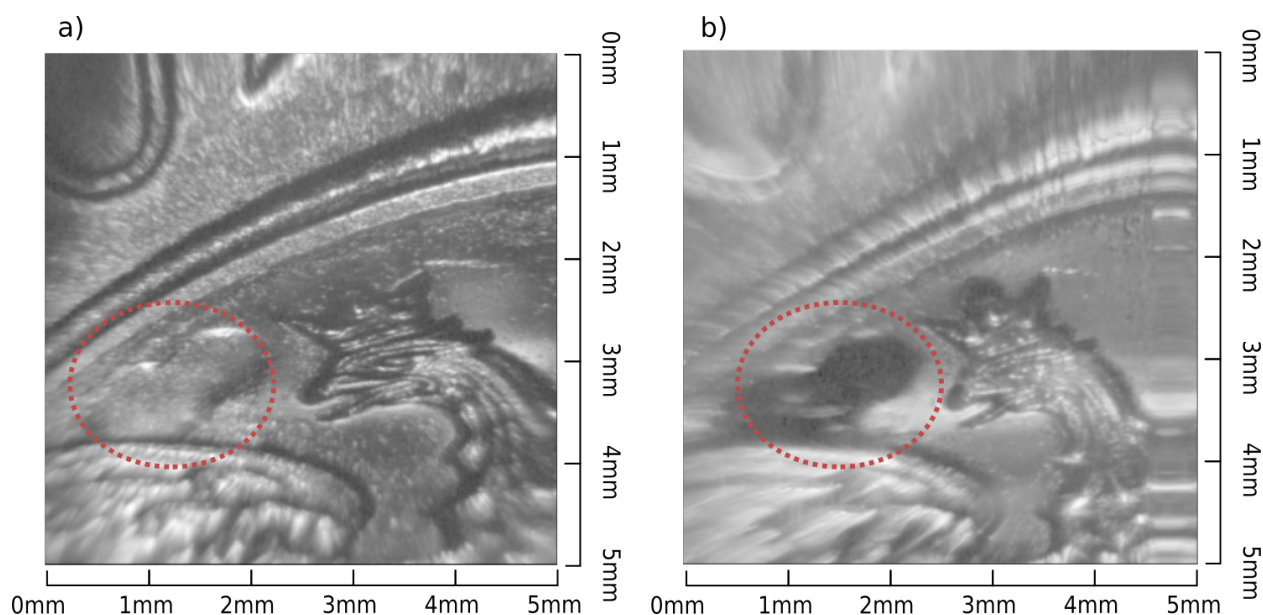
2.3.5 Wnioski

Wykonane pomiary pozwoliły potwierdzić, że obrazowanie skaningowe z wykorzystaniem lasera jako źródła światła oraz detektorów jednoelementowych może być wartościową metodą pomiarową. Z drugiej jednak strony niski stosunek sygnału do szumu oraz skomplikowana procedura kalibracyjna układu uwidoczniły szereg mankamentów układu wymagających dalszej pracy.

- Niski SNR - sygnał pochodzący od próbek o niskim współczynniku odbicia nie przekraczał poziomu szumu detektora. (Należy pamiętać, że czas uśredniania sygnału dla jednego piksela wynosi, w zależności od zadanej rozdzielczości, zaledwie 1-10 μ s dla czasu skanu wynoszącego około 2 sekund). Detekcyjność użytego detektora podczerwieni



Rysunek 2.24: Skany wykonane dla długości fali 1550 nm. a) Powierzchnia opuszka palca o rozdzielczości 250x250 pikseli, widoczne na rogach obrazu ciemne i rozmyte fragmenty są wynikiem zaokrąglonej powierzchni palca. b) Skan powierzchni monety pięćdziesięciogroszowej, wykonany w rozdzielczości 500x500 pikseli. Widoczna jest wysoka rozdzielczość możliwa do uzyskania w przypadku stosunkowo płaskiej próbki.



Rysunek 2.25: skan powierzchni monety pięćdziesięciogroszowej wykonany jednocześnie dla dwóch długości fali. Część próbki pokryta została cienką warstwą gliceryny [54]. Substancja ta ze względu na wysoką liczbę wiązań O-H wykazuje silną absorpcję promieniowania w otoczeniu 2990 nm przy jednocześnie niskiej absorpcji w zakresie 1550 nm. Obszar ten zaznaczono kolorem czerwonym.

rzędu $10^{11} \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \text{ W}$ jest bliska maksymalnej fizycznie możliwej w związku z tym poprawa SNR bez ingerencji w samą próbkę odbyć się może jedynie poprzez zwiększenie mocy światła lub wykorzystanie lepiej dobranej optyki w tym soczewek o wysokiej jasności pokrytych dobrej jakości powłoką antyodbiciową.

- Zmiany geometrii obrazu w zależności od użytej długości fali - w trakcie projektowania układu założono, że aberrację chromatyczną soczewki skanującej da się zniwelować poprzez odpowiednie ustawienie soczewek kolimujących światło emitowane przez lasery. Założenie to było błędne, możliwe jest znalezienie takiej pozycji soczewek, aby obie wiązki laserów skupiały się na próbce, natomiast pozycja plamki na próbce będzie zawsze zależna od długości fali. Zdecydowanie lepszym rozwiązaniem byłoby użycie dubletu achromatycznego zamiast pojedynczej soczewki skanującej.
- Rozmazanie obrazu na brzegach próbki - efekt ten został opisany w rozdziale 2.2.3. Istnieje kilka sposobów na zminimalizowanie tego efektu przy jednoczesnym zachowaniu rozdzielczości i rozmiaru skanu. Jednym ze sposobów jest zastosowanie dodatkowej osi skanera pozwalającej na dynamiczne dostosowywanie ogniskowej układu do kąta padania światła na obiektyw. Innym rozwiązaniem jest zastosowanie dedykowanego obiektywu planarnego. W połączeniu z poprzednim wymogiem dotyczącym achromatyczności otrzymujemy wymaganie na egzotyczny obiektyw planachromatyczny działający w zakresie podczerwieni. W literaturze znaleziono jeden przykład takiego rodzaju obiektywu składającego się sumarycznie z dziesięciu asferycznych soczewek wykonanych z pięciu, w tym dwóch silnie toksycznych, materiałów [30].
- Łączenie wiązki za pomocą zwierciadła ostrzowego - Zwierciadło takie nie jest dobrym wyborem ponieważ wiązki laserowe nie nakładają się na siebie trafiając na zwierciadła skanera. Znacznie lepszym rozwiązaniem byłoby zastosowanie filtra odbijającego jedną długość fali, a przepuszczającego drugą.
- Zastosowanie kilku niezależnych źródeł światła i detektorów jednocześnie. Pomysł ten wydawał się z początku interesujący ponieważ umożliwiał jednoczesny i szybki pomiar dla kilku długości fali światła. Z drugiej jednak strony zastosowanie nawet dwóch laserów znacząco skomplikowało układ pomiarowy i wymagało precyzyjnego zrównoleglenia wiązek i kalibrowania pozycji każdego z detektorów. Wydaje się, że zastosowanie jednego, przestrajanego źródła laserowego byłoby znacznie lepszym rozwiązaniem umożliwiającym pomiar dla wielu długości fal kosztem wydłużonego czasu akwizycji upraszczającym jednocześnie konstrukcję urządzenia.

2.4 Skaningowe mikroskopia hiperspektralna z wykorzystaniem optycznego oscylatora parametrycznego

2.4.1 Założenia

Wyniki osiągnięte podczas testów urządzenia przedstawionego w poprzednim rozdziale pozwoliły na znalezienie silnych i słabych punktów zaproponowanej konstrukcji. Przy użyciu nabytej wiedzy możliwe stało się zaprojektowanie nowej konstrukcji o znacznie lepszych parametrach działania oraz prostszej obsłudze. Przede wszystkim zamiast zestawu kilku par laser-detektor zdecydowano się na użycie komercyjnie dostępnego optycznego rezonatora parametrycznego (ang. Optical Parametric Oscillator - OPO) pozwalającego na przestrajanie centralnej długości fali światła w szerokim zakresie spektralnym. Układ zaprojektowano w taki sposób, aby możliwe było uzyskanie obrazów dla co najmniej kilkunastu długości światła w zakresie 3-5 μm .

2.4.2 Układ optyczny - rekonstrukcja obrazu

Główna idea stojąca za konstrukcją układu skanującego nie zmieniła się znacząco w porównaniu do układu opisanego w poprzednim rozdziale. Dwuosiowy skaner galwaniczny sterowany jest za pomocą generatora sygnału. Odbite światło trafia następnie na obiektyw pozwalający przełożyć kąt padania wiązki na pozycję skupionej wiązki na próbce. Odbite lub rozproszone światło jest następnie zbierane przez obiektyw i skupiane na detektorze światła podczerwonego. Zastosowanie dubletu germanowo-krzemowego z warstwą antyodbiciową pozwoliło w znacznym stopniu ograniczyć zmianę ogniskowej obiektywu wraz ze zmianą długości fali, jak również zmniejszyć poziom pasożytniczych odbić do tego stopnia, że ich wpływ na jakość obrazu stał się pomijalny. Zastosowano obiektyw o średnicy 25 mm oraz ogniskowej 50 mm. Wiązka światła pochodząca z OPO jest wstępnie poszerzana za pomocą układu dwóch zwierciadeł, następnie trafia na płytkę światłodzielącą. Połowa światła jest przekierowywana w stronę zwierciadeł skanujących i obiektywu, a druga połowa w stronę detektora referencyjnego. Po odbiciu się od próbki światło przechodzi ponownie przez układ obiektyw - zwierciadła skanujące, trafia na płytkę światłodzielącą po czym na detektor właściwy, odpowiedzialny za pomiar sygnału. Schemat układu został przedstawiony na rysunkach 2.26 oraz 2.27.

OPO użyte jako źródło światła wykazuje szereg bardzo interesujących cech z punktu widzenia układu obrazującego. Przede wszystkim całkowita dostępna moc dla zakresu 3-5 μm wynosi od 100 mW do nawet 500 mW w zależności od ustawienia centralnej długości fali, czyli ponad dziesięciokrotnie więcej niż w przypadku laserów użytych w poprzednim rozdziale. Centralna długość fali może być teoretycznie zmieniana z dokładnością do 10 nm natomiast połowkowa szerokość spektralna wynosi około 100 nm. Urządzenie działa w trybie emisji impulsów o czasie trwania rzędu 100 ps z repetycją 100 kHz. Powtarzalność mocy światła w kolejnych impulsach została zadeklarowana przez producenta na poziomie nie gorszym niż 1%.

Skompresowanie dostępnej mocy światła do postaci krótkich impulsów pozwala ograniczyć poziom szumu względem układu o takiej samej mocy średniej, ale rozłożonej równomiernie

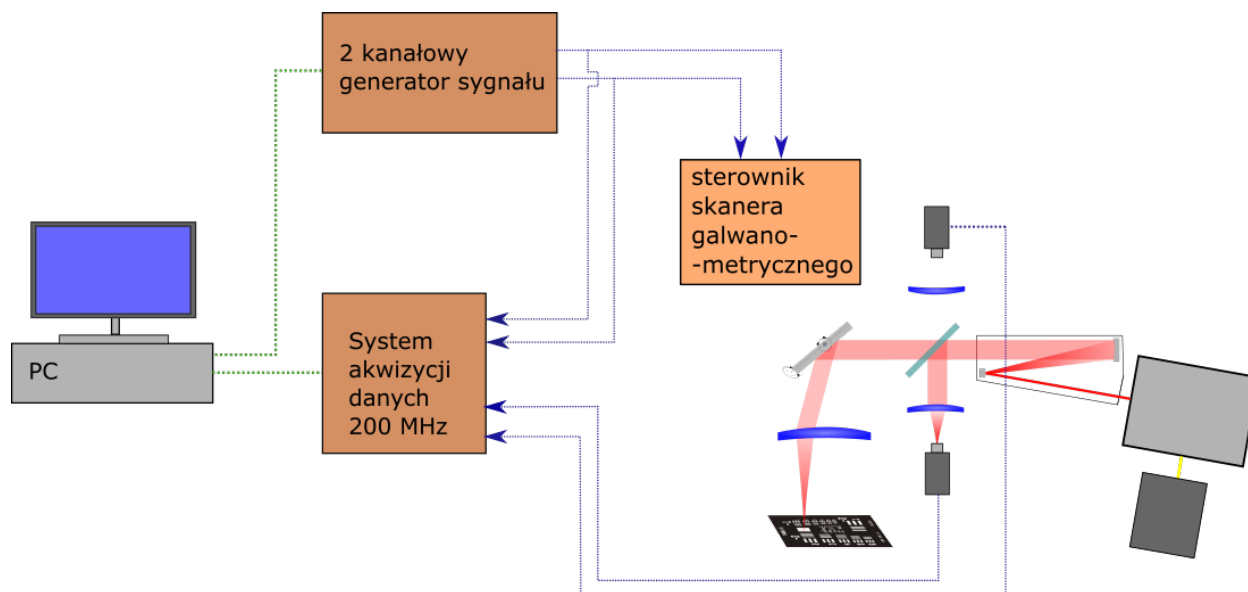
w czasie. W tym celu niezbędne jest użycie dwóch szybkich detektorów (najlepiej o czasie odpowiedzi porównywalnej z czasem trwania impulsu światła). Pierwszy z nich - detektor referencyjny - oświetlany jest bezpośrednio przez emiter światła i pełni rolę wyzwalacza oraz miernika mocy dostępnej w danym impulsie. Oznaczmy sygnał mierzony za pomocą tego detektora jako U_{ref} . Drugi detektor, którego sygnał oznaczmy U_{meas} , zbierać będzie sygnał odbity/rozproszony od powierzchni próbki. Wprowadźmy dodatkowo arbitralnie wybraną wartość $Threshold$, która odpowiada sygnałowi wyzwalającemu układ odczytu. Oznaczmy dodatkowo symbolami X oraz Y sygnały odpowiadające pozycji zwierciadeł galwanicznych w danej chwili. W celu maksymalizacji stosunku sygnału do szumu obliczenia wykonywano niezależnie dla każdego z impulsów zgodnie z następującym algorytmem:

1. Znalezienie punktu w czasie t_0 takiego że przed tym punktem: $U_{ref} < Threshold$, a po tym punkcie $U_{ref} > Threshold$, czyli momentu w którym sygnał referencyjny rośnie i przekracza poziom wyzwolenia.
2. Znalezienie punktu w czasie t_f takiego że przed tym punktem: $U_{ref} > Threshold$, a po tym punkcie $U_{ref} < Threshold$, czyli momentu w którym sygnał referencyjny spada i przekracza poziom wyzwolenia.
3. Oznaczmy symbolem t_{2f} moment odległy od t_0 o czas dwukrotnie dłuższy niż $t_f - t_0$
4. Wynikiem pomiaru Sig będzie różnica dwóch średnich: średniej sygnału U_{meas} pomiędzy punktami t_0 i t_f oraz średniej sygnału U_{meas} pomiędzy punktami t_f i t_{2f} .
5. Pozycja zwierciadeł, $PosX$ oraz $PosY$ uzyskiwana jest jako średnia odczytu ich pozycji pomiędzy punktami t_0 i t_f .

Dalsza rekonstrukcja obrazu wymaga przeniesienia listy zbiorów wartości Sig , $PosX$, $PosY$ na kartezjański układ współrzędnych. Proces ten odbywa się za pomocą interpolacji liniowej z wykorzystaniem triangulacji barycentrycznej, tak jak opisano to w rozdziale 2.2.5. Szybkość zbierania danych w układzie była ograniczona do 100 tysięcy punktów na sekundę, głównie z powodu czasu repetycji impulsów OPO. Niektóre z dostępnych na rynku urządzeń osiągają częstotliwości repetycji na poziomie 10 MHz co oznacza możliwość niemal 100 krotnego zwiększenia ilości zbieranych danych przy wykorzystaniu odpowiednio szybkich detektorów i karty akwizycji.

Możliwe byłoby również wzięcie poprawki na szum związany z niepowtarzalną mocą impulsów OPO za pomocą sygnału referencyjnego, ale szum ten był na tyle niski, że uznano go za nieistotny z punktu widzenia jakości pomiarów. Wykres z przykładowymi przebiegami mierzonych sygnałów zaprezentowano na rysunku 2.28.

Użyte w układzie doświadczalnym detektory charakteryzowały się bardzo szybkimi czasami narastania (rzędu pojedynczych nanosekund) i znacznie wolniejszymi czasami opadania sygnału. Wydaje się, że zdecydowana większość energii docierającej do detektora w impulsie laserowym była przetwarzana na rozciągnięty w czasie sygnał elektryczny. Zjawisko to było pewną nowością również dla producenta detektorów. To czy użycie szybszych detektorów pozwoliłoby zwiększyć SNR wymaga dalszych eksperymentów.



Rysunek 2.26: Zasada działania skanera hiperspektralnego. Modulacja wiązki oświetlającej odbywa się poprzez wykorzystanie dwuosiowego skanera galwanometrycznego. Sygnał sterujący skanerem oraz sygnały zmierzone za pomocą detektorów są rejestrowane za pomocą karty akwizycji danych. Układ optyczny został opisany szczegółowo na rysunku 2.27.

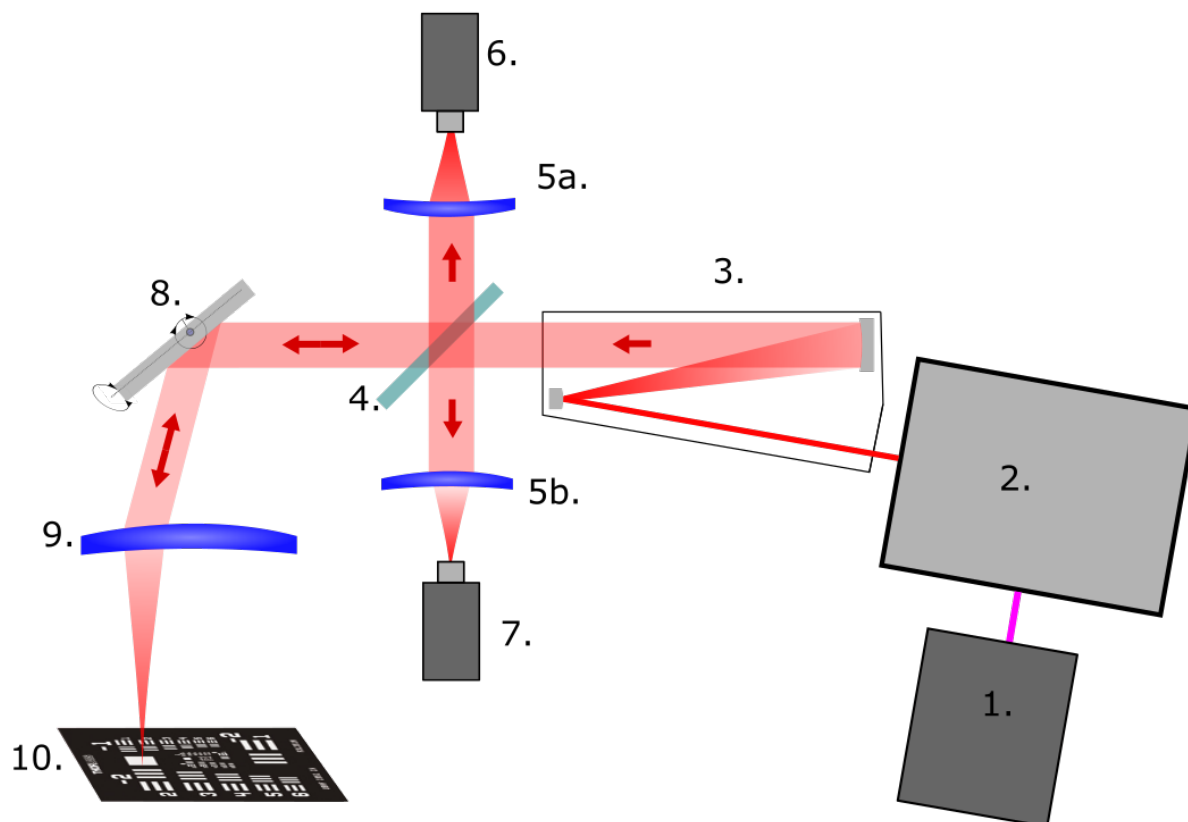
2.4.3 Wyniki doświadczeń

W ramach testów urządzenia wykonano kilka rodzajów eksperymentów. Przede wszystkim skupiono się na jakości uzyskiwanego obrazu pod kątem możliwego do uzyskania SNR oraz rozdzielczości. Ponadto wykonano obrazowanie w maksymalnego możliwej liczbie kanałów spektralnych. Planowano również przetestować kilka scenariuszy wykorzystania urządzenia w badaniach dotyczących innych dziedzin nauki. Szczególnie interesująca wydawała się możliwość wykonania mikroskopowych zdjęć hiperspektralnych próbek roślin czerpiących wodę ze zbiorników o różnej zawartości mikroplastiku o charakterystycznym widmie w zakresie 3-5 μm . Niestety, w związku z niezbędnym i długotrwałym serwisem niektórych urządzeń wchodzących w skład układu pomiarowego badania te nie zostały dotychczas ukończone.

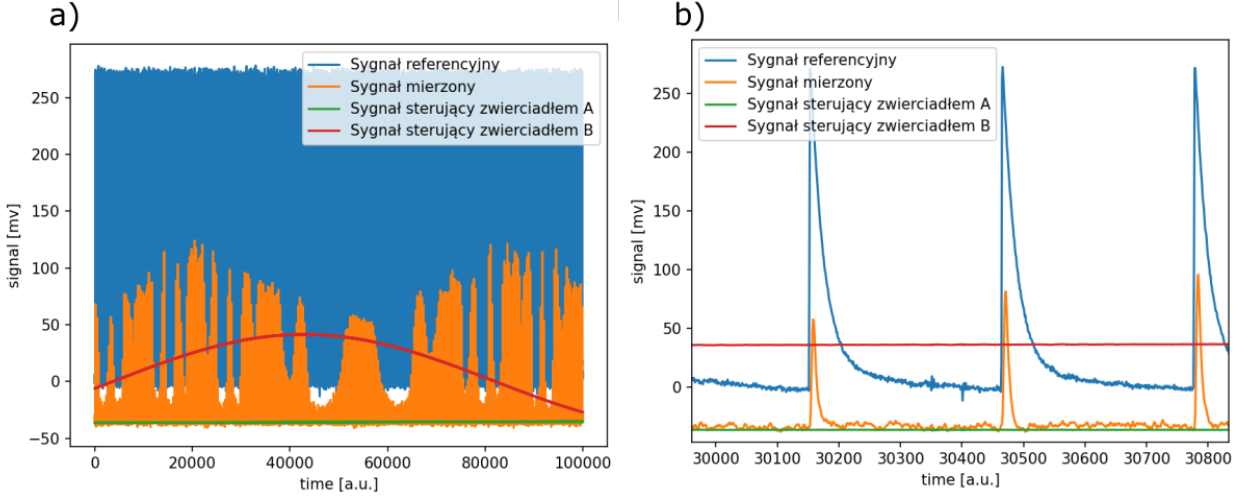
W celu uzyskania informacji o możliwym do uzyskania poziomie szumu zdecydowano się na wykonanie $N = 10$ powtórzeń obrazowania tego samego obiektu o dużej liczbie szczegółów. Skany wykonano dla długości fali $4000 \text{ nm} \pm 50 \text{ nm}$. Dane zbierane były każdorazowo przez 5 sekund, co odpowiada około 350 tysięcy impulsów laserowych (część impulsów emitowanych jest w czasie, gdy zwierciadła znajdują się w pozycjach które nie są potem uwzględniane w rekonstrukcji obrazu). Następnie dane każdego pomiaru zostały niezależnie przetworzone w celu uzyskania obrazu. Oznaczmy zbiór uzyskanych obrazów jako $\{\text{Im}_n\}_{n=1\dots N}$. Stosunek sygnału do szumu obliczono przy założeniu, że szum w danym pikselu dla kolejnych obrazowań jest szumem białym. Sygnał obliczony został jako średni odczyt sygnału dla całego uzyskanego obrazu, natomiast szum jako odchylenie standardowe sygnału dla każdego z pikseli z osobna tak jak w równaniu (2.11).

$$SNR = \frac{\langle \overline{\text{Im}} \rangle}{\langle \sigma_{\text{Im}} \rangle}, \quad (2.11)$$

a)



Rysunek 2.27: Zasada działania skanera hiperspektralnego. 1 - Iterbowy laser pompujący, 2 - optyczny wzmacniacz parametryczny, 3 - ekspander wiązki laserowej x9, 4. - dzielnik wiązki, 5a i 5b - soczewki skupiające, 6 - detektor główny, odpowiedzialny za pomiar sygnały z próbki, 7 - detektor referencyjny, wykrywający czas trwania impulsu laserowego 8 - 2osiowy skaner, 9 - dublet krzem-german, ogniskowa 50mm, 10 - próbka. Dla danej pozycji zwierciadła skanującego pole widzenia detektora jest ograniczone do fragmentu próbki aktualnie oświetlonego przez OPO maksymalizując tym samym możliwy do osiągnięcia stosunek sygnału do szumu.



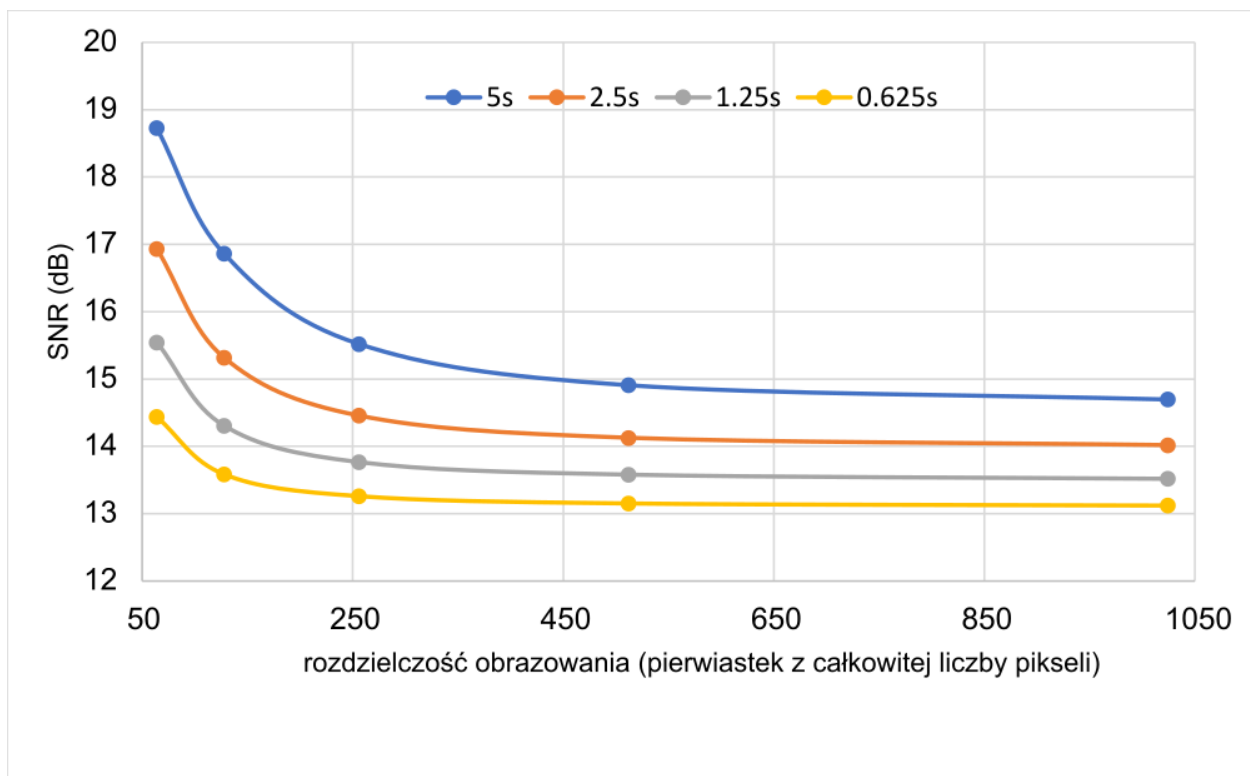
Rysunek 2.28: Fragment sygnału uzyskiwanego w trakcie obrazowania skaningowego z wykorzystaniem OPO. a) Przebieg sygnału zmierzonego w trakcie w czasie około 50 ms odpowiadającemu jednemu przebiegowi wiązki laserowej przez powierzchnię próbki. b) Przebieg sygnału w trakcie kilkudziesięciu mikrosekund. Zakres czasu dobrano tak, aby zobrazować detekcję pojedynczych impulsów laserowych. Niebieską linią zaznaczono sygnał mierzony przez detektor referencyjny. Wysoki stosunek sygnału do szumu pozwalał precyzyjnie wyznaczyć okres akwizycji optymalny dla integrowania niskich sygnałów wykrywanych przez detektor pomiarowy.

gdzie symbolem $\langle \rangle$ oznaczono uśrednianie po pikselach, symbolem $\overline{\text{Im}}$ uśrednianie danego piksela po wszystkich obrazach, natomiast symbol σ odnosi się do odchylenia standardowego z próby dla danego piksela.

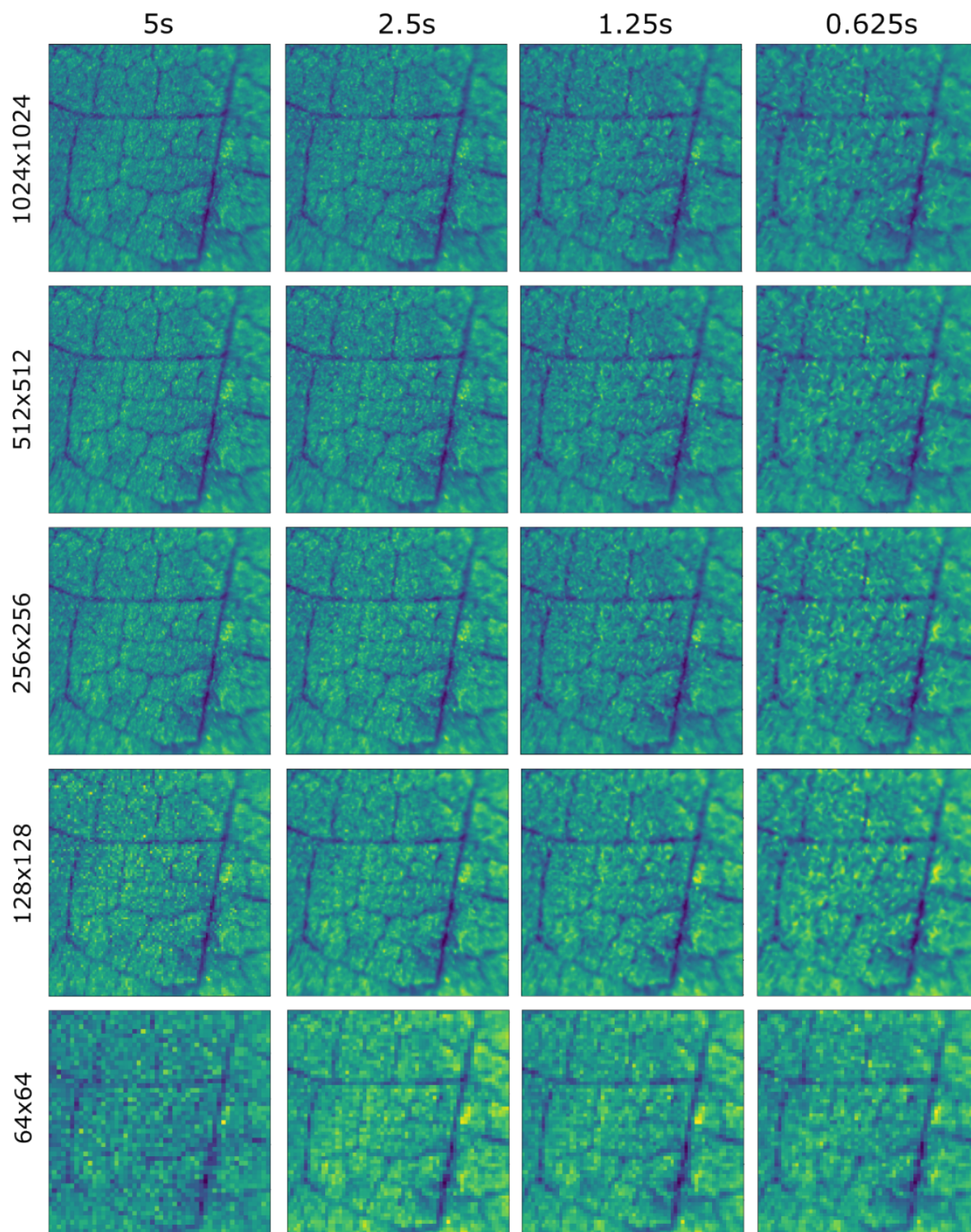
Obliczenie wartości SNR wykonano dla różnych możliwych do uzyskania rozdzielczości obrazu (od 64x64 pikseli aż do 1024x1024 pikseli). Dodatkowo przeanalizowano również wpływ czasu akwizycji na SNR. Otrzymane wyniki zaprezentowano na rysunku 2.29. Należy pamiętać, że dla rekonstrukcji o wysokich rozdzielczościach, przy jednoczesnym krótkim czasie skanowania, liczba zrekonstruowanych pikseli znacznie przekracza liczbę zarejestrowanych impulsów lasera. Fakt ten przyczynia się do powstawania artefaktów pomiaru, których liczba oraz wpływ na SNR zależą od statystyki obrazu. W szczególności obrazy o bardzo dużym kontraście oraz liczbie szczegółów będą obarczone większą liczbą artefaktów pomiarowych niż obrazy o strukturze zdominowanej przez niskie częstotliwości przestrzenne. Na rysunku 2.29 przedstawiono SNR uzyskany dla różnych rozdzielczości rekonstrukcji oraz dla kilku czasów uśredniania. Na rysunku 2.30 przedstawiono przykładowe wyniki rekonstrukcji dla różnych czasów akwizycji oraz rozdzielczości.

W celu potwierdzenia jakości działania przyrządu dla pełnego zakresu spektralnego przygotowano eksperyment, w którym mierzony był ten sam obszar próbki dla prawie całego dostępnego zakresu spektralnego (3-4.5 μm co 100 nm). Akwizycja obrazu dla każdej długości fali trwała 5 sekund, co w połączeniu z czasem potrzebnym na półautomatyczne przełączanie długości fali w OPO pozwoliło na uzyskanie pełnego obrazu hiperspektralnego o rozdzielczości 1000x1000 pikseli i 16 kanałach barwnych w czasie około 5 minut.

Na rysunku 2.31 przedstawiono zdjęcie hiperspektralne liścia fikusa wykonane w zakresie spektralnym 3-4.5 μm . Każde ze zdjęć przedstawiono w skali pseudokolorów gdzie ciemnoniebieski oznacza sygnał bliski zera, natomiast jasnozielono-żółty oznacza wysokie sygnały. Ciemniejsze ścieżki widoczne na rekonstrukcji odpowiadają układowi kanałów przewodzą-



Rysunek 2.29: wyniki SNR w funkcji rozdzielczości skanów. Obliczenia wykonano dla różnych sumarycznych czasów akwizycji. Pięciosekundowy skan odpowiadał około $3.5 \cdot 10^5$ zmierzonych impulsów laserowych. Dla rozdzielczości 1024x1024 pikseli czas akwizycji 5s odpowiada kompresji pomiaru na poziomie 33% podczas gdy 0.625 sekundy odpowiada kompresji 4.17%.



Rysunek 2.30: Przykładowe wyniki rekonstrukcji będącej wynikiem obrazowania skaningowego w zakresie spektralnym 3-3.1 μm . Nierównomierne położenie punktów pomiarowych na próbce może skutkować pojawianiem się artefaktów pomiarowych w przypadku dobrania zbyt krótkiego czasu akwizycji w stosunku do założonej rozdzielczości.

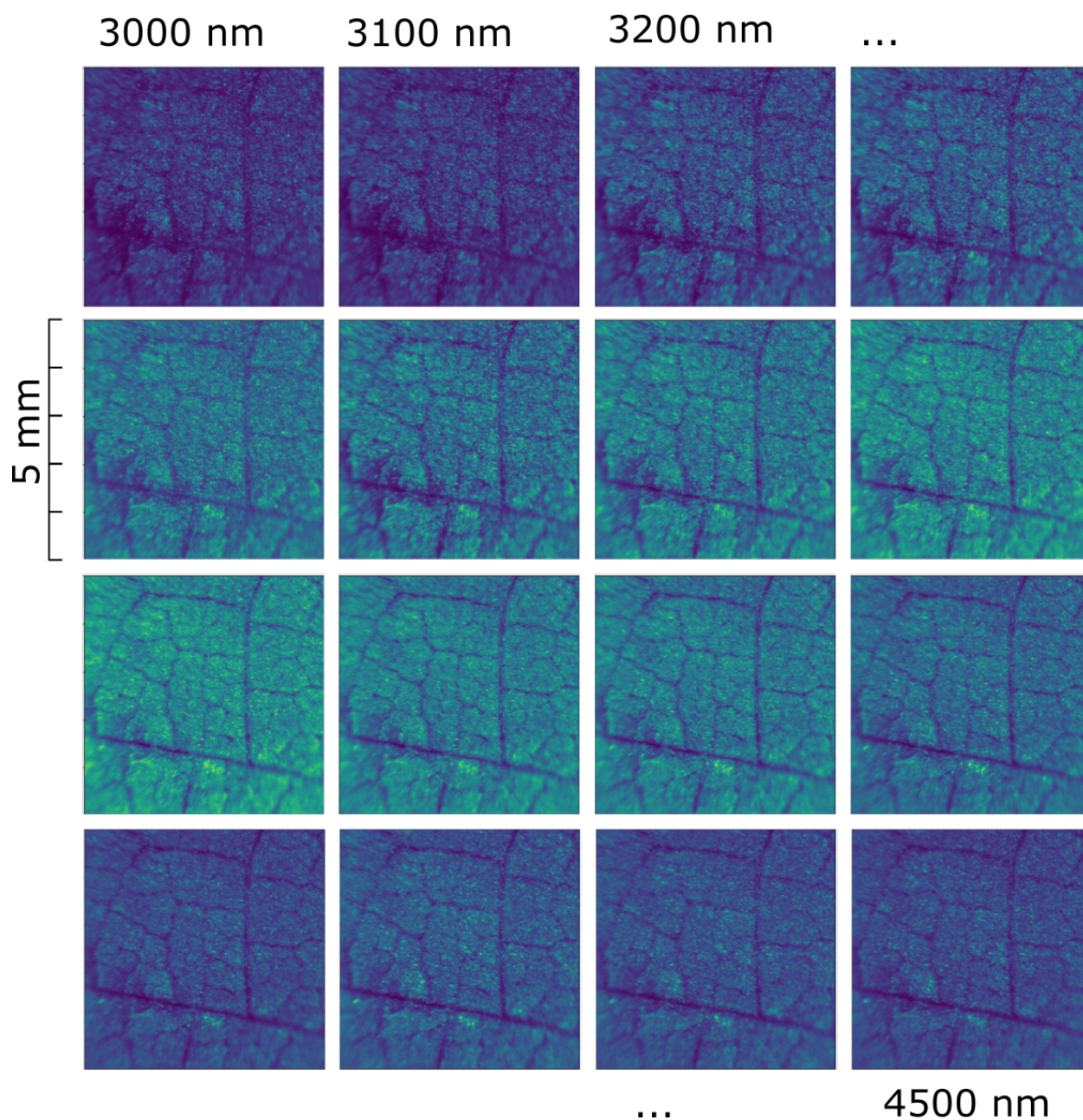
cych wodę. Obserwowane na powierzchni liścia drobne plamki naprzemiennej niskiej i wysokiej refleksyjności związane są prawdopodobnie z geometrią powierzchni liścia. Fragmenty powierzchni prostopadłe do kierunku padania światła zapewniają znacznie wyższą wydajność zbierania światła w porównaniu do fragmentów ustawionych pod mniejszym kątem. Możliwe również, że za zaobserwowany efekt odpowiada detekcja elementów liścia o rozmiarach podobnych do rozdzielczości uzyskiwanej w układzie. W celu potwierdzenia źródła tych obserwacji niezbędne byłoby zastosowanie obiektywu mikroskopowego podczerwieni o krótszej ogniskowej, na przykład 5 mm. W dalszej części rozdziału wykorzystywane będą obrazy uzyskane dla pełnego czasu akwizycji (5 sekund na kanał spektralny) oraz rozdzielczości 512x512 pikseli która uznana została przez autora za zapewniającą dobry kompromis pomiędzy rozdzielczością a liczbą artefaktów pomiarowych.

2.4.4 Analiza widmowa

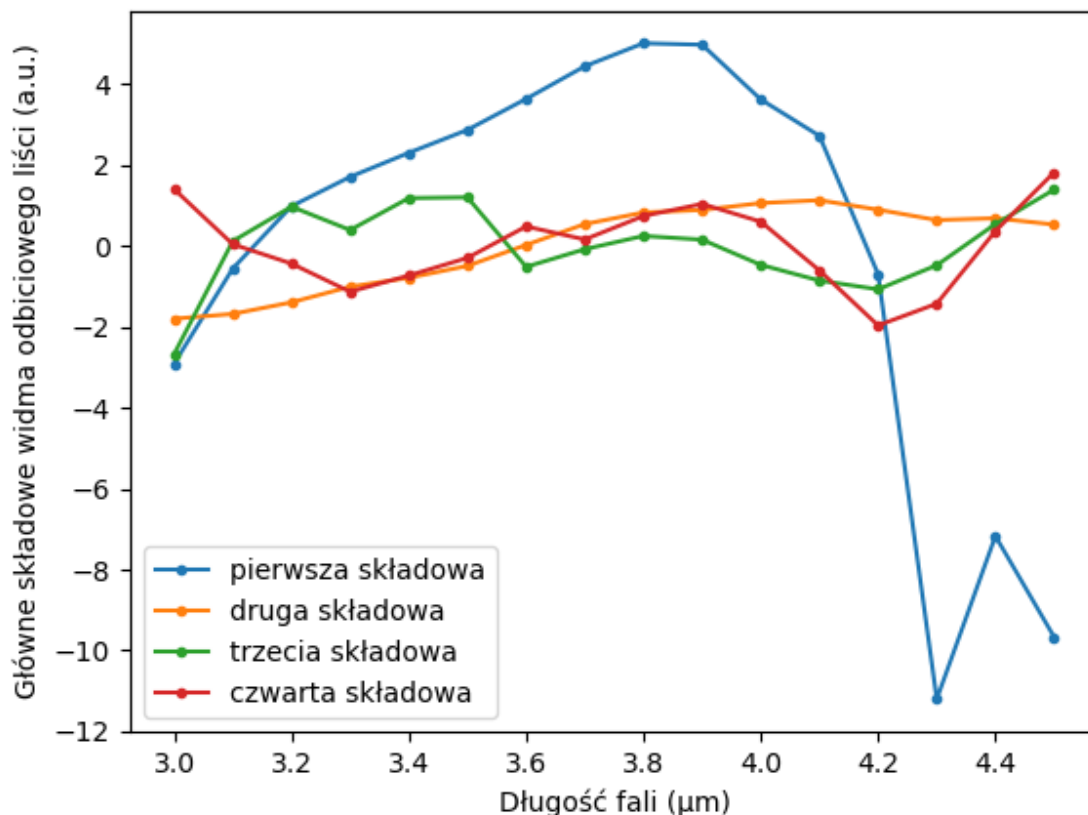
Każdy z uzyskanych obrazów dla każdego z 16 kanałów barwnych składa się z setek tysięcy danych opisujących zmierzoną refleksyjność. Porównywanie uzyskanych obrazów bez dodatkowej analizy statystycznej nie pozwala, w przypadku tych próbek, na zauważenie prawidłowości lub obszarów wyróżniających się spektralnie. Często stosowaną w przypadku analizy danych hyperspektralnych metodą jest analiza głównych składowych (ang. PCA Principal Component Analysis) uzyskanego widma dla każdego z pikseli z osobna. Metoda ta pozwala na uzyskanie informacji o powtarzających się w obrębie obrazu anomalii [55, 56, 57]. Analizę PCA przeprowadzono dla 4 pierwszych składowych, z których pierwsza powinna odpowiadać iloczynowi średniej refleksyjności liścia i charakterystyce spektralnej mocy OPO oraz czułości spektralnej detektora. Kolejne komponenty odpowiadać będą najistotniejszym cechom mierzonego widma. Na rysunku 2.32 zaprezentowano obliczone składowe analizy PCA.

Co warto zauważyć, 99.3 procenta wariancji w spektrum obrazu wytłumaczyć można za pomocą pierwszej składowej uzyskanej za pomocą PCA, druga składowa odpowiada za 0.3% wariancji, a następnych kilkanaście w porównywalnym stopniu za pozostałe 0.4%. Uzyskane wyniki świadczą o wysokiej jednorodności spektralnej próbki oraz bardzo niskim poziomie szumu pomiarowego. Za istotne statystycznie uznać można jedynie wyróżniające się dwie pierwsze składowe natomiast statystyczną istotność pozostałych składowych uznać można za bardzo wątpliwą. Z drugiej jednak strony po zobrazowaniu rozkładu przestrzennego tychże komponentów zauważyć można że ich występowanie na próbce nie jest losowe, w szczególności pojawiają się klastry takich wyróżnionych pikseli, oraz obszary całkowicie pozbawione występowania anomalii spektralnych związanych z daną składową. Najbardziej prawdopodobnym wytłumaczeniem jest wpływ dyskutowanych wcześniej artefaktów pomiaru związanych z niejednorodnym rozkładem punktów pomiarowych na próbce, ale możliwe jest również, że niektóre fragmenty obrazu charakteryzują się bardzo niewielką zmianą spektrum refleksyjności. Wytłumaczenie tego zjawiska wymagałoby wykonania skanów w większym powiększeniu, przy znacznie większym czasie wykonywania skanu, oraz dodania do algorytmu pomiarowego elementu korygującego wyniki o zmierzoną moc impulsu laserowego (moc impulsu zmierzonego detektorem referencyjnym). Na rysunku 2.33 przedstawiono uśredniony widmowo wynik skanowania z nałożonymi kolorowymi obszarami odpowiadającymi występowaniu sygnału tłumaczonego kolejnymi składowymi analizy PCA.

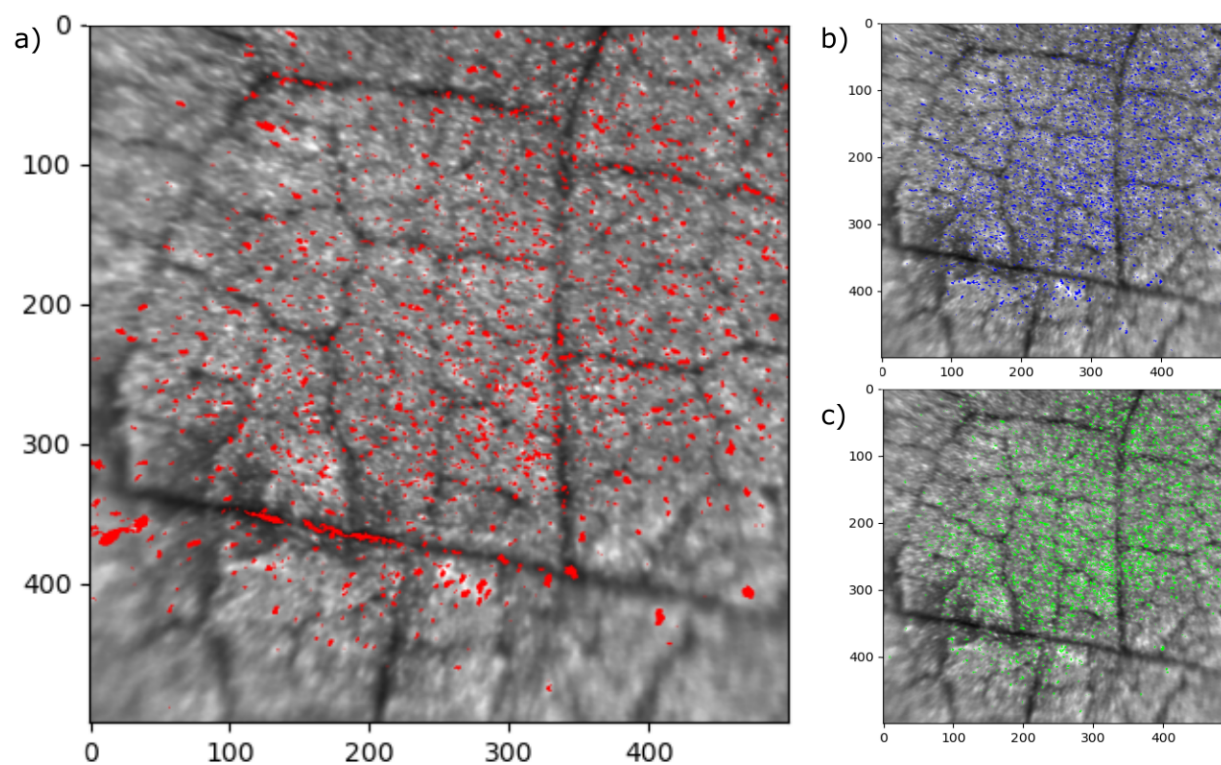
W dalszej kolejności zaplanowane zostały testy urządzenia w innych zakresach spektral-



Rysunek 2.31: Fragment liścia figusa. Obraz uzyskany techniką skanowania laserowego. Pierwszy obraz (od góry i od lewej) przedstawia wynik uzyskany za pomocą światła laserowego o centralnej długości fali 3000nm oraz spektralnej szerokości połówkowej 100nm. Każdy kolejny rysunek przedstawia wynik pomiaru z użyciem coraz dłuższej centralnej długości fali lasera. Skala kolorystyczna każdego z rysunków została dobrana tak, aby obejmować wszystkie wartości uzyskane w trakcie pomiaru (najniższa wartość - granatowy, najwyższa - jasnożółty)



Rysunek 2.32: Główne składowe otrzymane za pomocą analizy głównych składowych skanów hiperspektralnych liścia. Główną składową, zaznaczoną kolorem niebieskim, przeskalowano tak, aby uwidocznili kształt kolejnych składowych. Pierwsza ze składowych odpowiada 99.3% zmierzonej wariancji. Pozostałe 3 składowe odpowiadają równomiernie za pozostałe 0.7% wariancji. Znaczne obniżenie sygnału mierzonego dla długości fali 4.3 μm widoczne na całym obszarze skany wynika ze znacznego pochłaniania światła podczerwonego przez dwutlenek węgla obecny w atmosferze. Fakt, że tak duża część wariancji może zostać wytłumaczona za pomocą zaledwie jednego wektora bazowego świadczy zarówno o wysokim SNR pomiaru, jak i o niewielkiej ilości informacji niesionej przez rozkład przestrzenny mierzonego widma.



Rysunek 2.33: Uśredniony spektralnie skan liścia z zaznaczonymi obszarami wyróżniającymi się pod względem widma. Na rysunku a) kolorem czerwonym zaznaczono drugą składową PCA o wkładzie do wariancji widma na poziomie 0.3%. Widoczne jest zwiększone występowanie obszarów w miejscach występowania wiązek przewodzących. Na rysunkach b) i c) zaznaczono obszary odpowiadające kolejnym składowym o znikomym wpływie na wariancję.

nych (autor przygotował również detektory oraz optykę niezbędną do wykonania pomiarów w zakresie 1.55-3 μm oraz 7-12 μm oraz testy rozdzielczości urządzenia za pomocą odbiciowego testu rozdzielczości typu USAF. Dodatkowo zaplanowane i częściowo zrealizowane zostały testy polegające na wykrywaniu drobin mikroplastiku wewnątrz wiązek przewodzących roślin, oraz wrywanie mikroskopijnych ilości substancji chemicznych na powierzchni ubrań. Niestety prace nad urządzeniem zatrzymane zostały ze względu na uszkodzenie elementu skanera galwanicznego, którego przedłużająca się naprawa uniemożliwiła zawarcie tych wyników w niniejszej pracy. Również porównanie jakości otrzymanych wyników z innymi technologiami, na przykład z obrazowaniem za pomocą spektrofotometru Fouriera lub ramanowskiego wymaga dalszej pracy, do której uzyskane dotychczas wyniki dają dobrą podstawę.

2.4.5 Podsumowanie

Opisane testy układu pozwoliły potwierdzić duży potencjał metody obrazowania opartej na skanowaniu jednopikselowym z wykorzystaniem OPO. Potwierdzono wysoki stosunek sygnału do szumu możliwy do osiągnięcia w trakcie krótkiego czasu akwizycji, oraz wysoką rozdzielczość przestrzenną uzyskanych wyników.

W związku z tym, że SNR pomiaru światła przez detektor wynosił około 1500 (bez uwzględnienia szumu związanego z metodą rekonstrukcji i drganiem układu) można założyć, że rozbudowa układu o elementy pozwalające na pomiar o wyższej rozdzielczości spektralnej (na przykład dodatkowy monochromator zawężającą widmo uzyskiwane za pomocą OPO) lub pomiar w konfiguracji mikroskopu konfokalnego (z dodatkową optyką i pinholem) byłaby możliwa i pozwalałaby w dalszym ciągu uzyskiwać dobry jakościowo obraz w podobnym czasie.

Pełne porównanie z komercyjnie dostępnymi układami pozwalającymi dokonywać podobnego obrazowania, czyli przede wszystkim ze spektrofotometrami obrazującymi Ramana, FTIR oraz układami wyposażonymi w monochromator i wysokiej rozdzielczości kamerę działającą w zakresie podczerwieni, wymaga znacznie większego nakładu pracy, ale pewne zalety przedstawionego układu można wymienić już teraz.

- Brak chłodzenia kriogenicznego - zastosowanie wysokiej jakości matrycy działającej w zakresie podczerwieni wymaga stosowania chłodzenia za pomocą ciekłego azotu lub chłodziarki Stirlinga. Oba te rozwiązania są wysoce niepraktyczne i wymagają stałego utrzymania. W przypadku omówionego podejścia użyty jest detektor chłodzony termoelektrycznie który nie wymaga serwisu. Opisana awaria zwierciadła galwanicznego nie powinna w żadnym stopniu zniechęcać czytelnika, warto wspomnieć, że użyte komponenty bezawaryjnie działały w kolejnych wersjach układu przez okres niemal 4 lat.
- Pomiar nieniszczący - w porównaniu z energiami stosowanymi w obrazowaniu Ramanowskim, zaproponowane rozwiązanie pozwala na użycie stosunkowo niskiej mocy światła i zdecydowanie ogranicza ryzyko zniszczenia próbki. Użyte promieniowanie nie wywołuje uszkodzeń skóry nawet przy długim oświetleniu, ani nie jest niebezpieczne dla dna oka ze względu na zakres długości fal.
- Kompatybilność z szybkimi, przestrajalnymi źródłami światła - w przypadku użycia kamer podczerwieni nie jest możliwa detekcja pojedynczych impulsów laserowych, po-

nieważ kamery oraz układy odczytu są zbyt wolne. Obecnie zauważyć można znaczny wzrost dostępności impulsowych przestrajanych laserów działających w zakresie podczerwieni oraz dynamiczne obniżanie się ich cen. W ostatnich latach pojawiły się również układy wykorzystujące zjawiska nieliniowe w celu wydajnej konwersji światła widzialnego na podczerwień z możliwością modulacji docelowej długości fali w obrębie pojedynczego chipu epitaksjalnego [58, 59]. Opisany przyrząd jest w zasadzie gotowy na użycie tego rodzaju źródeł światła, co pomogłoby zmniejszyć jego całkowitą cenę o rząd wielkości.

- Zmienne powiększenie i rozdzielczość, adaptacyjny obszar skanu - o ile zdolność rozdzielcza układu jest trwale związana z jakością wiązki laserowej oraz parametrami obiektu to rozdzielczość wykonywanego skanu może być w prosty sposób zmieniona za pomocą zmiany zakresu ruchu zwierciadeł oraz zmiany czasu akwizycji danych. Bez jakichkolwiek zmian w optyce układu można uzyskać obraz w rozdzielczości 100x100 pikseli w czasie krótszym niż sekunda lub wykonać pomiar z rozdzielczością rzędu 2000x2000 pikseli przy odpowiednio dłuższym czasie zbierania danych. Opisany układ może pozwolić również na pomiar z adaptatywnym oświetlaniem próbki, gdzie obszar skanowania zależy będzie od dotychczas zebranych danych lub obejmować będzie jedynie wskazane wcześniej przez użytkownika fragmenty próbki.

Rozdział 3

Obrazowanie kompresywne z użyciem modulatora DMD

3.1 DMD – Cyfrowy modulator lusterkowy

Cyfrowy modulator lusterkowy, powszechnie znany pod skrótem DMD (ang. *Digital Micro-mirror Device*), jest najważniejszym elementem techniki DLP (ang. *Digital Light Processing*), zapoczątkowanej przez firmę Texas Instruments. Urządzenie to znajduje szerokie zastosowanie w wyświetlaczach jako element odpowiedzialny za modulację przestrzenną światła. Każde z setek tysięcy mikroluster składających się na modulator posiada dwie stabilne pozycje (nazywane dalej *ON* i *OFF*), w których może być ustawiane za pomocą dedykowanego układu scalonego, z częstotliwością przekraczającą 20 kHz.

W większości rozwiązań wykorzystujących układ DMD do wyświetlania obrazu, układ optyczny jest zaprojektowany tak, aby jedna z pozycji zwierciadła odbijała światło w stronę obiektywu, tworząc na ekranie jasny piksel, a druga – w stronę osłony pochłaniającej światło, co skutkuje powstaniem piksela czarnego. Sekwencja obrazów binarnych, generowanych przy użyciu kilku naprzemiennie świecących źródeł światła o różnych długościach fali, pozwala na uzyskanie obrazu kolorowego.

Modulator DMD może być również wykorzystany jako element układu obrazującego. W takim przypadku światło trafiające ze sceny na modulator jest próbkowane za pomocą wyświetlanej na nim binarnej maski, a następnie kierowane na jeden lub więcej detektorów światła. Sygnał zmierzony przez detektor podczas wyświetlania sekwencji różnych masek próbkujących może następnie posłużyć do rekonstrukcji obrazu, choć proces ten zazwyczaj wymaga kosztownego obliczeniowo algorytmu. W porównaniu z obrazowaniem wykorzystującym skaner, opisanym w poprzednim rozdziale, modulator DMD wykazuje kilka zalet, lecz należy również uwzględnić pewne trudności i ograniczenia. Poniżej przedstawiono najważniejsze różnice pomiędzy układami skanującymi, oraz układami wykorzystującymi modulator DMD. Najistotniejsze punkty rozwinięte zostały w dalszej części rozdziału.

- Brak ruchomych elementów makroskopowych – modulator DMD nie zawiera dużych ruchomych części, co stanowi znaczną przewagę w wielu zastosowaniach.
- Niski pobór mocy - w porównaniu ze zwierciadłami skanującymi poruszanymi za pomocą elektromagnesu, pobór mocy modulatora DMD jest pomijalny.

- Dobór sposobu próbkowania - w przypadku zwierciadeł skanujących domyślnym sposobem próbkowania jest przemiatanie quasi-punktową plamką światła po powierzchni próbki. W przypadku modulatora DMD możliwe jest arbitralne dobranie masek próbkujących.
- Dyfrakcja - efekty dyfrakcyjne związane z rozmiarem zwierciadeł należy uwzględnić już na etapie projektowania układu. Mogą być one szczególnie istotne w zakresie podczerwieni.
- Częstotliwość próbkowania - możliwa jest akwizycja sygnału z częstotliwością rzędu 20 kHz. Aby osiągnąć częstotliwości rekonstrukcji porównywalne ze skanerami, konieczne jest wykorzystanie metod kompresji lub dodatkowych technik, takich jak aktywne oświetlanie sceny macierzą diod LED.
- Efektywność układu optycznego. W odróżnieniu od układu skanującego, w przypadku wykorzystania modulatora DMD konieczne jest zwykle użycie detektora o większej powierzchni w celu zapewnienia takiego samego pola widzenia. Z drugiej jednak strony właściwe dobranie funkcji próbkujących może zapewnić znaczną poprawę stosunku sygnału do szumu dzięki zastosowaniu przewagi multipleksji Felgetta.
- Koszt - najtańsze modulatory DMD można nabyć w cenie zaledwie kilkuset złotych. W przypadku badań podstawowych istotnym wyzwaniem staje się jednak skonstruowanie dedykowanego układu elektronicznego, pozwalającego na szybkie przesyłanie masek pomiarowych. Gotowe układy umożliwiające przesył i wyświetlanie długich sekwencji masek są kosztowne.
- Odporność - modulatory DMD muszą być chronione przed wilgocią. Dostępne na rynku urządzenia są wyposażone w hermetyczne obudowy, które jednak ograniczają sprawność układu w zakresie podczerwieni.

3.2 Pomiary właściwości optycznych modulatora DMD

Celem przeprowadzonych prac pomiarowych była ocena przydatności zastosowania modulatora typu DMD (ang. Digital Micromirror Device) do obrazowania w zakresie bliskiej (NIR) i średniej (MIR) podczerwieni. Choć skuteczność tego typu układów w zakresie promieniowania widzialnego została potwierdzona w licznych publikacjach, to w przypadku zakresu NIR–MIR pojawiają się dodatkowe zjawiska fizyczne, które mogą istotnie wpływać na jakość otrzymywanych obrazów. Jednocześnie literatura dotycząca zastosowania DMD w tym zakresie spektralnym jest ograniczona. [60, 61]

W szczególności, porównywalne z długością fali wymiary mikrolusterek mogą prowadzić do znaczącego obniżenia sprawności optycznej układu. Dodatkowo, obecność okna ochronnego w bezpośrednim sąsiedztwie modulatora może sprzyjać powstawaniu niepożądanych odbić oraz zjawisk interferencyjnych. Przeanalizowano również powtarzalność kąta odchylenia mikroluster, którego niestabilność może przyczyniać się do pogorszenia stosunku sygnału do szumu.

W badaniu wykorzystano modulator DLP7000 firmy Texas Instruments w połączeniu ze sterownikiem produkcji firmy Vialux, zoptymalizowanym pod kątem wysokiej prędkości modulacji. Choć bardziej odpowiednim wyborem byłby układ DLP650LNIR, zaprojektowany do pracy w zakresie 2000 nm, jego koszt przekraczał założenia budżetowe niniejszego projektu badawczego.

3.2.1 Pomiar transmitancji w zakresie podczerwieni

W celu porównania charakterystyki widmowej modulatora DMD w zakresie światła podczerwonego z danymi udostępnionymi przez producenta zdecydowano się na wykonanie pomiaru z wykorzystaniem spektrofotometru fourierowskiego. Na rysunku 3.1 przedstawiono wykres transmisji światła okien ochronnych dla układów DMD zoptymalizowanych na zakres widzialny oraz bliską podczerwień zgodnie z informacją podaną przez producenta układu [63]. Na rysunku 3.2 przedstawiono wynik pomiaru transmitancji układu zawierającego modulator DMD w konfiguracji, gdzie światło pada prostopadle do powierzchni przyrządu, a detektor usytuowany jest pod kątem 24 stopni od osi optycznej układu. Zmierzone widma porównano z widmami referencyjnym zmierzonym modulatora DMD detektorem. Schemat układu pomiarowego zaprezentowano na rysunku 3.3.

3.2.2 Dyfrakcja na zwierciadłach

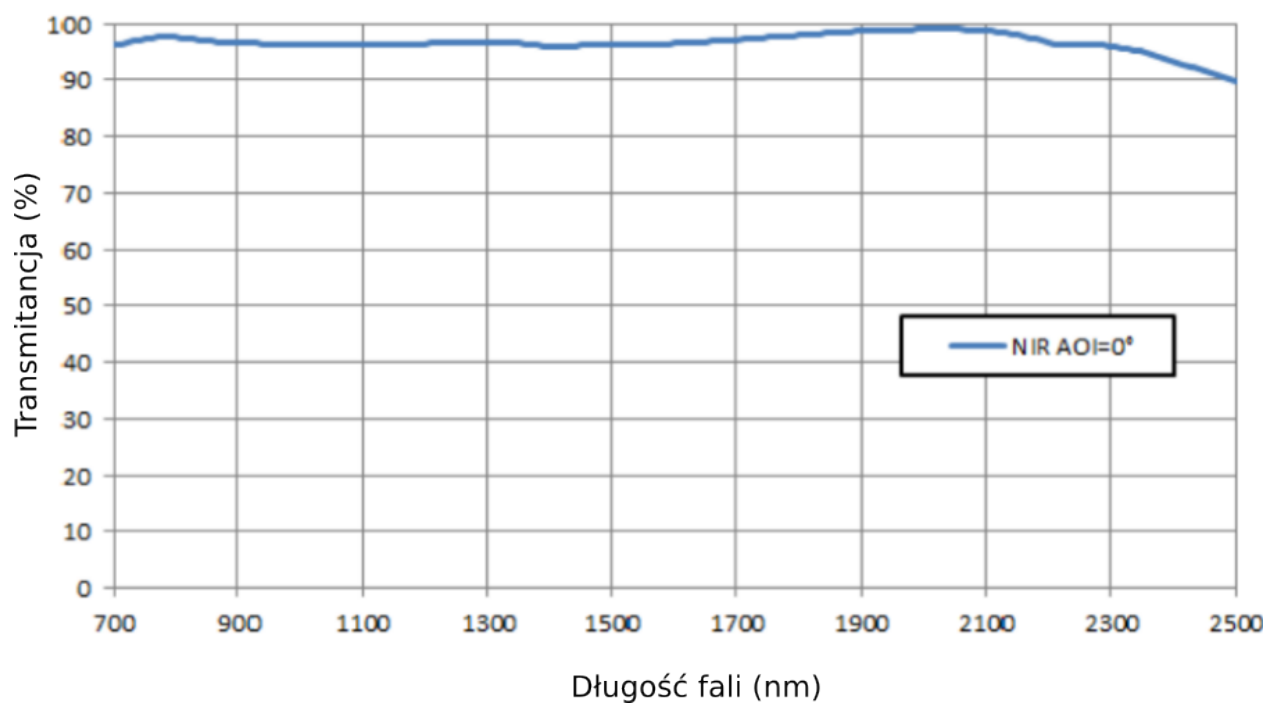
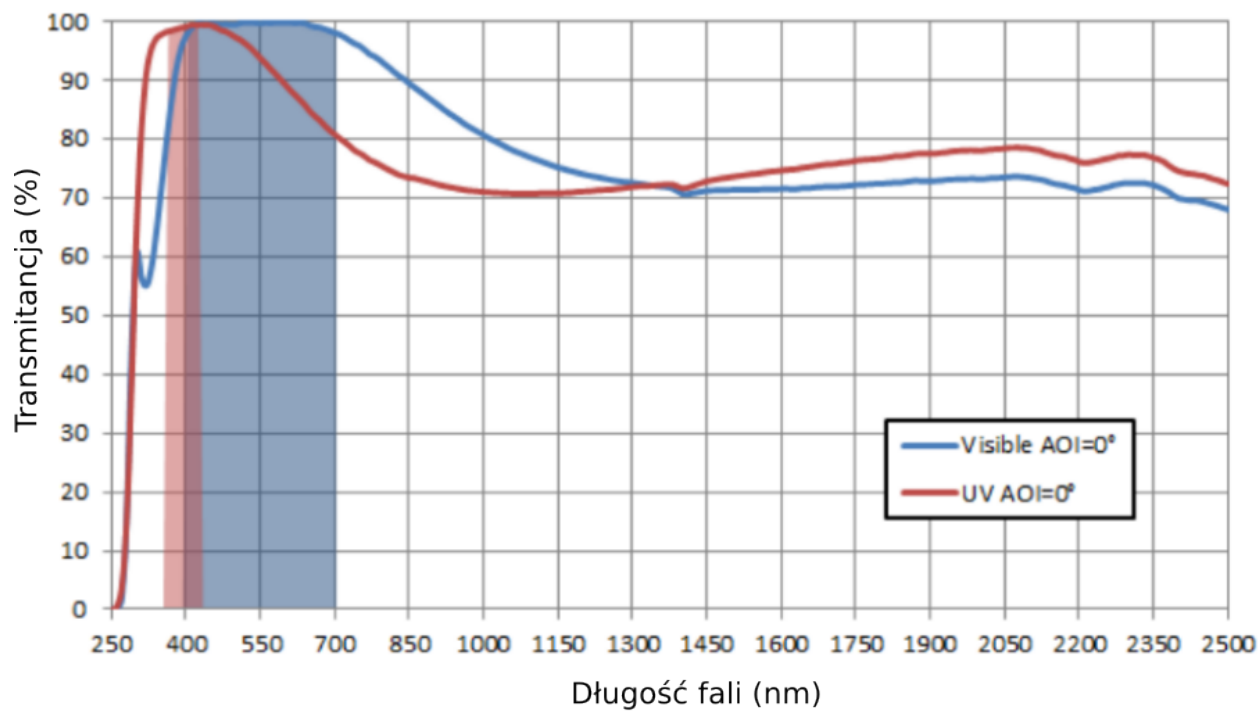
Powierzchnia modulatora DMD charakteryzuje się złożoną geometrią mikrostrukturalną. Każde mikrolusterko stanowi kwadratową płytkę aluminiową o boku rzędu kilkunastu mikrometrów, przy czym jego oś obrotu pokrywa się z jedną z przekątnych. W typowych konstrukcjach mikrolusterka rozmieszczone są na regularnej siatce kartezjańskiej, tworząc uporządkowane rzędy i kolumny. W niektórych wariantach technologicznych stosuje się jednak przesunięcie co drugiego rzędu o połowę szerokości mikrolusterka, co ma na celu kompensację efektów związanych z kątem nachylenia modulatora względem pozostałych elementów toru optycznego [65].

Charakterystyka kątowna dyfrakcji na skończonej kwadratowej siatce dyfrakcyjnej o boku a oraz dyfrakcji na pojedynczym zwierciadle ustawionym pod kątem do kierunku periodyczności może zostać opisana jako wynik działania dwóch zjawisk optycznych:

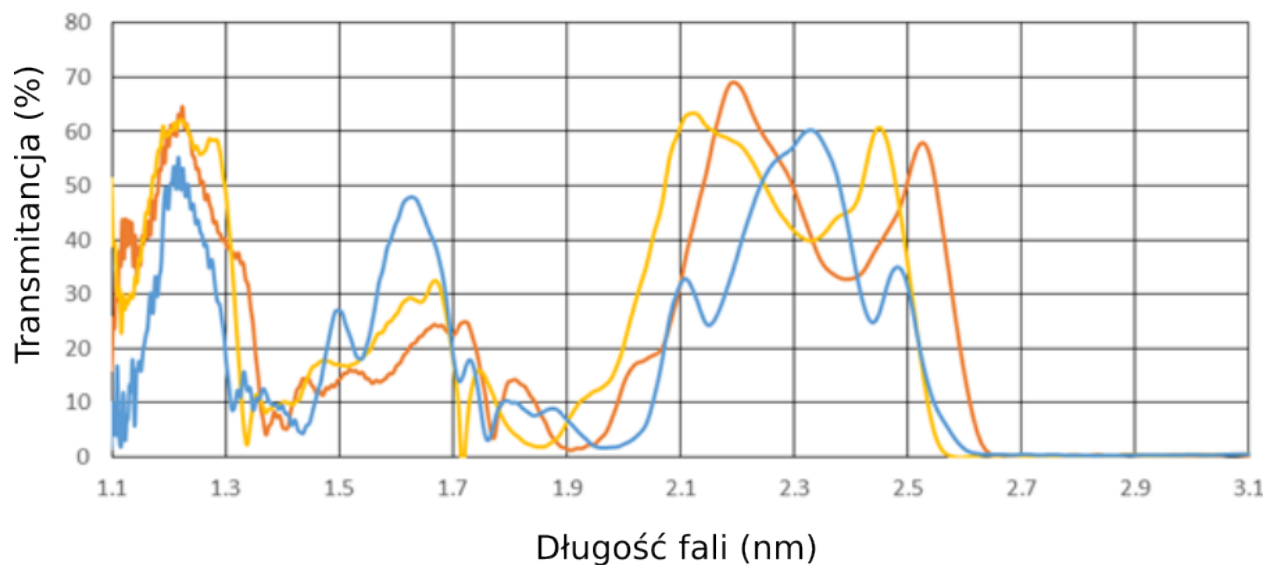
1. Dyfrakcji na dwuwymiarowej siatce dyfrakcyjnej o stałej sieci a równej odległości pomiędzy sąsiednimi zwierciadłami. Położenie maksimów prążków interferencyjnych w polu dalekim dla siatki kwadratowej można opisać równaniami (3.1) [66].

$$\begin{aligned} a \sin(\alpha_n) &= n\lambda, \\ a \sin(\beta_m) &= m\lambda, \end{aligned} \tag{3.1}$$

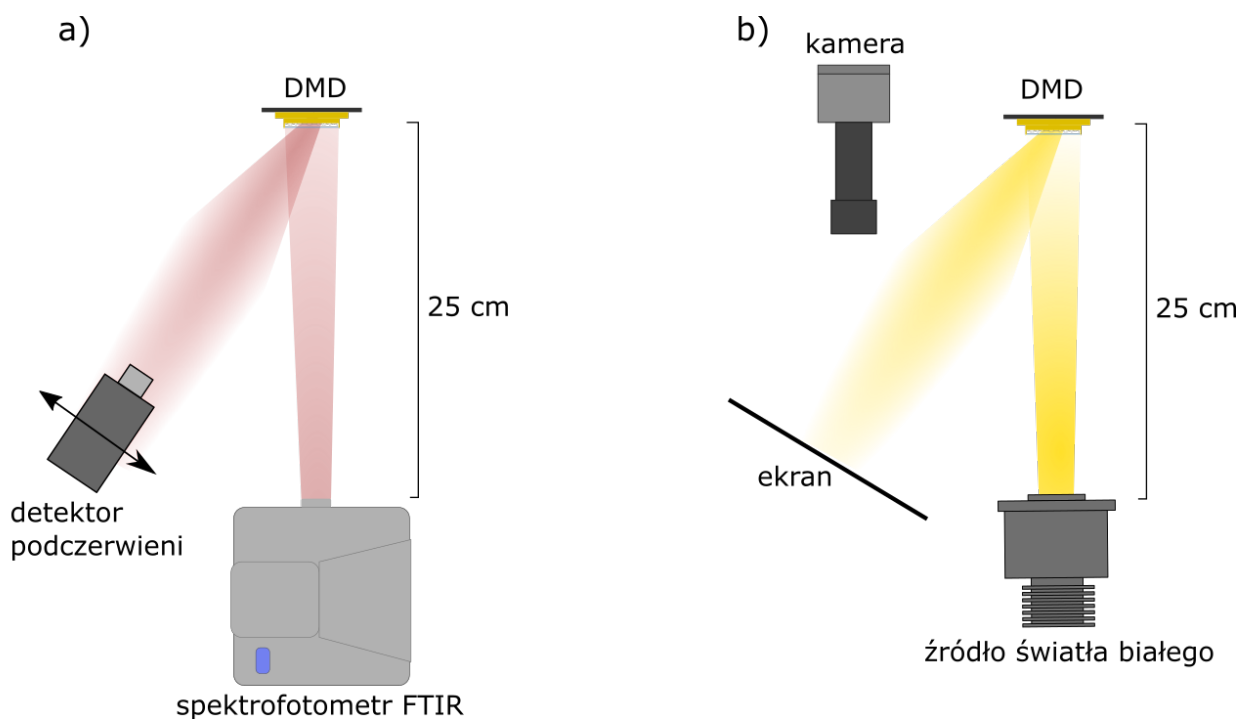
gdzie n i m są liczbami całkowitymi oznaczającymi rzędy ugięcia w odbiciu w kierunkach x i y , natomiast α_n oraz β_m oznaczają kąty dla tych rzędów ugięcia względem normalnej do powierzchni modulatora DMD.



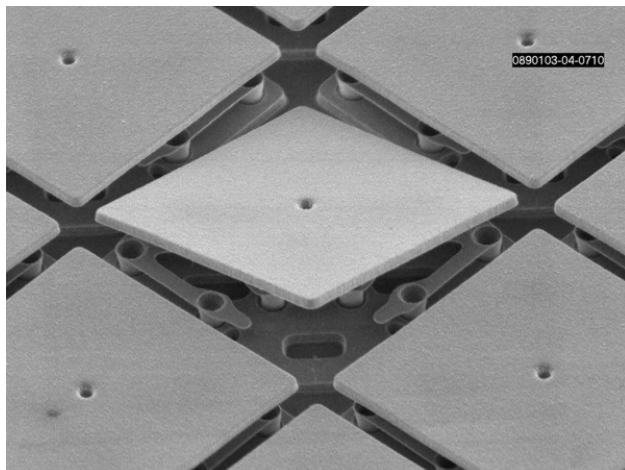
Rysunek 3.1: Transmitancja okna modulatora DMD dla wersji zoptymalizowanej dla działania w zakresie światła widzialnego, nadfioletowego oraz bliskiej podczerwieni. Charakterystyka ta nie uwzględnia strat spowodowanych odbiciem od mikrozwierciadeł, oraz strat wynikających z interferencji okien [62].



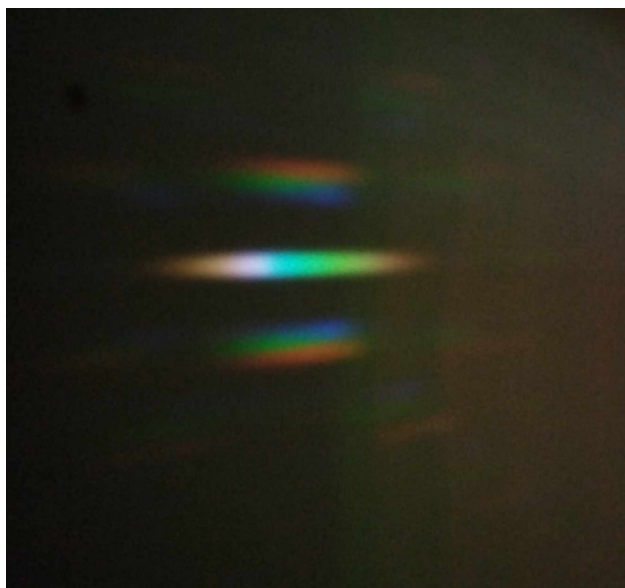
Rysunek 3.2: Reflektancja modulatora DMD zmierzona za pomocą spektrofotometru fourierowskiego. Niewielkie zmiany położenia detektora względem zwierciadła skupiającego oraz zwierciadła względem modulatora DMD miały istotny wpływ na uzyskane widmo. Trzema kolorami zaznaczono widma uzyskane dla trzech pozycji detektora względem modulatora DMD.



Rysunek 3.3: a) Pomiar reflektancji modulatora DMD za pomocą spektrofotometru fourierowskiego (Perkin Elmer Frontier) oraz fotonowego detektora podczerwieni o powierzchni 1 mm. (Vigo Photonics PVI-4TE-6). b) Pomiar powtarzalności kątowej pozycji mikrozwierciadeł oraz obrazu interferencyjnego powstałego na powierzchni modulatora.



Rysunek 3.4: Powierzchnia modulatora DMD. Zdjęcie wykonane techniką mikroskopii elektronowej [64]. Zwierciadło na środku obrazu znajduje się w jednej z dwóch stabilnych pozycji. Pozostałe zwierciadła pozostają w pozycji spoczynkowej.



Rysunek 3.5: Zdjęcie obrazu interferencyjnego powstałego po oświetleniu modulatora DMD wiązką światła białego o rozbieżności około 3 stopni. Widoczne jest rozciągnięcie widmowe w obu osiach.

2. Dyfrakcji na kwadratowych szczelinach o boku a obróconych o 12 stopni względem osi optycznej, które w polu dalekim można w przybliżeniu opisać wzorem (3.2).

$$U(\theta_x, \theta_y) = \frac{a^2}{\lambda_z} \text{sinc}\left[\frac{a}{\lambda} \sin(\theta_x - \gamma)\right] \cdot \text{sinc}\left[\frac{a}{\lambda} \sin(\theta_y - \gamma)\right], \quad (3.2)$$

gdzie funkcja $\text{sinc}(x) = \frac{\sin(\pi x)}{\pi x}$, współczynnik a odpowiada odległości pomiędzy kolejnymi zwierciadłami natomiast parametr γ zależny jest od kąta ustawienia zwierciadeł zgodnie ze wzorem (3.3).

$$\gamma = \arcsin(\sin(2\alpha)/\sqrt{2}) \approx 16.7^\circ. \quad (3.3)$$

Spodziewany obraz interferencyjny charakteryzuje się jednym dominującym kierunkiem propagacji światła odbitego, w którym obserwowana jest najwyższa gęstość mocy optycznej. Zjawisko to wynika z konstrukcji oraz pochylenia mikrolusterek — typowo ustawionych pod kątem około 12° względem osi optycznej. Dodatkowo w obrazie występują maksima dyfrakcyjne, będące rezultatem ugięcia światła na dwuwymiarowej siatce utworzonej przez regularny układ mikrolusterek. Podobnie jak w przypadku siatek dyfrakcyjnych typu „blazed” (ang. *blazed diffraction grating*), największe natężenie światła nie przypada na zerowy rząd ugięcia, lecz na jeden z rzędów wyższych, na przykład (5,0).

W przypadku szerokopasmowego źródła światła należy spodziewać się nakładania się kolejnych rzędów dyfrakcyjnych, a także wyraźnej asymetrii natężenia i rozmycia prążków wzdłuż jednej z osi — związanej z kierunkiem silniejszej dyfrakcji [60, 61]. W celu weryfikacji opisanego modelu przeprowadzono eksperyment: modulator DMD został oświetlony światłem białym (LED) o niskiej rozbieżności wiązki. W centralnym obszarze modulatora (100×100 mikrolusterek) mikrolusterka zostały ustawione w pozycję „ON”, podczas gdy pozostałe pozostawiono w pozycji *OFF*. W odległości około 25 cm od modulatora umieszczono ekran, na którym rejestrowano obraz dla długiego czasu ekspozycji (kilka sekund).

Obraz uzyskany eksperymentalnie przedstawiono na rysunku 3.5. Uzyskany rozkład natężenia światła jest zgodny z przewidywaniami modelu teoretycznego. Centralny, najjaśniejszy prążek interferencyjny zlokalizowany jest w kierunku odpowiadającym odchyleniu o 24° od osi optycznej, co potwierdza dominujący udział nachylenia mikrolusterek w rozkładzie kątowym. Ponadto obserwowane są dodatkowe rzędy dyfrakcyjne: w jednej z osi widoczne jest silne i asymetryczne rozciągnięcie spektralne (najprawdopodobniej odpowiadające rzędom 4 lub 5, natomiast w drugiej, dyfrakcja jest słabsza i bardziej symetryczna (rzędy -1,0,1).

3.2.3 Powtarzalność kątowa ustawienia mikroluster

Za pomocą układu pomiarowego przedstawionego na rysunku 3.3 przeprowadzono pomiar powtarzalności kątowego ustawienia mikrolusterek w modulatorze DMD. W celu minimalizacji wpływu zjawisk dyfrakcyjnych na dokładność pomiaru, źródło światła białego zastąpiono laserem o długości fali 532 nm. Pomiar polegał na rejestrowaniu przesunięcia położenia plamki laserowej w rzędzie ugięcia charakteryzującym się najwyższą intensywnością.

W przypadku sekwencji masek, w których mikrolusterka były cyklicznie przełączane pomiędzy stanami *ON* i *OFF*, nie zaobserwowano istotnych odchyłeń kąta odbicia światła pomiędzy kolejnymi stanami *ON*. Natomiast w trakcie testów z zastosowaniem sekwencji obrazów o schemacie *ON, ON, ON, ON, OFF*, zaobserwowano interesujące zjawisko: średni kąt

odbicia światła dla ostatniej maski *ON* różnił się zauważalnie od pozostałych - odchylenie wynosiło około $1.5 \pm 0.5^\circ$.

Zjawisko to zostało potwierdzone również na drugim egzemplarzu tego samego modelu modulatora DMD, co sugeruje, że nie jest ono związane z defektem konkretnego urządzenia. Najbardziej prawdopodobnym wyjaśnieniem obserwowanego efektu jest proces przygotowania układu DMD do przełączenia stanu mikrolusterek, który prawdopodobnie może wpływać na ich pozycję kątową.

3.2.4 Podsumowanie

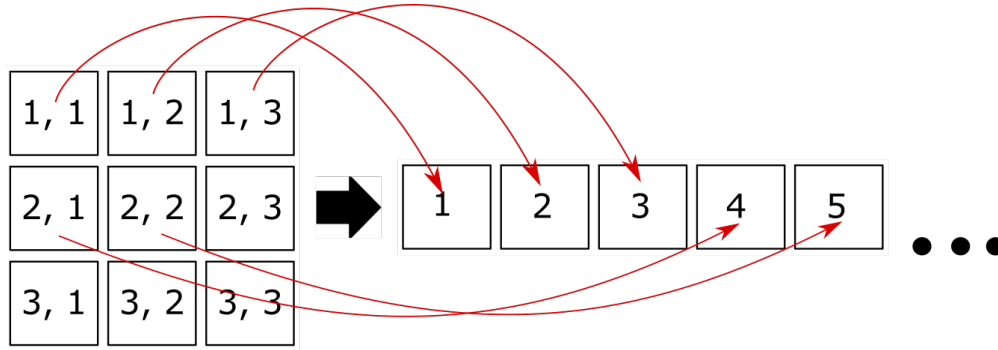
Przedstawione wyniki pomiarów transmisji mają charakter niejednoznaczny z punktu widzenia projektowania hiperspektralnego układu obrazującego. Z jednej strony, dla wybranych długości fali uzyskano transmisję na poziomie bliskim 50%, co - biorąc pod uwagę straty dyfrakcyjne oraz niedoskonałości związane z nieoptymalnym doбором okna ochronnego - należy uznać za rezultat satysfakcjonujący. Wynik ten dowodzi, że realizacja układu obrazującego działającego w zakresie średniej podczerwieni (MIR) jest technicznie wykonalna. Z drugiej strony, istotna zmienność widmowa transmisji układu może znacząco utrudniać konstrukcję stabilnego i precyzyjnego systemu hiperspektralnego.

W toku eksperymentów prowadzonych z użyciem modulatora DMD zaobserwowano również szereg nieoczekiwanych zjawisk wymagających dalszych badań. W szczególności, silna zależność zarejestrowanego widma od położenia detektora jest trudna do wytłumaczenia wyłącznie na podstawie zjawisk dyfrakcyjnych. Wskazuje to na możliwy udział interferencji generowanych przez odbicia na krawędziach okna ochronnego oraz pomiędzy oknem a powierzchnią układu. Dla poprawy charakterystyk transmisyjnych wskazane jest zastosowanie okna wykonanego z materiału o niskim współczynniku absorpcji i odbicia w pełnym zakresie średniej podczerwieni [67, 68]. Warto jednak zauważyć, że – jak wykazano w pracy [69] – nawet po całkowitym usunięciu okna, widmo reflektancji w zakresie $1\text{--}2.5\text{ }\mu\text{m}$ nie wykazuje idealnej płaskości i pozostaje w pewnym stopniu zależne od kąta obserwacji. Efekt ten, choć osłabiony, nadal wpływa na jednorodność rejestrowanego sygnału.

Dodatkowo, niewielkie zmiany kąta położenia mikrolusterek w zależności od zastosowanej sekwencji masek mogą wpływać na wydajność układu optycznego, a w konsekwencji – na dokładność pomiaru i jakość rekonstrukcji obrazu. W celu ograniczenia tego zjawiska zastosowano dwie strategie:

- Zastosowanie optyki o większej jasności niż teoretycznie wymagana. Dzięki temu niewielka zmiana kąta zwierciadeł nie ma wpływu na ilość światła docierającą do detektora.
- Ustawienie detektora względem soczewki w taki sposób, aby przy zastosowaniu sekwencji *ON*, *ON*, *ON*, *OFF* dla wszystkich zwierciadeł sygnał detektora w trakcie 3 pierwszych części sekwencji był identyczny. W praktyce wymaga to ustawienia detektora względem soczewki z dokładnością około $100\text{ }\mu\text{m}$ względem zwierciadła skupiającego. Co więcej zwykle nie jest to pozycja w której osiągany jest maksymalny sygnał. Użycie tego rodzaju dodatkowej kalibracji było niezbędne dla większości z pomiarów w dalszej części rozdziału.

Podsumowując, zastosowany przez autora układ umożliwia realizację obrazowania w zakresie bliskiej podczerwieni ($1\text{--}2.6\text{ }\mu\text{m}$). Niemniej jednak, pełne obrazowanie hiperspektralne



Rysunek 3.6: Zapis obrazu w formie wektora. Taka reprezentacja pozwala uprościć zapis operacji liniowych na obrazie.

w tym zakresie spektralnym może okazać się bardzo trudne, a w niektórych przypadkach wręcz niemożliwe bez modyfikacji okna ochronnego modulatora DMD. W związku z powyższym, w dalszej części rozdziału skoncentrowano się na opracowaniu efektywnych algorytmów akwizycji oraz rekonstrukcji obrazów, ograniczając się do jednego lub dwóch kanałów spektralnych – w zakresie widzialnym bądź łączącym zakresy widzialny i podczerwony.

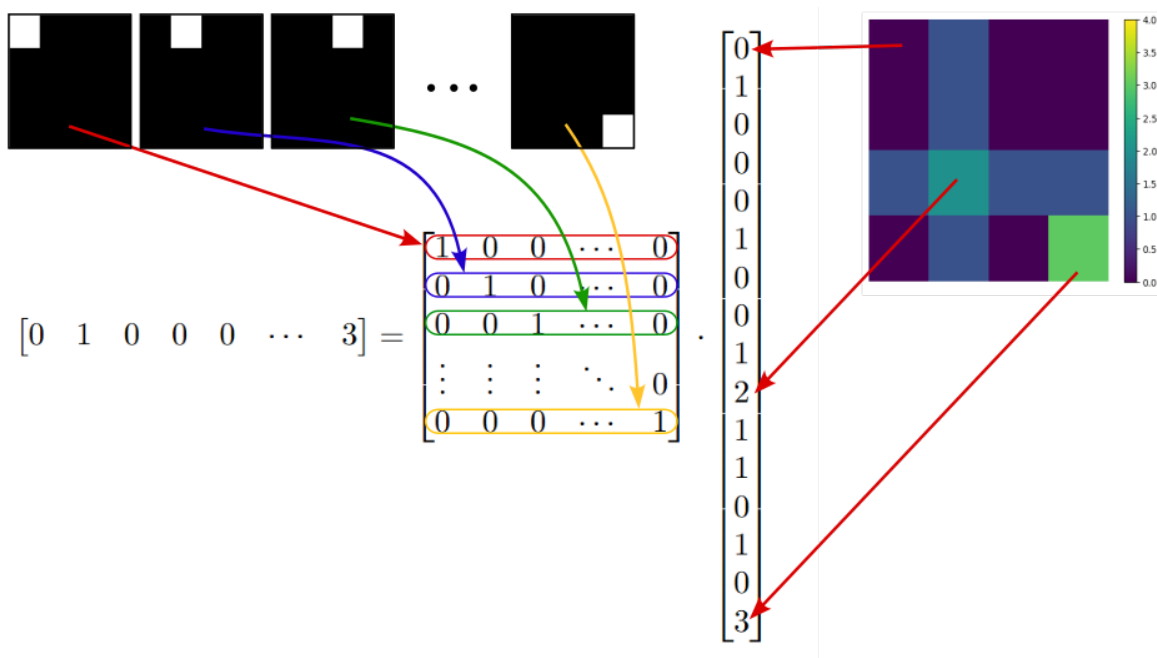
3.3 Obrazowanie pośrednie

Działanie wszystkich układów obrazujących opisanych w poprzednim rozdziale opiera się na stosunkowo prostym schemacie akwizycji. Skoncentrowana wiązka promieniowania laserowego, traktowana w algorytmie rekonstrukcji jako źródło punktowe, skanuje powierzchnię próbki. Układ odczytowy umożliwia rejestrację zarówno położenia plamki (wyznaczanego na podstawie pozycji skanera), jak i mocy odbitego promieniowania. Choć rekonstrukcja obrazu może wymagać dodatkowych operacji korekcyjnych – mających na celu kompensację wad układu optycznego – jej podstawowa struktura pozostaje niezmienna: wartość piksela obliczana jest na podstawie kilku najbliższych przestrzennie punktów pomiarowych. Głównymi źródłami szumu w takim systemie są zakłócenia generowane przez detektor oraz źródło światła, a w dalszej kolejności – niedoskonałości mechaniczne i drgania komponentów układu optycznego.

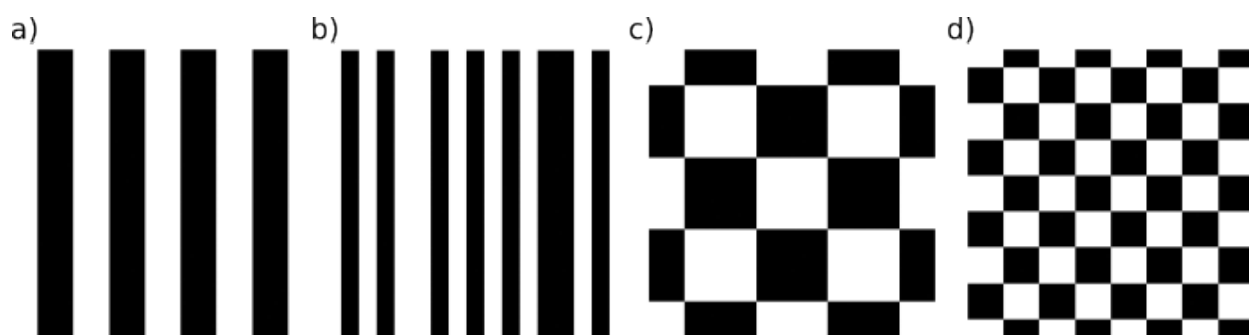
Alternatywne podejście, znacząco różniące się pod względem metody rekonstrukcji, stanowi obrazowanie kompresyjne (ang. compressive imaging) oparte na pomiarze pośrednim z wykorzystaniem multipleksji. Inaczej niż w przypadku skanowania, każdy pojedynczy pomiar dostarcza informacji o całkowitej intensywności światła pochodzącego z wielu obszarów próbki jednocześnie. W celu formalizacji tego podejścia wprowadźmy następującą notację: obraz mierzony oznaczmy jako $\mathbf{x}$ natomiast obraz rekonstruowany – jako $\tilde{\mathbf{x}}$, przy czym oba te obrazy zapisane będą w postaci wektorowej, zgodnie z ilustracją przedstawioną na rysunku 3.6.

Informację o tym, które fragmenty obrazu wpływają na dany pomiar, opisuje tzw. maska pomiarowa. Zbiór takich masek tworzy macierz pomiarową $\mathbf{M}$, której każdy rząd odpowiada jednej masce w postaci wektorowej. Równanie pomiarowe można wówczas zapisać w postaci:

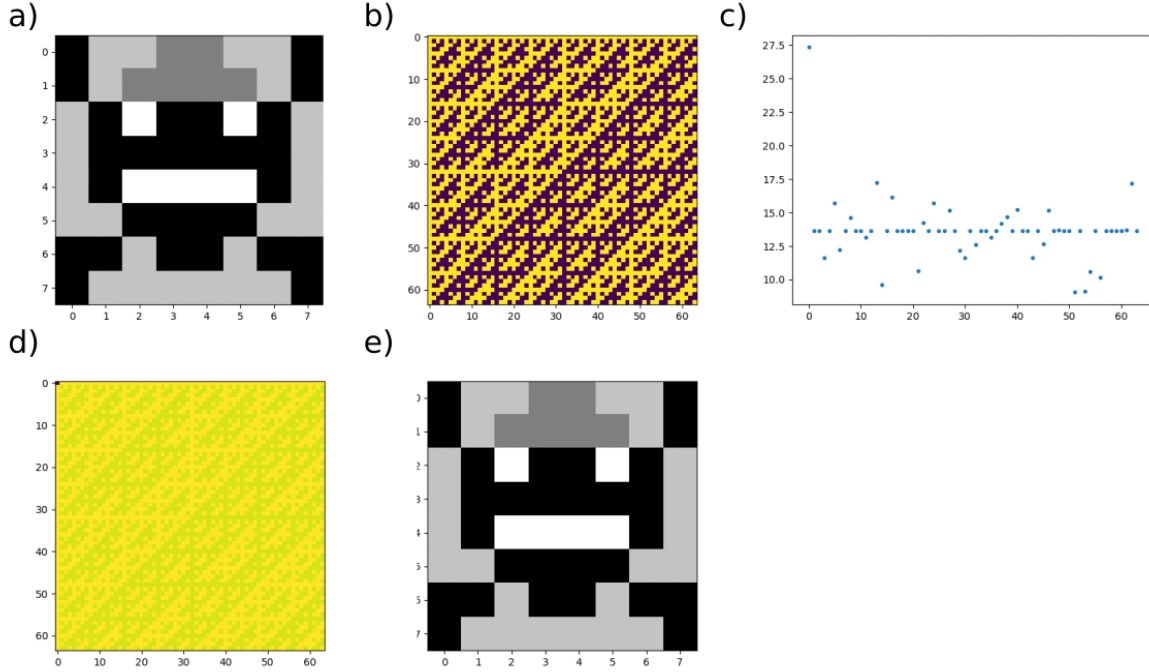
$$\mathbf{y} = \mathbf{M} \cdot (\mathbf{x} + \mathbf{n}_s) + \mathbf{n}_d, \quad (3.4)$$



Rysunek 3.7: Zwektoryzowany obraz testowy o wymiarze 4x4 piksele zostaje zmierzony za pomocą macierzy pomiaru M , której każda z kolumn odpowiada masce wyświetlanej na modulatorze światła. Pomiar piksel po pikselu odpowiada w tej notacji jednostkowej macierzy pomiaru $M = I$, ewentualnie macierzy jednostkowej w której dokonano permutacji kolumn.



Rysunek 3.8: Na obrazkach od a) do d) przedstawiono kolejno 3, 13, 50 i 102 funkcję próbkującą utworzoną za pomocą transformaty Walsh-Hadamarda.



Rysunek 3.9: a) oryginalny obrazek o rozmiarze 8x8 pikseli, b) macierz pomiarowa $\mathbf{M}$ - nieujemna macierz Hadamarda o rozmiarze 64x64, c) wynik pomiaru, d) macierz rekonstrukcji $\mathbf{P}$ - odwrócona macierz Hadamarda, e) zrekonstruowany obrazek. Dla większej czytelności wartości macierzy $\mathbf{M}$ i $\mathbf{P}$ oznaczono kolorami

gdzie $\mathbf{n}_s$ i $\mathbf{n}_d$ odpowiadają odpowiednio szumowi pochodzącemu z mierzonego obrazu oraz z detektora, a symbol $\cdot$ oznacza mnożenie macierzowe. Równanie pomiaru zwizualizowane zostało na rysunku 3.7.

Zagadnienie odtworzenia oryginalnego obrazu na podstawie wektora pomiaru $\mathbf{y}$ rzadko kiedy jest operacją trywialną. W najprostszym możliwym przypadku macierz pomiaru tworzy bazę, co znaczy, że funkcji próbkujących jest tyle, ile mierzonych pikseli w obrazie oraz że maski-wektory próbkujące są liniowo niezależne. Dla macierzy rekonstrukcji $\mathbf{P}$ takiej że $\mathbf{P} = \mathbf{M}^{-1}$ otrzymujemy:

$$\tilde{\mathbf{x}} = \mathbf{P} \cdot \mathbf{y}. \quad (3.5)$$

W sytuacji, w której pominiemy szum pomiaru, otrzymujemy:

$$\tilde{\mathbf{x}} = \mathbf{x}. \quad (3.6)$$

Jednym z najczęściej stosowanych w literaturze zbiorów masek pomiarowych są funkcje odpowiadające dyskretnej transformacji Hadamarda [70, 71, 72]. Funkcje te, przyjmujące jedynie wartości -1 oraz 1 są szczególnie dobrze przystosowane do zastosowania z modulatorem DMD, który umożliwia szybkie i precyzyjne wyświetlanie masek binarnych. Jak omówiono szczegółowo w dalszej części rozdziału maksymalna prędkość pracy modulatora osiągalna jest wyłącznie dla masek o wartościach binarnych.

Aby zarejestrować obraz o rozdzielczości $n \times n$ pikseli z wykorzystaniem pełnej bazy Hadamarda, należy użyć n^2 funkcji bazowych, co odpowiada macierzy pomiarowej o całkowitej liczbie elementów równej n^4 .

Z uwagi na fakt, że konstrukcja macierzy Hadamarda jest możliwa jedynie dla niektórych wartości n w tym wszystkich potęg liczby 2, zdecydowano się korzystać z rozdzielczości 64×64 , 128×128 oraz 256×256 .

Przykładowe maski pomiarowe uzyskane na podstawie transformaty Hadamarda przedstawiono na rysunku 3.8 (Przyjęto że $n = 7$ czyli pełna baza Hadamarda zawiera 2^{14} elementów z pośród których zaprezentowano wybrane). Na rysunku 3.9 zobrazowano proces pomiarowy z użyciem masek Hadamarda oraz wynik rekonstrukcji.

Jednym z kluczowych czynników warunkujących skuteczność obrazowania kompresyjnego jest poziom szumu pomiarowego. W niniejszym rozdziale skoncentrowano się na wykazaniu, że możliwe jest uzyskanie obrazu o wysokiej rozdzielczości oraz korzystnym stosunku sygnału do szumu (SNR), przy wykorzystaniu modulatora DMD w zakresie promieniowania podczerwonego, przy zachowaniu możliwie krótkiego czasu akwizycji oraz rekonstrukcji. Szczegółowe porównanie różnych metod pomiarowych – w tym klasycznego obrazowania za pomocą kamery, skanowania z wykorzystaniem zwierciadeł, pomiaru z użyciem DMD oraz wpływu różnych źródeł szumu – przedstawiono w kolejnym rozdziale.

3.4 Obrazowanie w zakresie podczerwieni z wykorzystaniem modulatora DMD

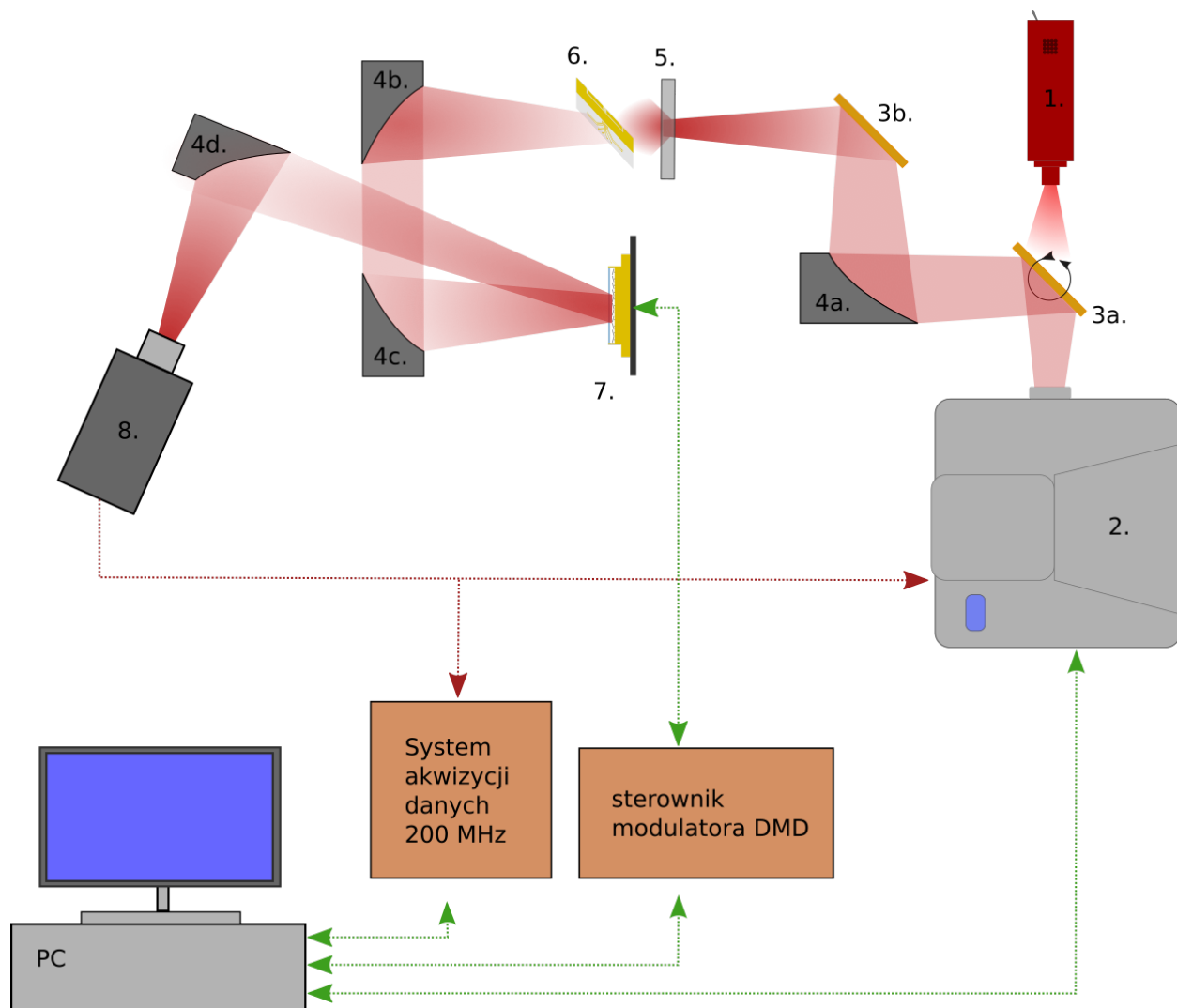
3.4.1 Motywacja

Opisany eksperyment przeprowadzono w celu określenia maksymalnej rozdzielczości osiągalnej za pomocą skanowania realizowanego z wykorzystaniem modulatora DMD w zakresie podczerwieni. Zweryfikowano również, czy pomiar pośredni bazujący na maskach Hadamarda pozwala na poprawę stosunku sygnału do szumu w porównaniu do klasycznego pomiaru piksel po pikselu, przeprowadzonego w tym samym czasie i z użyciem tego samego detektora oraz modulatora DMD.

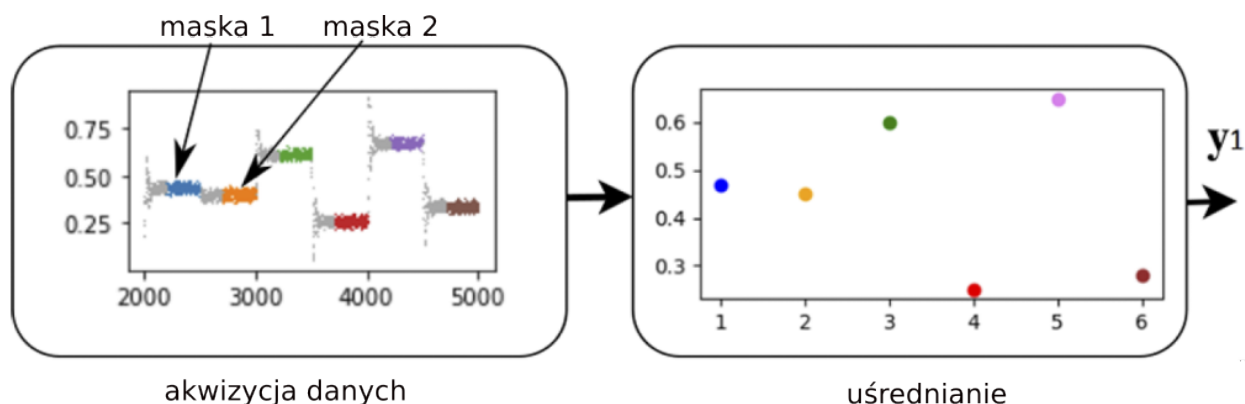
3.4.2 Układ optyczny i układ odczytu

W celu zweryfikowania możliwości zastosowania modulatorów typu DMD do obrazowania w zakresie podczerwieni skonstruowano układ pomiarowy, którego schemat przedstawiono na rysunku 3.10. Układ składał się z oświetlacza — lampy halogenowej, obiektywu odbiciowego, modulatora DMD oraz detektora podczerwieni operującego w zakresie długości fal 1000–5000 nm. Ze względu na obserwowane istotne zniekształcenia obrazu oraz utratę ostrości poza obszarem o promieniu równym 2 mm od środka modulatora, zdecydowano się ograniczyć obszar aktywny do środkowej części DMD o wymiarach 256×256 mikrozwierciadeł, pozostawiając pozostałe w stanie *OFF*.

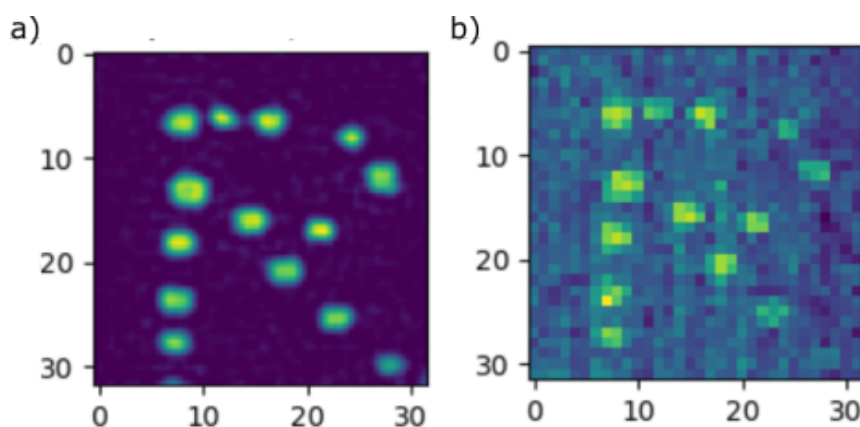
Pełny zestaw masek pomiarowych został uprzednio załadowany do pamięci modulatora, co umożliwiło wykorzystanie maksymalnej prędkości wyświetlania wynoszącej 20 kHz (czyli 50 μ s na maskę). Po każdej komendzie zmiany maski występował krótkotrwały okres stabilizacji pozycji mikrozwierciadeł, eksperymentalnie określony na około 20 μ s. Pozostały czas, od około 20 do 48 μ s po przełączeniu maski, przeznaczano na uśrednianie sygnału z detektora realizowane przez kartę akwizycji danych. Schemat czasowy akwizycji zaprezentowano na



Rysunek 3.10: Mikroskopia transmisyjna w zakresie podczerwieni z wykorzystaniem modulatora DMD. Światło pochodzące z lampy halogenowej (1) lub spektrofotometru fourierowskiego (2) jest przekierowywane i skupiane za pomocą serii płaskich lusterek (3a i 3b) i zwierciadeł parabolicznych (4a) na płytce rozpraszającej wykonanej z fluorku baru (5) zapewniając jednorodne oświetlenie próbki (6). Próbka jest następnie obrazowana za pomocą układu dwóch zwierciadeł parabolicznych (4b i 4c) na powierzchni modulatora DMD (7). Światło odbite od mikrozwierciadeł ustawionych w pozycji *ON* jest skupiane na detektorze światła podczerwonego (7) za pomocą kolejnego zwierciadła parabolicznego (4d). W przypadku konfiguracji ze spektrofotometrem, sygnał z detektora jest analizowany za pomocą układu elektronicznego wbudowanego w spektrofotometr. W przypadku konfiguracji z lampą halogenową sygnał z detektora trafia bezpośrednio do oscyloskopu cyfrowego.



Rysunek 3.11: Akwizycja danych o obrazie za pomocą detektora jednopikselowego, modulatora DMD oraz karty akwizycji danych. Dane dające wkład do obliczeń wektora pomiaru y zostały oznaczone kolorami. Wektor pomiaru y został oznaczony indeksem 1 aby podkreślić możliwość akwizycji z użyciem wielu detektorów jednocześnie.



Rysunek 3.12: Rozkład przestrzenny transmisji światła podczerwonego (1000-3000 nm) przez perforowaną folię metalową. Wynik uzyskany za pomocą dwóch różnych metod zbierania danych o obrazie. a) pomiar za pomocą masek Hadamarda, b) skan piksel po pikselu. Obraz zrekonstruowany z pomiaru pośredniego charakteryzuje się znacznie lepszym stosunkiem sygnału do szumu przy identycznym czasie akwizycji.

rysunku 3.11. Całkowity czas pomiaru wynosił 3.3 s. W przypadku krótszych sekwencji typowych dla niższych rozdzielczości pomiary były powtarzane wielokrotnie, a kolejne odczyty sygnału dla każdej maski uśredniano w celu poprawy stosunku sygnału do szumu.

3.4.3 Wyniki doświadczeń

Pierwszy pomiar polegał na porównaniu jakości rekonstrukcji obrazu uzyskanej za pomocą dwóch metod: zastosowania masek Hadamarda oraz klasycznego skanowania piksel po pikselu, gdzie w danym momencie światło kierowane było tylko przez jeden piksel do detektora. Oba pomiary przeprowadzono w jednakowych warunkach oświetleniowych oraz takim samym czasie akwizycji. Wyniki rekonstrukcji przedstawiono na rysunku 3.12.

Niska jakość obrazu uzyskanego metodą piksel po pikselu wynika z bardzo niskiego udziału sygnału pochodzącego z pojedynczego piksela, stanowiącego jedynie $\frac{1}{64^2}$ całkowitej mocy sygnału, co skutkuje jego niemal całkowitym przykryciem przez szum detektora. Natomiast

pomiar z wykorzystaniem masek Hadamarda charakteryzował się znacząco niższym poziomem szumu, ponieważ każdorazowo rejestrowany był sygnał pochodzący z około połowy dostępnych pikseli.

Jak zostanie pokazane w kolejnym rozdziale, w przypadku gdy poziom szumu jest niezależny od natężenia sygnału, zastosowanie multipleksji (pomiar sygnału zbiorczego z wielu pikseli jednocześnie) może zwiększyć stosunek sygnału do szumu (SNR) nawet o czynnik $\sqrt{n}$, gdzie n oznacza liczbę rekonstruowanych pikseli. Porównanie wyników pomiarów wykonanych metodą bezpośrednią (piksel po pikselu) oraz pośrednią (maski Hadamarda) przedstawiono na rysunku 3.12.

Kolejny eksperyment polegał na wykonaniu serii pomiarów oraz rekonstrukcji obrazu transmisyjnego o wymiarach 4×4 mm. Jako próbki wykorzystano płytki szafrowe zawierające wzory o niskiej transmisji, uzyskane w procesie fotolitografii. Niezależnie od wybranej rozdzielczości końcowy czas akwizycji danych wynosił 3.3 s. Do pomiarów zastosowano pełną bazę funkcji Hadamarda o wymiarze odpowiadającym liczbie rekonstruowanych pikseli. Akwizycję danych oraz rekonstrukcję przeprowadzono dla rozdzielczości 32×32 , 64×64 , 128×128 oraz 256×256 . Ze względu na ograniczoną pojemność pamięci modulatora DMD, uniemożliwiającą jednoczesne przechowywanie wszystkich masek potrzebnych do pomiaru przy rozdzielczości 256×256 , pomiar ten został podzielony na cztery etapy, każdy trwający 0.825 s i obejmujący 16 284 maski pomiarowe. Dane z poszczególnych etapów zostały następnie scalone podczas dalszej analizy.

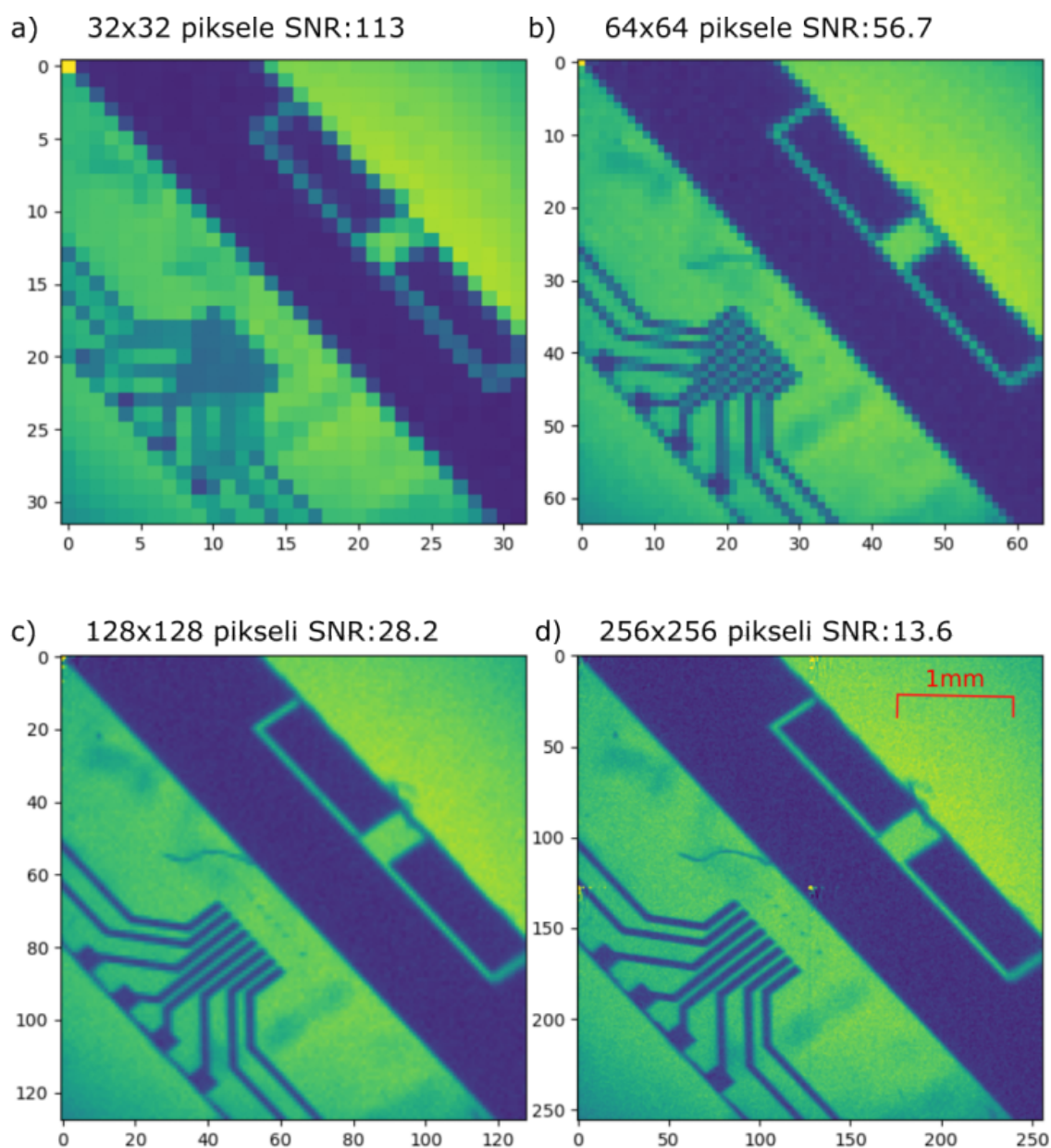
Stosunek sygnału do szumu (SNR) obliczano na podstawie porównania wyników dziesięciu kolejnych rekonstrukcji wykonanych dla każdej rozdzielczości, zgodnie ze wzorem (3.7).

$$SNR = \frac{\langle \overline{I_m} \rangle}{\langle \sigma_{I_m} \rangle}, \quad (3.7)$$

gdzie symbolem $\langle \rangle$ oznaczono uśrednianie po pikselach, symbolem $\overline{I_m}$ uśrednianie danego piksela po wszystkich obrazach, natomiast symbol σ odnosi się do odchylenia standardowego z próby dla danego piksela

Uzyskane wyniki oraz wartości stosunku sygnału do szumu (SNR) przedstawiono na rysunku 3.13. Najmniejszy rozróżnialny element obrazu, odpowiadający odstępowi pomiędzy ścieżkami złota widocznymi w centralnej części obrazu, ma wielkość około 30 μm . Uzyskana rozdzielczość oraz jakość odwzorowania są porównywalne z wynikami uzyskiwanymi za pomocą matryc mikrobolometrycznych.

Zaobserwowano również występowanie nietypowego artefaktu – podwyższonego sygnału w lewym górnym rogu obrazu, którego wartość wzrastała wraz ze zwiększaniem liczby pikseli. W przypadku obrazu o rozdzielczości 128×128 konieczne było ręczne usunięcie tego punktu, aby pozostała część obrazu była czytelna. Pomimo licznych prób nie udało się jednoznacznie zidentyfikować źródła tego artefaktu. Ustalono natomiast, że zmiana kolejności wyświetlania masek wpływała na jego lokalizację, a jego intensywność zależała od położenia detektora względem wiązki światła generowanej przez modulator DMD. Podobne zjawisko obserwowano również podczas eksperymentów z wykorzystaniem światła widzialnego.



Rysunek 3.13: Wynik pomiaru transmisji szafirowej pytki z naniesionymi złotymi ścieżkami w zakresie spektralnym 1000-5000 nm. Wszystkie rozdzielczości uzyskane były przy tym samym całkowitym czasie wyświetlania masek równym 3.3 s. SNR podany w opisie rysunków dotyczy porównania z obrazem o tej samej rozdzielczości stąd rekonstrukcja o niskiej rozdzielczości charakteryzuje się wysokim SNR mimo, że przedstawia mniej szczegółów niż rekonstrukcja o wysokiej rozdzielczości. Ten sposób raportowania jakości obrazowania może wprowadzać w błąd, ale jest powszechnie wykorzystywany w artykułach dotyczących jakości rekonstrukcji obrazu.

3.4.4 Wnioski i perspektywy

Zaproponowane doświadczenie pozwoliło eksperymentalnie potwierdzić, że obrazowanie w zakresie średniej podczerwieni z wykorzystaniem modulatora DMD może stanowić wartościową metodę. Uzyskany stosunek sygnału do szumu oraz rozdzielczość pomiaru są porównywalne z wynikami osiąganymi za pomocą matryc mikrobolometrycznych [73]. Szczególnie interesującą perspektywą wydaje się połączenie tej metody z spektrofotometrią Fouriera. Obecnie stosowane spektroskopy obrazujące w technice Fouriera wymagają użycia chłodzonych kriogenicznie matryc detektorów podczerwieni [74] lub długotrwałego skanowania [75]. Układ w którym modulacja spektralna byłaby realizowana za pomocą spektrofotometru Fouriera, natomiast modulacja przestrzenna za pomocą modulatora DMD, może stanowić atrakcyjną alternatywę dla dostępnych rozwiązań.

Jednakże dyfrakcja na powierzchni modulatora DMD wymaga precyzyjnego doboru układu optycznego, tak aby widmo sygnału docierającego do detektora było w jak najmniejszym stopniu zależne od aktualnie oświetlanego fragmentu modulatora. W przeciwnym wypadku otrzymany obraz hiperspektralny może zawierać obszary o obniżonej transmisji dla niektórych długości fali, wynikające nie z charakterystyki próbki, lecz z działania samego układu. Skomplikowana geometria optyczna wymagałaby zastosowania dedykowanych elementów optycznych oraz prawdopodobnie usunięcia ochronnego okna modulatora DMD. Ze względu na opisane trudności techniczne oraz wysokie koszty elementów optycznych nie udało się opublikować znaczących rezultatów uzyskanych tą metodą w ramach niniejszej pracy.

Otrzymane wyniki mają istotne znaczenie dla eksperymentów dotyczących obrazowania kompresyjnego z wykorzystaniem modulatora DMD. Wiele algorytmów akwizycji i rekonstrukcji obrazu jest bardzo wrażliwych na szum pomiarowy, dlatego potwierdzenie eksperymentalne wyników symulacji jest kluczowe. Z drugiej strony, eksperymenty w zakresie podczerwieni wiążą się z licznymi wyzwaniami, takimi jak ograniczona dostępność komponentów optycznych oraz wysoki koszt kamer umożliwiających weryfikację rekonstrukcji obrazu. Zdaniem autora, przy zapewnieniu odpowiednio wysokiego stosunku sygnału do szumu oraz uwzględnieniu konieczności dostosowania układu optycznego do interferencji i dyfrakcji występujących na modulatorze DMD, zasadna jest hipoteza, że metody działające w zakresie widzialnym znajdą zastosowanie również w podczerwieni. W miarę dostępności odpowiedniego sprzętu, eksperymenty przeprowadzano zarówno dla zakresu światła widzialnego, jak i podczerwieni.

3.5 Obrazowanie kompresywne

W opisanych powyżej eksperymentach pomiar obrazu był realizowany z użyciem pełnej bazy funkcji próbkujących. W sytuacji, gdy liczba wykonanych pomiarów jest mniejsza niż liczba rekonstruowanych pikseli, mówimy o pomiarze kompresyjnym. Wracając do równania (3.4):

$$\mathbf{y} = \mathbf{M} \cdot (\mathbf{x} + \mathbf{n}_s) + \mathbf{n}_d, \quad (3.8)$$

oznaczając wymiar wektora y jako k oraz liczbę pikseli w obrazie rekonstruowanym jako n , definiujemy współczynnik kompresji jako:

$$CR = k/n . \quad (3.9)$$

W przypadku zastosowania współczynnika kompresji CR mniejszego niż 1, nie można wykorzystać rekonstrukcji za pomocą macierzy odwrotnej, jak pokazano w równaniu (3.5), ponieważ macierz odwrotna istnieje wyłącznie dla macierzy kwadratowych o liniowo niezależnych wierszach. Problem ten można zobrazować jako próbę rozwiązania układu równań liniowych, w którym liczba niewiadomych przewyższa liczbę równań. Układ taki posiada nieskończenie wiele rozwiązań, jednak tylko jedno z nich odpowiada rzeczywistemu, pierwotnie mierzonymu obrazowi.

Podstawową metodą rekonstrukcji stosowaną w opisanych badaniach jest metoda mnożenia macierzy przez wektor. Polega ona na wstępnej rekonstrukcji obrazu poprzez przemnożenie macierzy rekonstrukcji $\mathbf{P}$ przez wektor pomiaru $\mathbf{y}$. Macierz $\mathbf{P}$ skonstruowana została w taki sposób, aby wynik jak najbardziej przypominał oryginalny obraz. Dodatkowo, możliwe jest dalsze udoskonalanie rekonstrukcji z wykorzystaniem dodatkowej wiedzy o obrazie. Wykorzystać można na przykład wiedzę o tym, że wartość sygnału w każdym z pikseli jest nieujemna.

3.6 Różnicowe obrazowanie jednopikselowe z regularyzacją w dziedzinie Fouriera - zastosowanie w obrazowaniu VIS-IR i obrazowaniu polaryzacyjnym

W technikach obrazowania jednopikselowego jakość obrazu oraz szybkość jego akwizycji są fundamentalnie ograniczone przez szum - zarówno pochodzący z detektora, jak i ze zmienności mierzonej sceny. W przypadku pomiarów kompresyjnych na jakość rekonstrukcji wpływ ma też współczynnik kompresji oraz sposób zdefiniowania macierzy pomiaru $\mathbf{M}$ i macierzy rekonstrukcji $\mathbf{P}$.

Poprawę jakości obrazowania można osiągnąć poprzez wydłużenie czasu akwizycji, co pozwala na redukcję szumów, a także przez stosowanie współczynnika kompresji zbliżonego do 1, co sprzyja lepszemu działaniu algorytmu rekonstrukcji. Z drugiej strony, istotny jest także całkowity czas potrzebny na akwizycję i rekonstrukcję obrazu, który powinien zamykać się w granicach około 0.1 s, aby możliwe było mówienie o obrazowaniu w czasie rzeczywistym.

W poniższym rozdziale zaprezentowana została nowa metoda jednopikselowej akwizycji oraz rekonstrukcji obrazu, pozwalająca na osiągnięcie częstotliwości rekonstrukcji rzędu 17 Hz dla rozdzielczości 256x256 pikseli, niezależnie dla dwóch kanałów sygnałowych. Algorytm umożliwia poprawę jakości uzyskanego obrazu względem tradycyjnie stosowanych metod obrazowania kompresyjnego. Przede wszystkim zaproponowane maski pomiarowe pozwalają na pomiar różnicowy, znacznie ograniczając wpływ sygnału tła na wynik pomiaru. Dodatkowo maski te zostały zmodyfikowane w taki sposób, aby zwiększyć entropię mierzonych sygnałów [40], co minimalizuje wpływ rozdzielczości bitowej karty akwizycji na jakość rekonstrukcji.

Osobnym wyzwaniem było stworzenie algorytmu rekonstrukcji, którego czas działania nie przekraczałby czasu akwizycji obrazu. W tym celu zdecydowano się na użycie algorytmu opartego na operacji mnożenia macierzy przez wektor.

Wykonanie pomiaru jednopikselowego w sposób różnicowy (polegający na wykorzystaniu różnicy sygnału z dwóch pomiarów) pozwala na istotną poprawę jakości rekonstrukcji. Takie pomiar znacząco ogranicza wpływ zmieniającego się sygnału tła, który może mieć duże znaczenie zwłaszcza w układach działających w zakresie podczerwieni. Szczególnie interesującym rozwiązaniem jest skonstruowanie macierzy pomiaru i rekonstrukcji tak, aby kluczowy wpływ na końcową rekonstrukcję miały dyskretne różnice sygnału, a nie sam sygnał. Najprostszą realizacją takiego pomiaru jest podwojenie liczby masek próbkujących. Przykładowo, w przypadku pomiaru jednopikselowego z użyciem macierzy Hadamarda można rozbić każdą z masek na dwie. Pierwsza z nich służyć będzie do pomiaru części dodatnich maski, a druga części ujemnych. Wynik pomiaru otrzymywany będzie jako różnica dwóch zarejestrowanych sygnałów. Rozwiązanie tego typu jest satysfakcjonujące ze względu na pozytywny wpływ na jakość rekonstrukcji, ale z wielokrotnia czas trwania pomiaru [76, 37, 36].

Algorytm D-FDRI (differential Fourier domain regularized inversion) zaproponowany w pracy [39] pozwala na wykonanie pomiaru różnicowego z użyciem zaledwie kilku dodatkowych masek próbkujących. Algorytm ten bazuje na dyskretnej transformacji cosinusowej (ang. DCT - discrete cosine transform) oraz konstrukcji macierzy rekonstrukcji w oparciu o pojęcie uogólnionej odwrotności macierzy. W niniejszej pracy ograniczono się do eksperymentalnej weryfikacji tej metody oraz opisu układu optycznego pozwalającego na jednoczesny pomiar dwóch parametrów sceny (na przykład stanu polaryzacji lub dwóch kanałów spektralnych).

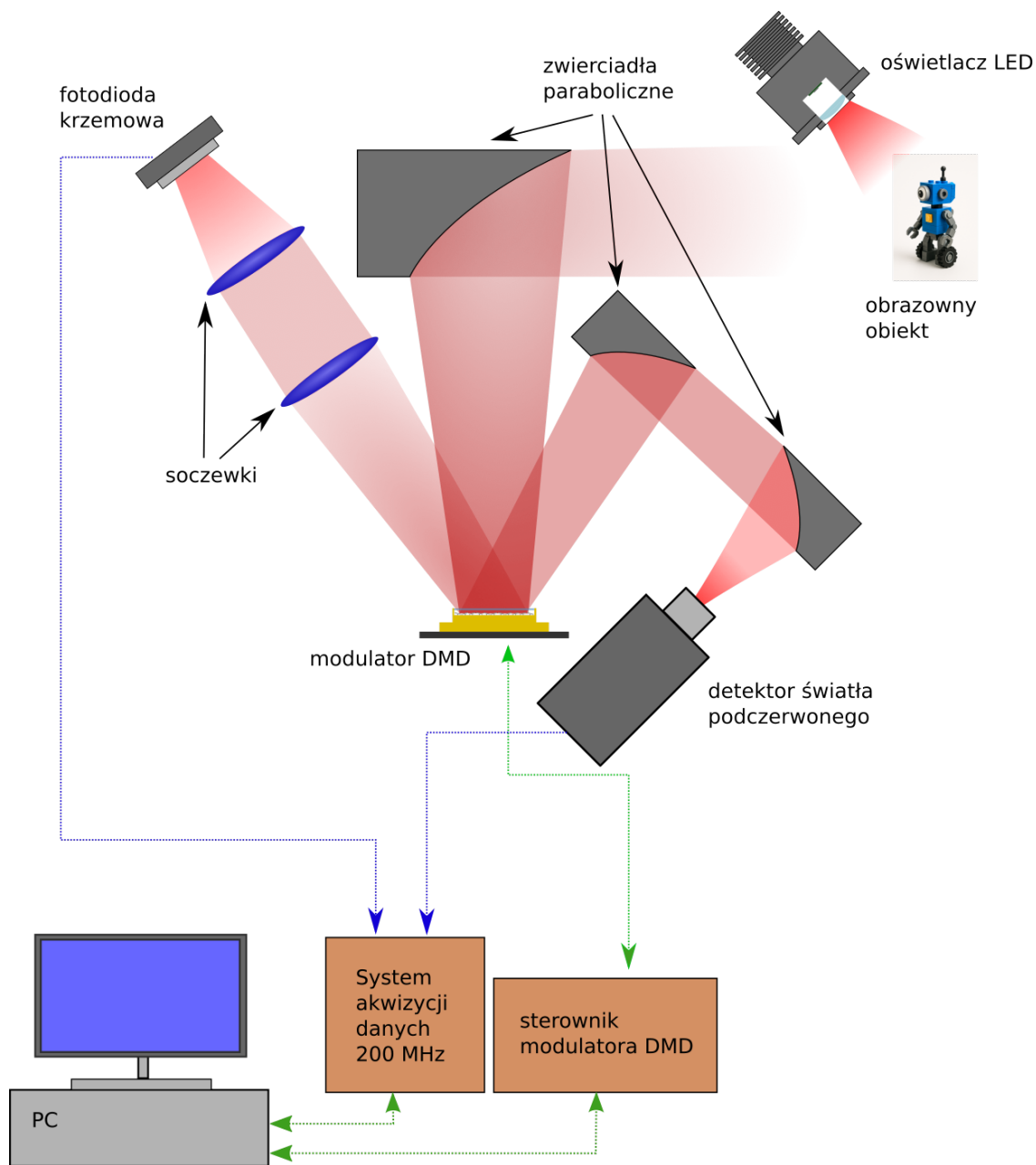
3.6.1 Minimalizacja czasu pomiaru

W jednopikselowym systemie obrazującym opartym na modulatorze DMD szybkość modulacji obrazu jest zazwyczaj ograniczona przez prędkość przełączania zwierciadeł. W przypadku stosowania masek binarnych maksymalna częstotliwość pomiarów osiągalna obecnie wynosi około 22 tysięcy pomiarów na sekundę. Realizacja pełnego pomiaru obrazu o rozdzielczości 256×256 pikseli, polegającego na wyświetleniu 256^2 liniowo niezależnych masek, wymagałaby niemal 3 sekund. W celu uzyskania akceptowalnej częstotliwości odświeżania obrazu na poziomie 10 Hz, konieczne jest zatem skrócenie czasu pomiaru niemal 30-krotnie.

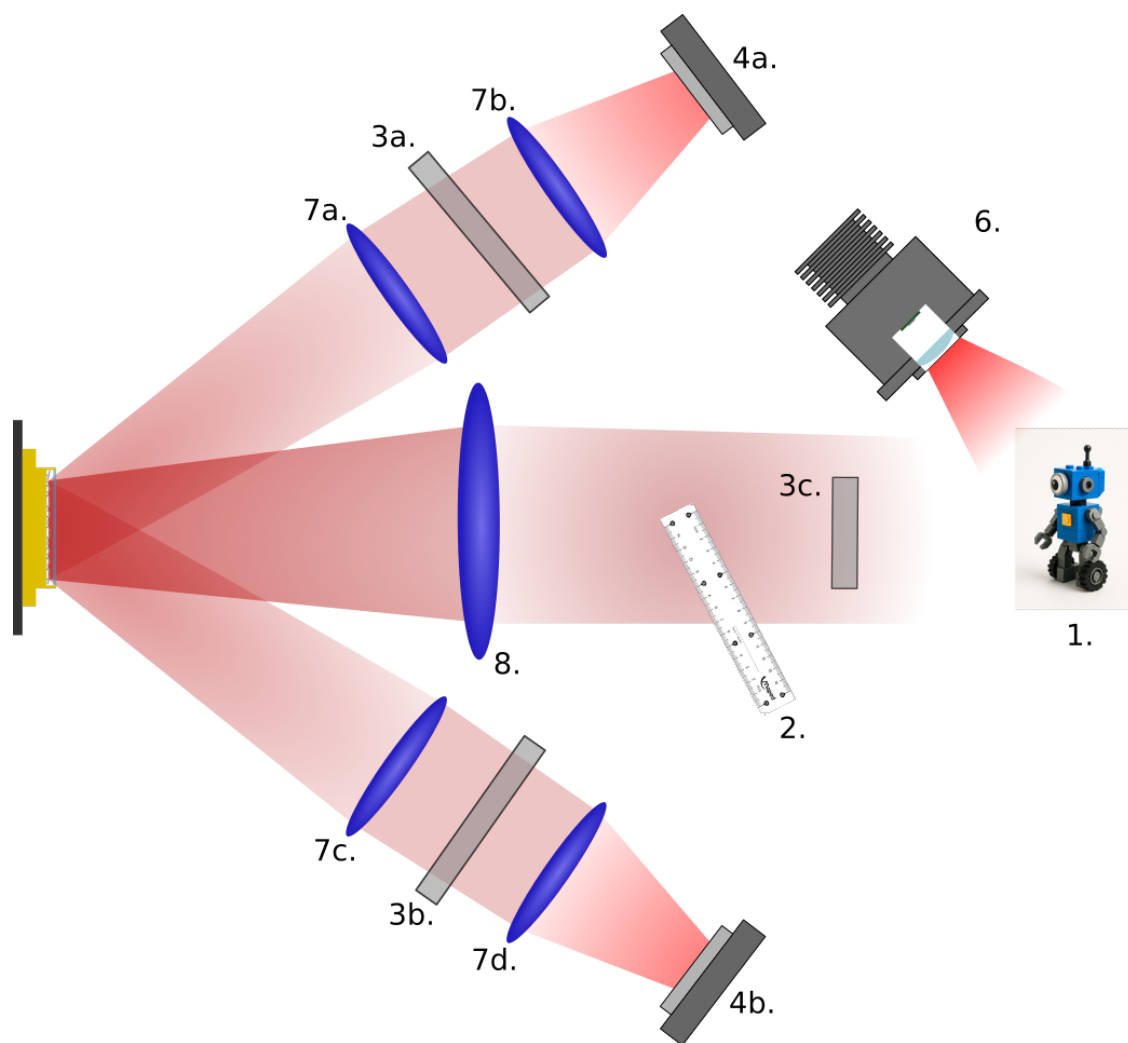
Istnieją oczywiście rozwiązania sprzętowe pozwalające na zwiększenie szybkości akwizycji [77, 78, 79, 80] jednak w niniejszym rozdziale skupiono się na redukcji liczby pomiarów poprzez zastosowanie technik kompresji pomiaru. W trakcie badań przeprowadzono najpierw symulacje, a następnie eksperymentalne testy różnych zestawów masek próbkujących o współczynnikach kompresji równych odpowiednio 2%, 3%, 6% oraz 10%. Zaobserwowano, że jakość rekonstruowanego obrazu generalnie wzrastała wraz ze zwiększeniem liczby masek próbkujących, zwłaszcza dla obiektów statycznych. Natomiast w przypadku obiektów ruchomych, takich jak zaprezentowane na rysunku 3.18, wzrost liczby masek może negatywnie wpływać na jakość rekonstrukcji.

3.6.2 Układ doświadczalny

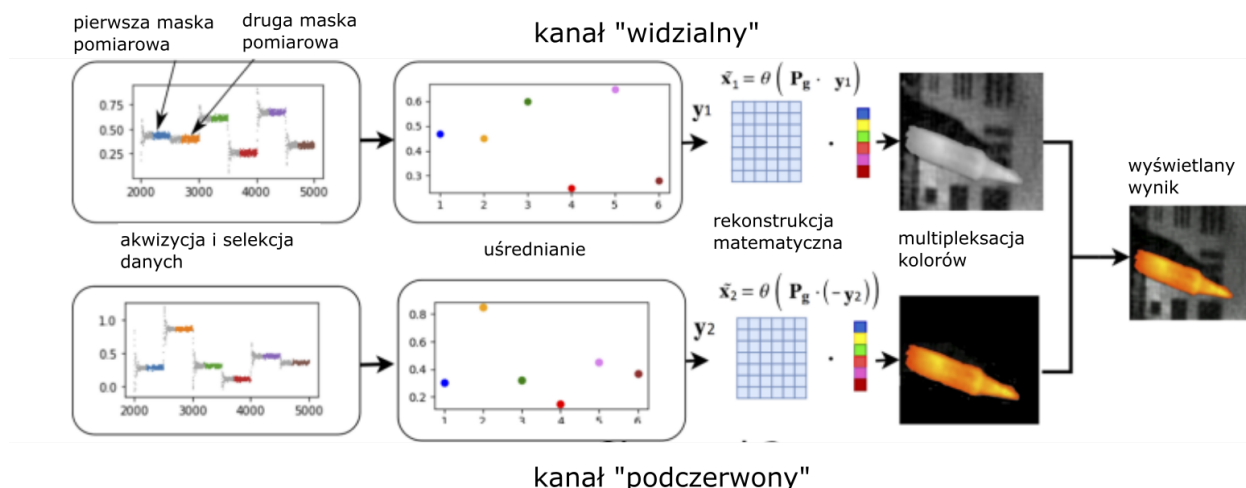
W celu eksperymentalnej weryfikacji jakości obrazu możliwej do uzyskania przy użyciu algorytmu DFRI zbudowano dwa układy optyczne wykorzystujące oba kierunki propagacji światła po odbiciu od modulatora DMD, tj. kierunek odpowiadający zwierciadłom ustawionym w położeniu *ON* oraz *OFF*.



Rysunek 3.14: Schemat układu doświadczalnego zbudowanego w celu ewaluacji działania metody DFDR. Obraz sceny utworzony jest za pomocą zwierciadła na modulatorze DMD. Zwierciadła ustawione w pozycji *ON* kierują światło na układ detekcji światła widzialnego, a te ustawione w pozycji *OFF* w stronę układu detekcyjnego światła podczerwonego.



Rysunek 3.15: Schemat układu doświadczalnego zbudowanego w celu ewaluacji działania metody DFDR. Obraz sceny utworzony jest za pomocą obiektywu na powierzchni modulatora DMD. Zwierciadła ustawione w pozycji *ON* kierują światło na układ detekcji światła o polaryzacji pionowej, a te ustawione w pozycji *OFF* w stronę układu detekcyjnego światła o polaryzacji poziomej. 1 - obiekt obrazowany, 2 - linijka z materiału dwójtómego, 3a, 3b, 3c - polaryzatory liniowe, 4a, 4b - fotodiody krzemowe, 5 - modulator DMD, 6 - oświetlacz LED, 7a, 7b, 7c, 7d - soczewki wypukłe N-BK7, obiektyw o ogniskowej 70 mm.



Rysunek 3.16: Diagram blokowy procedury akwizycji, uśredniania, rekonstrukcji oraz pseudokolorowania wyjściowego obrazu. Sygnał zbierany za pomocą oscyloskopu cyfrowego zawiera również dane zebrane w trakcie przełączania zwierciadeł, wymaga więc wstępnego przetworzenia. Dane pochodzące z okresu pomiędzy 20 a 48 mikrosekundą po przełączeniu się zwierciadła (okres stabilności sygnału) są uśredniane. Po zebraniu danych odpowiadających całej sekwencji masek wykonywana jest rekonstrukcja obrazu za pomocą operacji macierz razy wektor. Jako rezultat otrzymywane są dwa obrazy (po jednym dla każdego z detektorów). w przypadku obrazowania VIS-IR podstawą obrazu jest czarno-biały obraz zarejestrowany w świetle widzialnym, na który nałożony jest barwny obraz fragmentów sceny o najwyższej temperaturze.

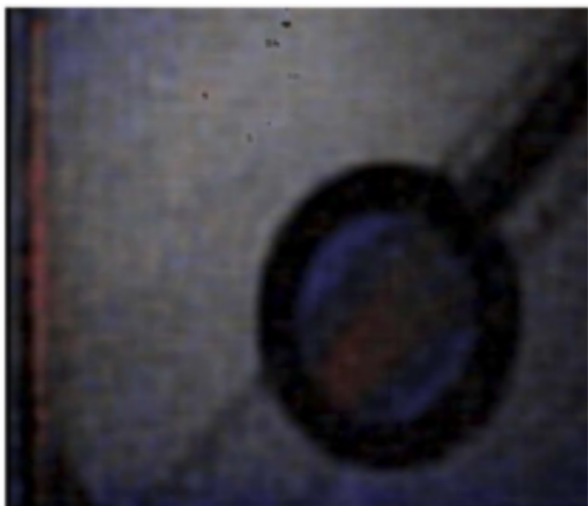
Pierwszy układ zaprojektowano z myślą o obrazowaniu za pomocą dwóch różnych detektorów: fotodiody krzemowej działającej w zakresie 400–1000 nm oraz chłodzonego termoelektrycznie detektora MCT (HgCdTe) operującego w zakresie 1500–5000 nm. Ze względu na transmisję okna modulatora DMD efektywny zakres detekcji detektora MCT ograniczony był do około 1500–2600 nm. W ramieniu układu z fotodiodą krzemową zastosowano soczewki wykonane z materiału N-BK7. Aby zminimalizować absorpcję w zakresie podczerwonym, tam gdzie było to konieczne, wykorzystano srebrne zwierciadła paraboliczne. Jako obiekty testowe wykorzystano wydrukowany test rozdzielczości oraz lutownicę rozgrzaną do temperatury około 400°C.

Drugi układ wykorzystano do jednoczesnego pomiaru natężenia i stanu polaryzacji światła. Zastosowano w nim dwie identyczne fotodiody krzemowe, przed każdą z nich umieszczając polaryzator tak, aby rejestrować sygnały odpowiadające różnym orientacjom polaryzacji. Obiektem testowym była linijka wykonana z materiału dwójłomnego, umieszczona na tle polaryzatora ustawionego przed ekranem oświetlonym silną diodą LED.

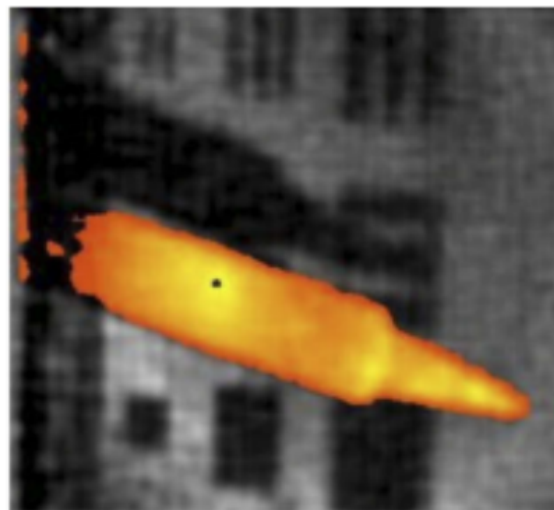
Sygnały z detektorów zbierano za pomocą karty akwizycji danych PicoScope 5000, a następnie przetwarzano w środowisku Python. Aby umożliwić rekonstrukcję na żywo (w czasie krótszym niż czas akwizycji), wykorzystano komputer wyposażony w co najmniej 64 GB pamięci RAM. Obliczenia realizowano za pomocą pakietu numpy i multiprocessing, co pozwoliło na efektywne zrównoleglenie operacji i wykorzystanie wielu wątków procesora. Zrekonstruowane dane prezentowano z wykorzystaniem pseudokolorowania.

W przypadku pomiaru stanu polaryzacji kolorem niebieskim i czerwonym oznaczano odpowiednio obszary o polaryzacji pionowej i poziomej. Natomiast przy pomiarach w dwóch zakresach spektralnych na obraz czarno-biały uzyskany w świetle widzialnym nałożono żółto-czerwony obraz obszarów o temperaturze przekraczającej 100°C. Schemat akwizycji danych

a)



b)



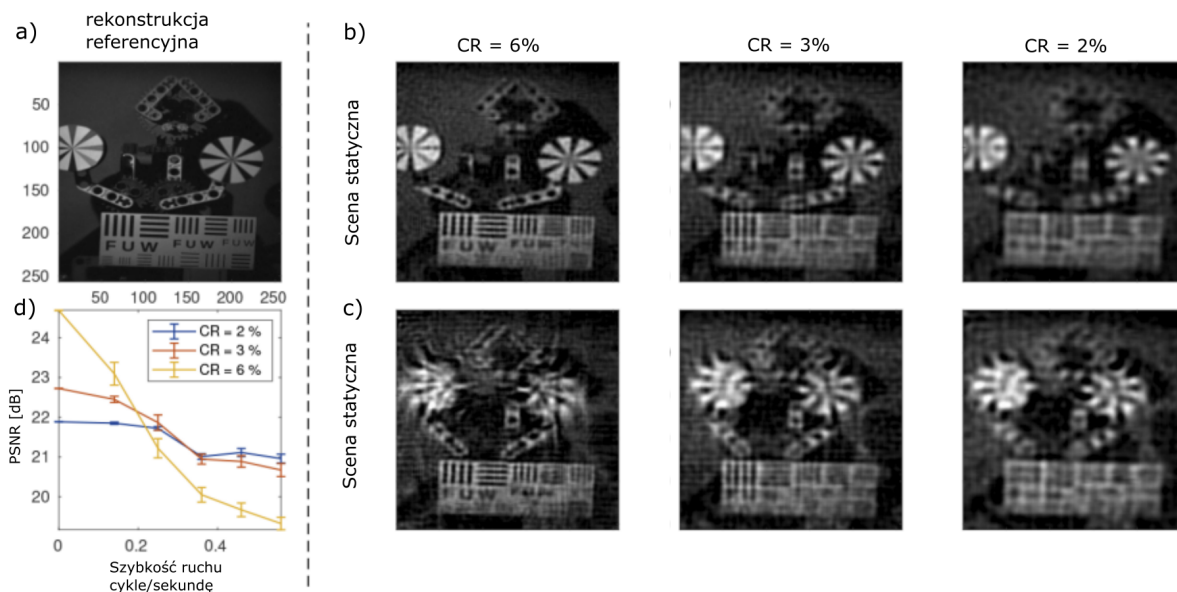
Rysunek 3.17: Wyniki rekonstrukcji otrzymane techniką pseudokolorowania z dwóch jednocześnie mierzonych kanałów optycznych. a) Obraz polaryzacyjny linijki wykonanej z dwójłomnego materiału na tle polaryzatora liniowego umieszczonego przed ekranem oświetlonym za pomocą silnej lampy LED. Kolory na krawędziach obrazu są artefaktem związanym z wykorzystaniem w układzie optycznym dostępnych elementów. (Część światła z bocznych fragmentów sceny nie dociera w całości do jednego z detektorów). b) Rysunek łączący obraz otrzymany w zakresie światła widzialnego (wydrukowany test rozdzielczości) oraz podczerwieni (rozgrzana końcówka lutownicy o temperaturze około 400 stopni). Kolorami oznaczono fragmenty obrazu o temperaturze niż 100 stopni.

i tworzenia obrazu przedstawiono na rysunku 3.16.

3.6.3 Wyniki eksperymentalne

Podczas przeprowadzania eksperymentów rejestrowano sekwencje obrazów o rozdzielczości 256×256 pikseli przy wykorzystaniu modulatora DMD o natywnej rozdzielczości 1024×768 . W celu dopasowania rozdzielczości dokonano grupowania mikroluster w bloki o wymiarach 2×3 , przypisując wszystkim sześciu mikrolustrom w bloku tę samą wartość logiczną, co umożliwiło redukcję efektywnej rozdzielczości oraz zwiększenie sygnału odbieranego przez detektor.

Na rysunku 3.17 przedstawiono wyniki rekonstrukcji uzyskane na podstawie pomiarów wykonywanych z częstotliwością 5.8 klatek na sekundę, z zastosowaniem układu wyposażonego w dwa detektory. Z kolei rysunek 3.18 prezentuje rezultaty rekonstrukcji obrazów dla sekwencji z różnymi poziomami kompresji. Przedstawione kadry stanowią reprezentatywne przykłady zaczerpnięte z dłuższych sekwencji, których pełna wersja filmowa dostępna jest jako materiał uzupełniający [81].



Rysunek 3.18: Wynik rekonstrukcji ruchomej sceny otrzymany z wykorzystaniem opisanego algorytmu [39]. Dzięki uprzejmości Anny Pastuszczak. a) Rekonstrukcja referencyjna, wykonana przy użyciu pełnej bazy DCT. b) Wyniki rekonstrukcji dla 3 różnych poziomów kompresji dla nieruchomej sceny. c) Wyniki rekonstrukcji dla 3 różnych poziomów kompresji dla ruchomej sceny. d) poziom szumu uzyskany dla różnych poziomów kompresji oraz szybkości ruchu sceny. Warto zauważyć, że dla szybko poruszających się obiektów, pomiar mniejszą liczbą funkcji próbujących zapewnia wyższą jakość rekonstrukcji

3.7 Obrazowanie jednopikselowe w wysokiej rozdzielczości

3.7.1 Cele

Celem przedstawionych w tym rozdziale prac było stworzenie metody obrazowania kompresyjnego z wykorzystaniem modulatora DMD która pozwalałaby na przekroczenie dotychczas osiąganych rozdzielczości oraz szybkości akwizycji. W przypadku obecnie stosowanych modulatorów DMD wyświetlanie obrazów binarnych z najwyższą możliwą częstotliwością wymaga strumienia danych o przepustowości około 2 GB/s. Wymóg tak wysokiej przepustowości sprawia, że użycie algorytmów adaptacyjnych (czyli takich, w których następna maska pomiarowa zależy od wyniku pomiaru poprzednich) staje się niezwykle trudne i wymagałoby stworzenia dedykowanej elektroniki. W związku z tym zdecydowano się na użycie nieadaptacyjnego algorytmu wykorzystującego pełną rozdzielczość modulatora DMD. Aby uzyskać częstotliwość odświeżania, która może uchodzić za film rejestrowany na żywo, niezbędne staje się użycie bardzo wysokiego poziomu kompresji obrazu. Kompresja na poziomie 0.5% pozwoliłaby na uzyskanie obrazów z częstotliwością około 5.6 Hz. Tak jak w przypadku omówionym w poprzednim rozdziale zdecydowano się na użycie pomiaru różnicowego, w którym różnicowość pomiaru zawarta jest bezpośrednio w użytych maskach próbujących i nie wymaga podwojenia czasu akwizycji.

W poprzednim rozdziale omówiono metodę obrazowania jednopikselowego o wysokiej kompresji ($CR = 3\text{-}10\%$), pozwalającej na uzyskanie rozdzielczości rzędu 256×256 pikse-

li z częstotliwością dochodzącą do 10 Hz. Jedynym założeniem o obrazowanej scenie była statystyka obrazu. Założono, że dominują w niej składowe o niskich częstotliwościach przestrzennych co zostało uwzględnione na etapie doboru funkcji próbkujących. W tym rozdziale omówiono metodę pozwalającą na wykonanie rekonstrukcji o wyższych rozdzielczościach i lepszym stosunku sygnału do szumu. W tym celu wykorzystano dodatkowe założenia o obrazowanej scenie:

- Nieujemność obrazu - obraz rzeczywisty nie zawiera ujemnych wartości. Moc światła docierająca z dowolnego sektora obrazu nie może być ujemna i co za tym idzie odrzucić można wyniki rekonstrukcji o takich wartościach. Założenie to pozwala zredukować liczbę potencjalnych rozwiązań problemu w którym poszukujemy oryginalnego obrazu znając wynik pomiaru pośredniego z wysokim poziomem kompresji.
- Rzadkość obrazu - obraz który rekonstruujemy składa się przed wszystkim z wartości bliskich zeru oraz z obiektów istotnych dla rekonstrukcji zajmujących sumarycznie niewielki obszar obrazu. W momencie wykonywania pomiaru nie mamy wiedzy o tym które fragmenty obrazu są interesujące. Tego typu obrazy są powszechne choćby w astronomii [82, 83] lub w niektórych rodzajach mikroskopii [84, 85, 86].

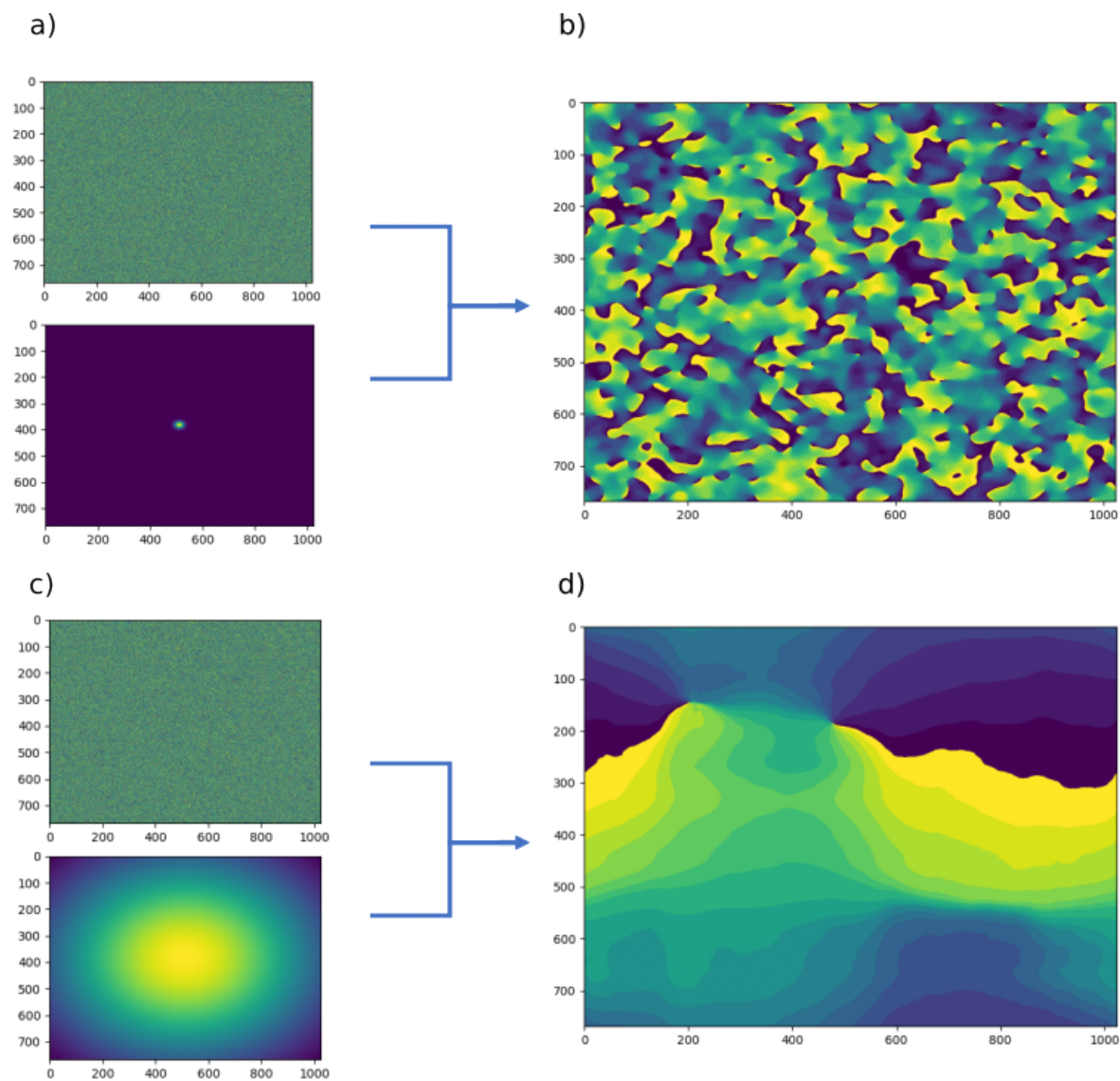
Zaproponowany algorytm powinien pozwolić na precyzyjne określenie które z pikseli zawierają wartości niezerowe. Zbiór wszystkich takich pikseli nazywać będziemy polem widzenia układu. Inaczej niż w zwykłej kamerze, pole widzenia nie musi być jednym, spójnym obszarem zależnym od parametrów obiektywu i rozmiaru matrycy. Założono, że obszar zawierający niezerowy sygnał składa się ze stosunkowo małych niekoniecznie połączonych ze sobą sektorów. Obszary te sumarycznie zajmują niewielką część całkowitego dostępnego pola widzenia układu obrazującego wyposażonego w modulator DMD. Najprościej wyobrazić sobie to można na przykładzie obserwacji nieba. Widoczne gołym okiem gwiazdy rozłożone są na całym nieboskłonie, ale zajmują sumarycznie bardzo niewielki procent jego powierzchni.

3.7.2 Algorytm pomiarowy

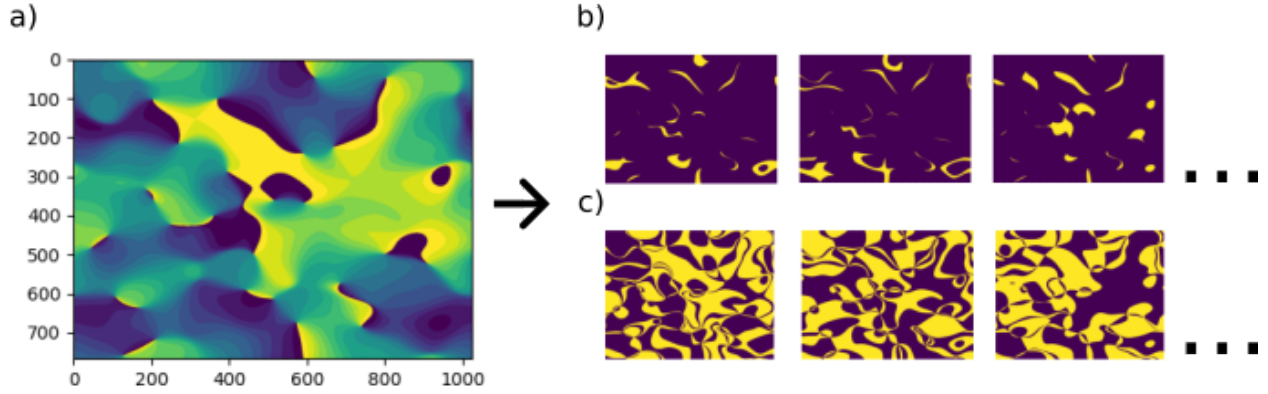
Zaproponowany algorytm wykorzystuje binarne maski próbkujące w dwojaki sposób. Przede wszystkim za pomocą masek wykonać można pomiar kompresyjny całego obrazowanego obszaru. Z drugiej strony maski próbkujące dobrane będą w taki sposób, aby umożliwić identyfikację obszarów o zerowym sygnale. W poniższym opracowaniu zdecydowano się na wykorzystanie masek próbkujących zawierających zarówno wysokie, jak i niskie częstotliwości przestrzenne, ale maski te mogą zostać zmodyfikowane niemal w dowolny sposób, tak aby zoptymalizować działanie algorytmu do działania z konkretną klasą obrazów.

Proces tworzenia masek próbkujących zaczęto od znalezienia metody pseudolosowego podziału obrazu o rozdzielczości 768×1024 na m sektorów (niekoniecznie ciągłych) o podobnych powierzchniach. Podział taki nazwiemy **mapą**. Następnie dana mapa zostanie użyta w celu stworzenia zestawu binarnych masek próbkujących w taki sposób, aby pomiar z ich użyciem pozwolił na określenie średniego sygnału w każdym z sektorów. W celu stworzenia map o zadanej charakterystyce zdecydowano się na wykorzystanie fazy skorelowanego gaussowskiego szumu zespolonego. Szczegółowy proces tworzenia map opisano dokładniej poniżej:

- Wygenerowane zostały dwie macierze **A** oraz **B** o wymiarach 768×1024 .



Rysunek 3.19: Podział obrazu na m klas. a, c) macierze losowych liczb zespolonych A oraz macierze B reprezentujące dwuwymiarowy rozkład normalny. b, d) Macierze zawierające skwantowaną fazę splotu macierzy A i B . Rysunki a) i b) odpowiadają tworzeniu klas o wysokiej częstotliwości przestrzennej, natomiast rysunki c) i d) niskiej.



Rysunek 3.20: Proces binaryzacji map. Dla danej mapy zawierającej m klas stworzyć należy $m+1$ binarnych masek. a) Mapa, b) binarne maski zawierające kolejne pod-obszary. Średnia ilość światła docierająca do detektora wynosi zaledwie $1/m$ całkowitej dostępnej mocy. c) binarne maski zawierające liniowo niezależne zestawy pod-obszarów. Każdorazowo do detektora dociera około połowy $(m/2 \pm 0.5)/m$ dostępnej mocy światła, poprawiając końcowy stosunek sygnału do szumu.

- Macierz $\mathbf{A}$ wypełniono losowymi wartościami zespolonymi o rozkładzie normalnym.
- Elementy macierzy $\mathbf{B}$ obliczono na podstawie dwuwymiarowej funkcji Gaussa, $\mathbf{B}_{m,n} = \exp(-\frac{(m-384)^2}{2\sigma^2} - \frac{(n-512)^2}{2\sigma^2})$ gdzie m, n są indeksami macierzy $\mathbf{B}$ natomiast σ jest wartością wybraną arbitralnie.
- Obliczono macierz $\mathbf{C}$ jako dwuwymiarowy dyskretny spłot macierzy $\mathbf{A}$ oraz $\mathbf{B}$
- Zdefiniowano funkcję $\text{Map}(z)$ która przyporządkowuje dowolnej liczbie zespolonej liczbę całkowitą z przedziału $[0, m]$ zgodnie ze wzorem: $\text{Map}(z) = \text{floor}(\frac{\arg(z)+\pi}{2\pi/m})$, gdzie funkcja floor zwraca największą liczbę całkowitą mniejszą niż zadany argument.
- Obliczono macierz opisującą przyporządkowanie każdego z pikseli do jednej z m klas działając funkcją $\text{Map}(z)$ na każdy z pikseli macierzy $\mathbf{C}$.

Na rysunku 3.19 zaprezentowano przykładowy proces podziału obrazu na sektory dla różnych dominujących częstotliwości przestrzennych. Liczba sektorów każdej z map oraz liczba samych map zależy od całkowitej liczby możliwych do wykonania pomiarów. Przykładowo dla zakładanego poziomu kompresji w wysokości 0.5% wykonać można podział na 17 sektorów dla 100 różnych map.

Następnym etapem przygotowania macierzy pomiaru jest proces tworzenia masek binarnych. Dla danej mapy zawierającej m sektorów wygenerowano $m+1$ masek binarnych tak, aby za ich pomocą zmierzyć w jednoznaczny sposób moc światła pochodzącą z każdego z sektorów. Pomiaru takiego dokonać można oczywiście wprost, to znaczy wyświetlić na modulatorze DMD kolejno wzór odpowiadający kolejnym sektorom mapy. Okazuje się jednak, że w przypadku układów, w których głównym źródłem szumu jest detektor [75, 87, 88] znacznie korzystniejsze jest wykonanie pomiaru pośredniego. W tym celu wykorzystano dodatkową

macierz binarną $\mathbf{D}$. Macierz $\mathbf{D}$ składa się z $m + 1$ rzędów oraz m kolumn. Każdemu z rzędów odpowiada jedna utworzona maska binarna, natomiast każdej z kolumn odpowiada jeden pod-obszar. Na przykład: wartość 1 w rzędzie drugim w kolumnie trzeciej oznacza, że dla maski binarnej numer 2 wszystkie piksele odpowiadające trzeciemu sektorowi będą w pozycji *ON*. Macierz $\mathbf{D}$ została utworzona w taki sposób, aby zawierała m niezależnych liniowo rzędów, oraz aby w każdym rzędzie i kolumnie było mniej więcej tyle samo zer i jedynek (pozwala to na zminimalizowanie wpływu szumu na wynik pomiaru). Przedstawiona binaryzacja jest następnie powtarzana dla każdej z map niezależnie, a całkowity zbiór binarnych masek tworzy macierz pomiaru $\mathbf{M}$. Całkowitą liczbę wyświetlanych map można jeszcze nieznacznie zmniejszyć, korzystając z faktu, że suma wszystkich sektorów jest taka sama i wystarczy zmierzyć ją raz. Przykładowy wynik procesu binaryzacji z użyciem pomiaru wprost oraz pomiaru pośredniego zaprezentowano na rysunku 3.20.

Algorytm rekonstrukcji powinien być możliwie szybki oraz powinien umożliwić wykonanie rekonstrukcji niezależnie od poziomu rzadkości obrazu. Dla obrazów w których sygnał rozłożony jest na niemal całej powierzchni, poziom kompresji będzie bardzo wysoki (ze współczynnikiem kompresji, $CR = 0.5\%$) i spodziewać można się co najwyżej słabej jakości rekonstrukcji. W przypadku obrazów rzadkich, po odrzuceniu nieinteresujących fragmentów sceny, poziom kompresji staje się znacznie niższy i spodziewać można się rekonstrukcji o znacznie wyższej jakości.

Algorytm rekonstrukcji zaczyna się od obliczenia rekonstrukcji wstępnej $\tilde{\mathbf{x}}_0$, tak jak w równaniu (3.10).

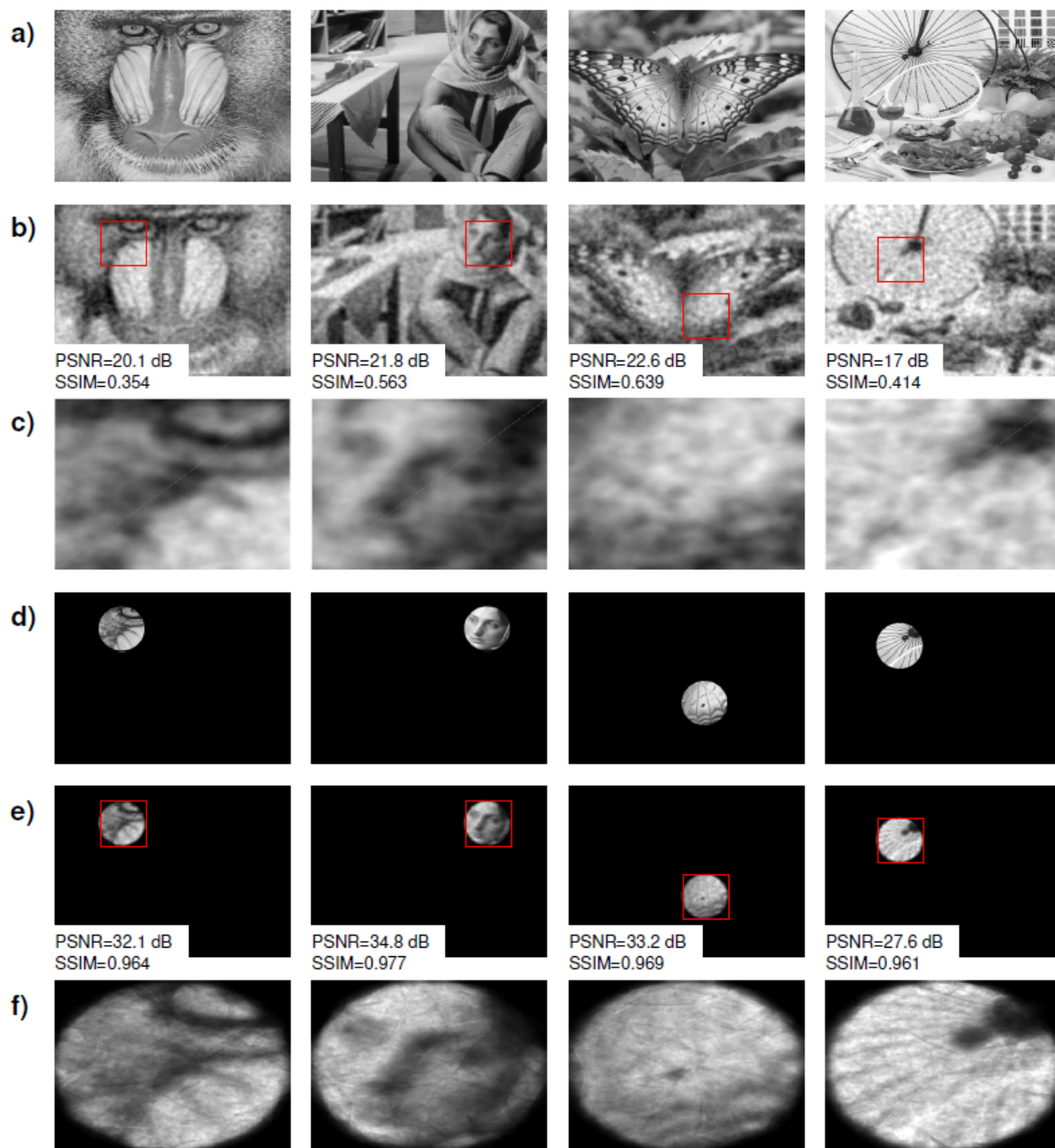
$$\tilde{\mathbf{x}}_0 = \mathbf{P} \cdot \mathbf{y} , \quad (3.10)$$

gdzie $\mathbf{P}$ jest macierzą pozwalającą na wyznaczenie jednego z możliwych rozwiązań problemu odwrotnego opisanego przez macierz pomiaru $\mathbf{M}$ oraz wynik pomiaru $\mathbf{y}$.

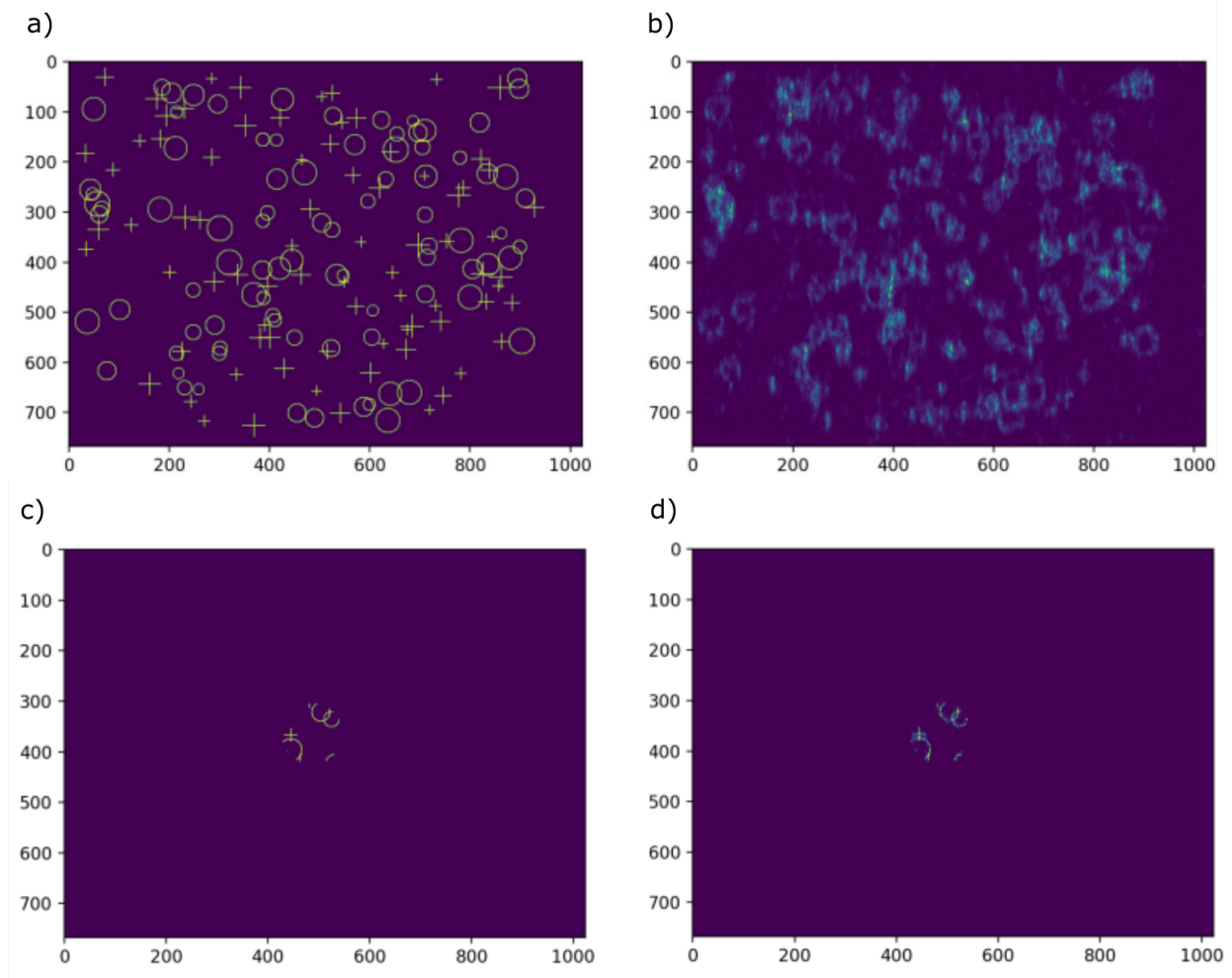
$$\mathbf{y} = \mathbf{M} \cdot (\mathbf{P} \cdot \mathbf{y}) . \quad (3.11)$$

Nawet w przypadku zerowego szumu pomiaru, uzyskana rekonstrukcja nie będzie precyzyjna, ponieważ pomiar wykonany został z bardzo wysokim współczynnikiem kompresji. Z drugiej jednak strony konstrukcja macierzy pomiaru zapewnia precyzyjny odczyt wartości średniej każdego z sektorów map. Wiemy również, że wartość mocy światła w każdym z pikseli nie może być ujemna. Korzystając z tej wiedzy zaproponowano algorytm iteracyjny pozwalający na usunięcie ze sceny fragmentów nie zawierających informacji zgodnie z poniższym algorytmem:

Pikselom należącym do obszarów, które zakwalifikowane zostały jako niezawierające informacji, przypisywana jest wartość zero, a wartość pozostałych pikseli zostaje przeskalowana w taki sposób, aby obliczone średnie obszarów pozostały bez zmian. Procedura ta jest powtarzana dla wszystkich wykorzystanych map i wszystkich ich sektorów. Zaproponowany algorytm nazywać będziemy MD-FDRI od (ang. Map based, Differential - Fourier Domain Regularized Inverse)[41, 89].



Rysunek 3.21: Przykładowe rekonstrukcje kliku obrazów testowych o rozdzielczości 1024x768. a) Oryginalne rysunki, b) rekonstrukcja, c) powiększenie fragmentów zaznaczonych na czerwono w rzędzie b, d) obrazy oryginalne o zredukowanym polu widzenia, e) wynik rekonstrukcji obrazów o zredukowanym polu widzenia, f) powiększenie obrazów z rzędu e. Widoczna jest poprawa jakości obrazu pomiędzy rzędami c i f, świadcząca o pozytywnym wpływie redukcji pola widzenia na jakość rekonstrukcji [41].



Rysunek 3.22: Fragment filmu będącego wynikiem symulacji komputerowej. a) obraz referencyjny o pełnym polu widzenia, b) rekonstrukcja obrazu a, c) obraz o ograniczonym polu widzenia, d) rekonstrukcja obrazu c. Symulacja zakładała wykonanie pomiaru z kompresją na poziomie 0.004 i w obu przypadkach wykorzystano te same funkcje próbkujące. Widoczny jest znaczny wpływ zredukowanego pola widzenia na jakość rekonstrukcji

Algorithm 1 iteracyjny algorytm poprawy obrazu [41]

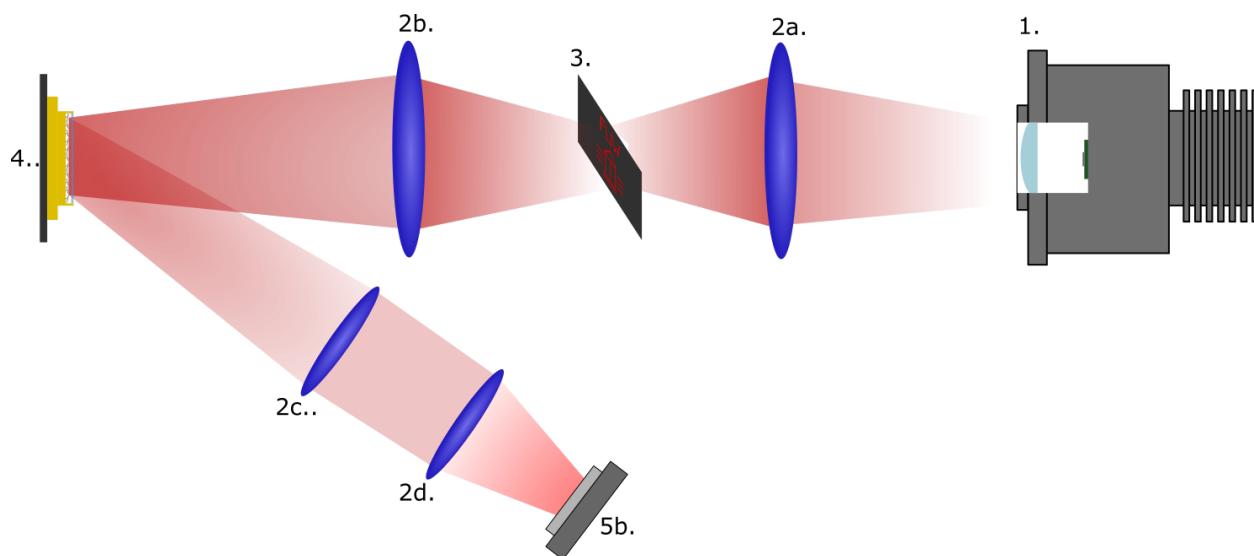
```
1: function MD-FDRI( $\mathbf{y}, \mathbf{P}, \mathbf{v}, p, n$ )
2:    $\tilde{\mathbf{x}}_0 \leftarrow \mathbf{P} \cdot \mathbf{y}$  ▷ początkowa rekonstrukcja, macierz razy wektor
3:    $\tilde{\mathbf{x}} \leftarrow \text{ReLU}(\tilde{\mathbf{x}}_0)$ 
4:   for  $i = 1$  to  $l$  do ▷ Pętla po wszystkich mapach
5:     for  $j = 1$  to  $p$  do ▷ Pętla po sektorach mapy
6:       if  $\tilde{\mathbf{x}}_0[\mathbf{v}_{(i,j)}] < \epsilon_n$  then ▷ Czy sektor nie zawiera informacji? ( $0 < \epsilon_n \ll 1$ )
7:          $\tilde{\mathbf{x}}[\mathbf{v}_{(i,j)}] \leftarrow \mathbf{0}$  ▷ Jeśli tak, to wszystkie piksele = 0
8:       else
9:          $\tilde{\mathbf{x}}[\mathbf{v}_{(i,j)}] \leftarrow \tilde{\mathbf{x}}[\mathbf{v}_{(i,j)}] \frac{\tilde{\mathbf{x}}_0[\mathbf{v}_{(i,j)}]}{\tilde{\mathbf{x}}[\mathbf{v}_{(i,j)}]}$  ▷ Jeśli
          sektor zawiera informacje to należy skorygować wartość wszystkich jego pikseli, tak aby
          wartość średnia pozostała bez zmian
10:      end if
11:    end for
12:  end for
13:  return  $\tilde{\mathbf{x}}$ 
14: end function
```

3.7.3 Wyniki symulacji numerycznych

W celu wykonania wstępnej ewaluacji algorytmu przeprowadzono szereg eksperymentów numerycznych. Przede wszystkim sprawdzono działanie algorytmu dla obrazów o różnej rzadkości (różnej liczbie pikseli o zerowej wartości) bez uwzględnienia szumu pomiaru. Wyniki rekonstrukcji kilku różnych testowych obrazów z pełnym oraz ograniczonym polem widzenia zaprezentowano na rysunku 3.21. Wykonano również symulację sceny o wysokiej rzadkości z ruchomą aperturą o zmieniającym się rozmiarze. Film będący wynikiem tej symulacji jest dostępny tutaj [90], natomiast pojedyncze sceny zaprezentowane zostały na rysunku 3.22. Obydwie symulacje potwierdzają pozytywny wpływ zaprezentowanego algorytmu iteracyjnego w przypadku obrazów o mocno zredukowanym polu widzenia. Z drugiej jednak strony dodanie do symulacji niewielkiego szumu pomiarowego o średniej amplitudzie na poziomie 1% sygnału uniemożliwiło wykonanie rekonstrukcji. Co warto zauważyć, wpływ szumu pomiarowego na działanie algorytmu nie był liniowy w odróżnieniu od metod rekonstrukcji ograniczających się do działania typu macierz razy wektor.

3.7.4 Wyniki rekonstrukcji doświadczalnych

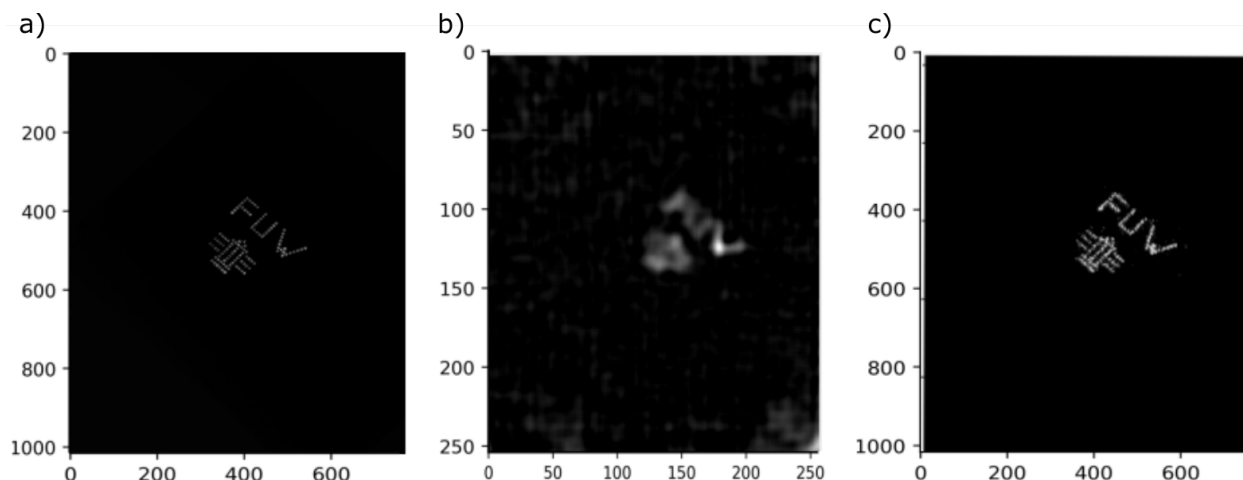
Jak zauważono w poprzednim rozdziale, szum pomiaru na poziomie 1% całkowitego sygnału uniemożliwiał wykonanie satysfakcjonującej rekonstrukcji. W przypadku układu mającego działać w zakresie światła widzialnego i średniej podczerwieni, głównymi źródłami szumów w układzie okazał się być szum tła (w kontekście detektorów podczerwieni określa się w ten sposób zwykle fluktuację liczby fotonów wyemitowanych przez tło o temperaturze pokojowej, ale w tym przypadku chodzi o sygnał nie pochodzący bezpośrednio z modulatora DMD) oraz szum detektora światła. W celu uzyskania maksymalnego możliwego stosunku sygnału do szumu, zdecydowano się wyciemnić układ optyczny za pomocą silnie pochłania-



Rysunek 3.23: Obrazowanie transmisyjne. Próbką oświetlona jest za pomocą lampy LED (1). Jasności soczewek 2a,b,c,d dobrano tak, aby zapewnić maksymalną możliwą moc światła na detektorze. Obraz próbkowany jest za pomocą modulatora DMD (4). Próbką transmisyjną (3) wykonana została z folii aluminiowej w której za pomocą cienkiej igły wykonano otwory o średnicach od 250 do 400 μm .

jącego materiału oraz zwiększyć moc dostępnego w układzie światła poprzez użycie próbki działającej w transmisji. Na rysunku 3.23 zaprezentowano układ pomiarowy wykorzystany w celu weryfikacji działania algorytmu dla widzialnego zakresu długości fal. Jako próbki użyto folii aluminiowej, w której wykonano otwory o średnicy 250-400 μm . W celu pomiaru natężenia światła użyto fotodiody krzemowej firmy Thorlabs PDA100A2. Na rysunku 3.24 zaprezentowano porównanie wyników rekonstrukcji MD-FDRI oraz wynik rekonstrukcji z wykorzystaniem mnożenia macierzy razy wektor dla podzbioru funkcji bazowych dyskretnej transformaty cosinusowej.

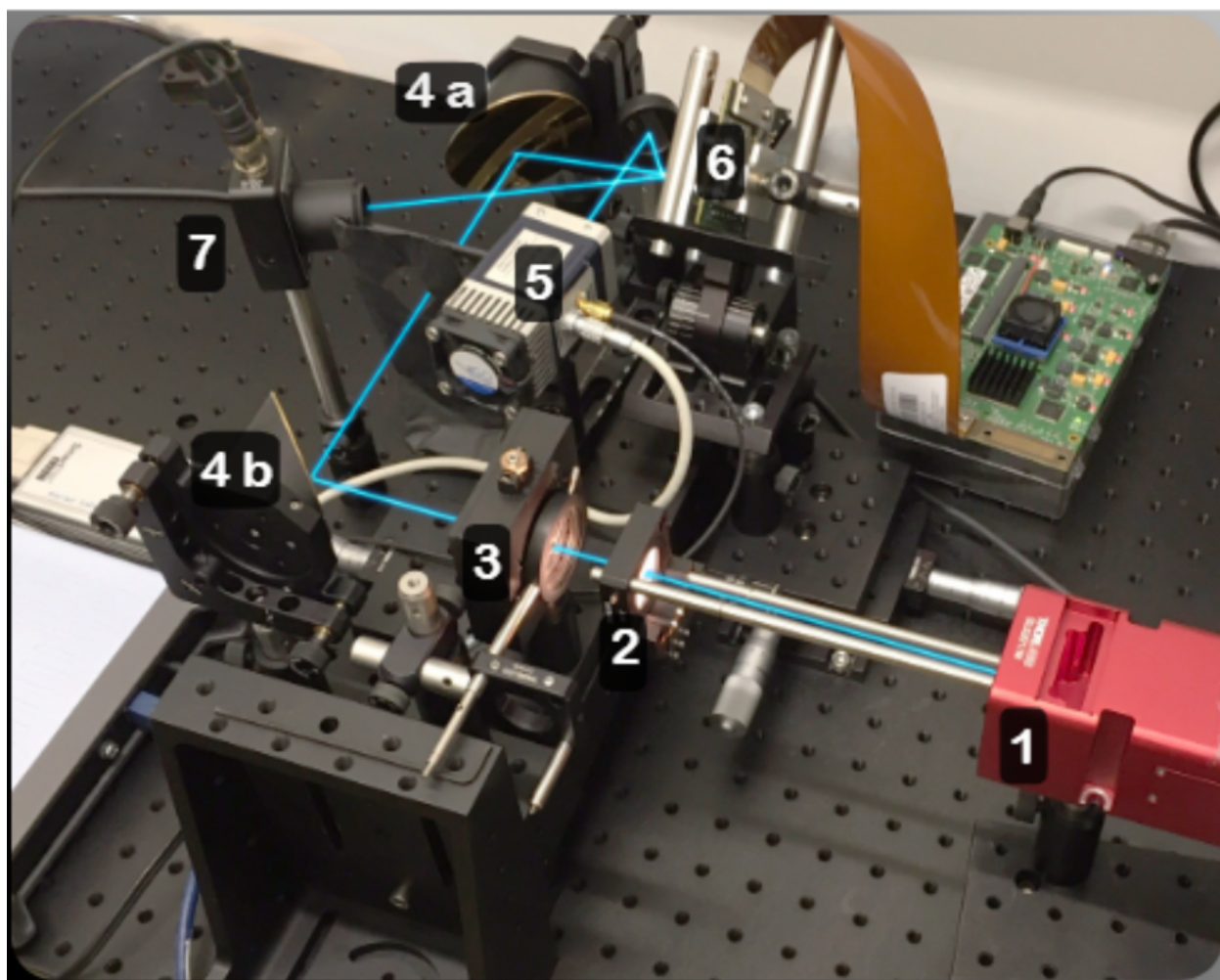
Ponieważ działanie zaproponowanego algorytmu pomiarowego było silnie zależne od poziomu stosunku sygnału do szumu, a detektory światła podczerwonego charakteryzują się stosunkowo wyższymi poziomami szumów w porównaniu do detektorów światła widzialnego, zdecydowano się powtórzyć eksperyment dla szerszego zakresu widmowego. Zaproponowano układ optyczny w którym jedno z ramion układu optycznego pozwala na detekcję światła widzialnego za pomocą detektora krzemowego (PDA100A2 - Thorlabs), a drugie światła podczerwonego (PVI-4TE-6 - Vigo Photonics). W celu ograniczenia wpływu optyki na zakres promieniowania docierającego do detektora, tam gdzie było to niezbędne, wymieniono soczewki na optykę odbiciową. Dodatkowo zdecydowano się na zaprojektowanie układu w taki sposób, aby ograniczyć jego całkowite wymiary, co może mieć potencjalnie wpływ na możliwość komercyjnego zastosowania przedstawionej metody. Fotografię układu zaprezentowano na rysunku 3.25. Na rysunku 3.26 zaprezentowano reprezentatywną rekonstrukcję przedstawiającą uproszczone logo Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego.



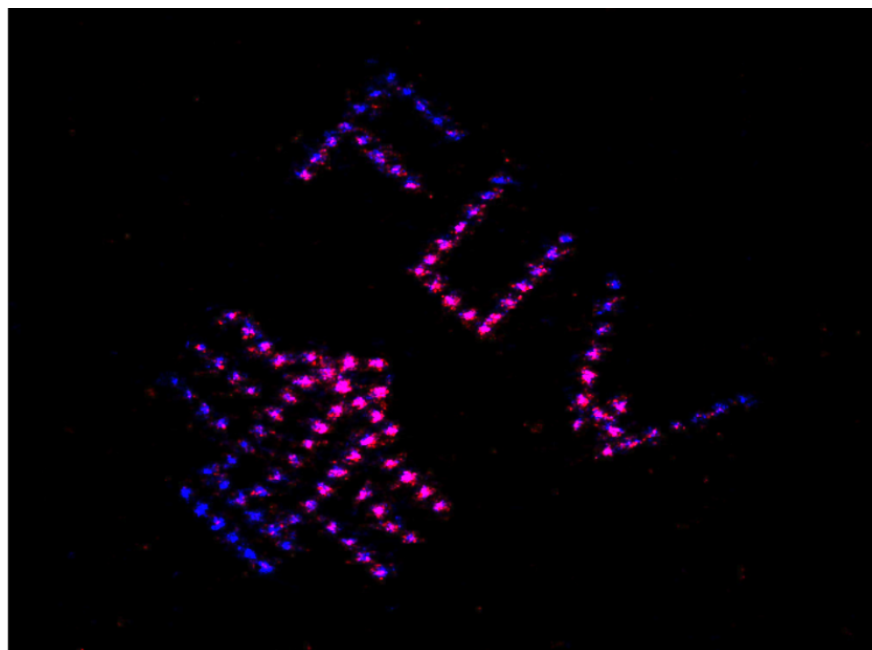
Rysunek 3.24: Obraz zmierzony za pomocą układu jednopikselowego z algorytmem pozwalającym na precyzyjne określenie pola widzenia. a) Originalny obraz utrwalony za pomocą aparatu fotograficznego wyposażonego w obiektyw makroskopowy. b) Wynik rekonstrukcji o rozdzielczości 256×256 z wykorzystaniem operacji macierz razy wektor dla masek będących podzbiorem dyskretnej transformaty cosinusowej z kompresją na poziomie 5%. c) Obraz o rozdzielczości 1024×768 zrekonstruowany za pomocą zaproponowanego algorytmu MD-FDRI z kompresją na poziomie 0.4%. Obrazy b i c wykonane zostały z użyciem niemal takiej samej liczby masek próbkujących (około 3100).

3.8 Omówienie wyników i podsumowanie

Przedstawione w tym rozdziale badania przedstawiają rozwój metod obrazowania jednopikselowego z wykorzystaniem modulatorów DMD. Osiągnięto satysfakcjonujące rozdzielczości pomiaru oraz czasy akwizycji i rekonstrukcji. Omówione zostały 2 algorytmy rekonstrukcji, przy czym pierwszy z nich wykorzystywał informacje o typowych częstotliwościach przestrzennych obrazu, natomiast drugi pozwalał wykorzystać dodatkową informację o nieujemności sygnału oraz rzadkości obrazu. Wykorzystanie modulatorów DMD do celów obrazowania hiperspektralnego w podczerwieni okazało się dużym wyzwaniem ze względu na silne zjawiska interferencji na powierzchni modulatora. Udowodniono jednak, że obrazowanie w wielu kanałach spektralnych, w tym w zakresie średniej podczerwieni, jest możliwe, i dalszy rozwój tej metody jest interesujący badawczo, choć wymaga znacznych nakładów finansowych. W szczególności, zaprojektowanie i wykonanie dedykowanej optyki, pozwalającej na zminimalizowanie wpływu dyfrakcji na pomiar, wydaje się niezbędne.



Rysunek 3.25: Jednopikselowa detekcja obrazu dla zakresy światła widzialnego i podczerwieni. 1) Lampa halogenowa, 2 płytka rozpraszająca BaF2, uchwyt próbki, 4a) i 4b) zwierciadła paraboliczne ustawione w układzie 4F, 5) detektor światła podczerwonego, 6) modulator DMD, 7) detektor światła widzialnego wraz z obiektywem [42].



Rysunek 3.26: Rekonstrukcja obrazu wykonanego techniką detekcji jednopikselowej z wykorzystaniem algorytmu MD-FDRI dla zakresu światła widzialnego i podczerwieni w rozdzielczości 1024x768. Zastosowano pseudokolorowanie, tak że kolor czerwony odpowiada rekonstrukcji w zakresie podczerwonym, a kolor niebieski rekonstrukcji w świetle widzialnym [42].

Rozdział 4

Porównanie układów obrazujących wykorzystujących kamerę oraz pojedynczy piksel

4.1 Wstęp

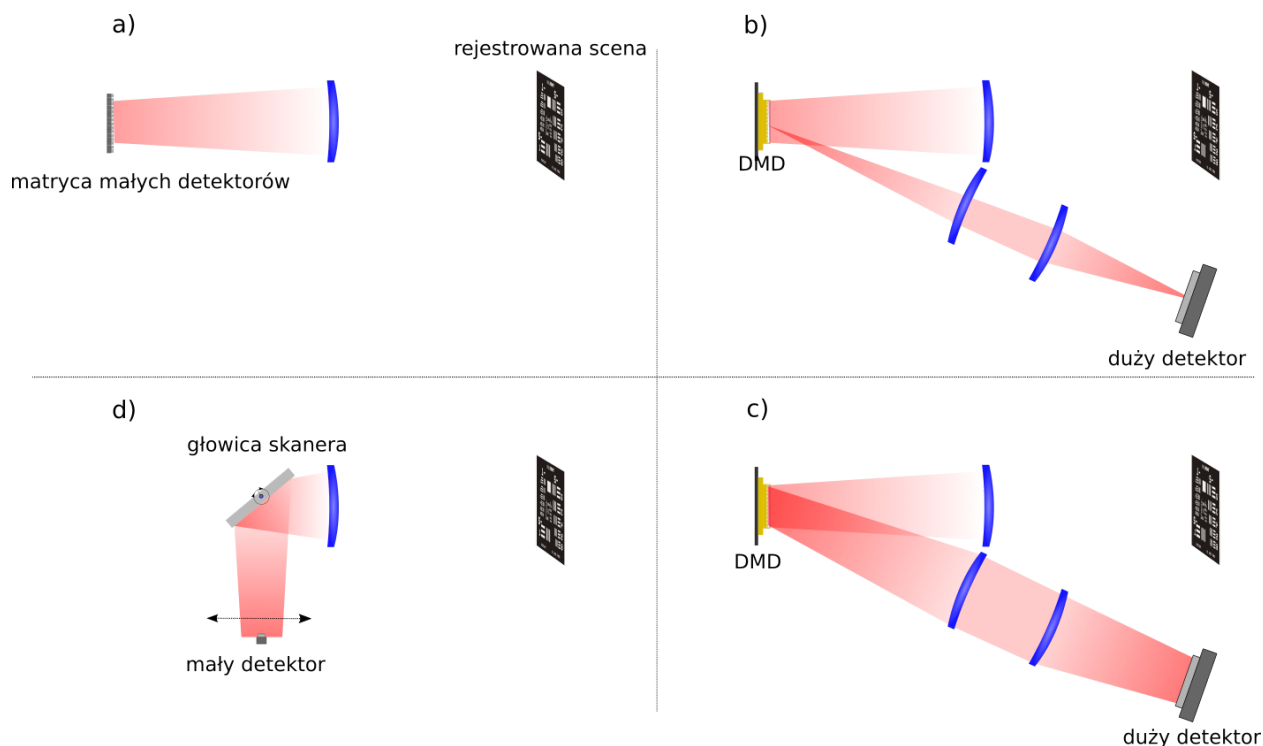
Większość publikacji poświęconych obrazowaniu jednopikselowemu koncentruje się na zagadnieniach związanych z zastosowaniem różnych zestawów masek próbkujących, uzyskiwaniem obrazów wysokiej jakości bądź wykorzystywaniem nowych metod rekonstrukcji obrazu [91, 92, 93]. Dotychczas opisano układy jednopikselowe działające w zakresie nadfioletu, światła widzialnego, podczerwieni, a nawet promieniowania terahercowego [76, 94, 41, 39, 95, 96].

Wykorzystanie modulatora DMD do obrazowania ma szereg zalet, ograniczona zostaje liczba ruchomych elementów, a próbkowanie obrazu może się odbyć za pomocą arbitralnie dobranego, prostego w przygotowaniu zestawu masek binarnych. Z drugiej jednak strony istnieje wiele innych konkurencyjnych metod obrazowania, które należy uwzględnić projektując układ obrazujący. W rozdziale tym omówiono zasadność wykorzystania 3 rodzajów układów obrazujących - układu skanującego, układu z modulatorem DMD oraz tradycyjnej kamery wyposażonej w macierz pikseli. Przedyskutowana została teoretyczna sprawność takich układów przy założeniu, że dominującym składnikiem szumu jest szum biały którego źródłem jest wykorzystywany detektor światła oraz sytuacje w których zastosowanie metod obrazowania jednopikselowego przynosi realne korzyści.

W dalszej części rozdziału rozważono kwestię pomijaną często w pracach poświęconych kompresywnemu obrazowaniu jednopikselowemu, a mianowicie wpływ rodzaju szumu na zasadność użycia multipleksji oraz kompresji pomiaru.

4.2 Wybór pomiędzy kamerą a obrazowaniem jednopikselowym

Najważniejszą konkurencją dla układów jednopikselowych tworzą układy wyposażone w macierze detektorów. Powszechnie spotykaną, choć nieprawdziwą opinią jest stwierdzenie "ma-



Rysunek 4.1: Cztery obrazujące układy optyczne wyposażone w ten sam obiektyw rejestrujące tę samą scenę. a) Obraz tworzony jest na macierzy małych detektorów. b) Obraz tworzony jest i próbkowany na powierzchni modulatora DMD. Światło odbijające się od modulatora trafia następnie na duży detektor światła o powierzchni odpowiadającej całej macierzy wykorzystanej w punkcie a. Pomiar wykonywany jest techniką piksel po pikselu. c) Obraz tworzony jest i próbkowany na powierzchni modulatora DMD. Światło odbijające się od modulatora trafia następnie na duży detektor światła o powierzchni odpowiadającej całej macierzy wykorzystanej w punkcie a. Pomiar wykonywany jest techniką multipleksacji. d) Obraz tworzony jest na płaszczyźnie w której znajduje się jeden mały detektor. Obraz przesuwany jest w trakcie trwania pomiaru za pomocą skanera.

tryca światłoczuła zawsze zapewniać będzie lepszy stosunek sygnału do szumu w porównaniu do układów wyposażonych w detektor jednopikselowy”. Stwierdzenie to jest silnie powiązane z kierunkiem rozwoju technologii na przestrzeni ostatnich dekad. Pierwsze dostępne kamery cyfrowe faktycznie wykorzystywały pojedyncze piksele, aby wraz z rozwojem techniki przejść do układów wyposażonych w linijki detektorów i ostatecznie do wysokorozdzielczych matryc detektorów. Rzeczywiście, w przypadku gdy rozważana jest typowa kamera rejestrująca scenę o rozmiarach makroskopowych z wykorzystaniem światła występującego w naturze, więcej pikseli oznacza lepsze zdjęcie o ile tylko zwiększenie liczby pikseli nie wpłynie na jakość działania pojedynczego piksela. Wyobraźmy sobie trzy rodzaje układów optycznych wyposażonych w ten sam obiektyw tworzący kwadratowy obraz o boku $N \cdot a$, gdzie N to liczba rzędów bądź kolumn rejestrowanych pikseli, natomiast a to długość boku pojedynczego piksela. Całkowita liczba pikseli wyniesie w tym przypadku N^2 . Rozważane będą następujące 3 konfiguracje

1. Matryca $N \times N$ kwadratowych pikseli o bokach równych a obserwująca całą scenę. Układ zaprezentowano na rysunku 4.1a.
2. (a) Układ wyposażony w modulator DMD wypełniający cały obszar obrazu i jeden

duży detektor o boku $N \cdot a$ obserwujący cały modulator DMD. Akwizycja wykonywana będzie piksel po pikselu (Mamy tu na myśli piksele modulatora DMD). Rysunek 4.1b.

- (b) Ten sam układ wyposażony w modulator DMD, ale z próbkowaniem multipleksywnym. Rysunek 4.1c.

3. Układ skanujący wyposażony w skaner i jeden detektor o boku równym a który w danym momencie obserwuje jedynie wycinek sceny. Układ zaprezentowano na rysunku 4.1d.

W celu porównania tych trzech rozwiązań, założymy, że szum pojedynczego detektora porównywalny jest z szumem każdego z pikseli matrycy o ile nie zmienił się rozmiar elementu. Zakładamy, że wykorzystany został ten sam materiał półprzewodnikowy, podobna technologia wytwarzania przyrządu oraz że matryca i detektor działają w takich samych warunkach. Zmiana rozmiaru detektora powodować będzie wzrost szumu proporcjonalny do pierwiastka ze stosunku powierzchni detektorów zgodnie ze wzorem (4.1).

$$\frac{\text{Szum}_a}{\text{Szum}_b} = \sqrt{\frac{\text{Powierzchnia}_a}{\text{Powierzchnia}_b}} \quad (4.1)$$

Upraszczając obliczenia, założymy, że znamy SNR uzyskany za pomocą pierwszego układu, po jednej sekundzie akwizycji wynosić będzie 1000.

$$\text{SNR}_1 = 1000 \quad (4.2)$$

W przypadku układu drugiego rozważmy dwie strategie próbkowania. Próbkowanie piksel po pikselu oraz próbkowanie multipleksujące za pomocą pełnej bazy funkcji próbkujących. W przypadku pomiaru piksel po pikselu otrzymamy fatalny stosunek sygnału do szumu będący wynikiem krótkiego czasu akwizycji każdego z pikseli,

$$t = 1/N^2, \quad (4.3)$$

oraz większego szumu detektora ze względu na jego większe wymiary,

$$\text{Szum}_{2a} = \sqrt{N \cdot N} \cdot \text{Szum}_1. \quad (4.4)$$

Otrzymujemy ostatecznie:

$$\text{SNR}_{2a} = \frac{1000}{\sqrt{N^2} \cdot \sqrt{N^2}} = \frac{1000}{N^2}. \quad (4.5)$$

W przypadku powszechnie stosowanej rozdzielczości 1024x1024 pikseli oznaczać będzie to SNR na poziomie 10^{-3} . Aby uzyskać obraz porównywalny z układem numer 1 pomiar należałoby uśredniać przez ponad 30 tysięcy lat ($(10^6)^2$ s). W przypadku zastosowania multipleksji z pełną bazą funkcji próbkujących SNR poprawiony zostanie czynnik równy pierwiastkowi z liczby pikseli (przypadek ten omówiono dokładniej w dalszej części rozdziału):

$$\text{SNR}_{2b} = \text{SNR}_{2a} \cdot \sqrt{N^2} = \frac{1000}{N}, \quad (4.6)$$

Obraz może być w dalszym ciągu poprawiany poprzez wykorzystanie metod pomiaru kompresyjnego co opisane zostało w poprzednim rozdziale, ale wykonanie tą metodą obrazu porównywalnego z układem 1 przy porównywalnym czasie akwizycji wydaje się niemożliwe. W przypadku obrazowania układem trzecim uzyskany obraz SNR będzie gorszy niż w przypadku układu 1 o czynnik wynikający z krótszego czasu akwizycji przy zachowanym szumie detektora, otrzymujemy więc,

$$\text{SNR}_3 = \frac{1000}{\sqrt{N^2}} = \frac{1000}{N}. \quad (4.7)$$

Uzyskany został dokładnie ten sam wynik, co w przypadku pomiaru z użyciem modulatora DMD z zastosowaniem multipleksji we wzorze (4.6) Przedstawione dotychczas rozważania nie nastawiają optymistycznie do wykorzystania metod obrazowania jednopikselowego. Okazuje się jednak, że sytuacja może diametralnie się zmienić w przypadku uwzględnienia dodatkowych czynników omówionych poniżej.

4.2.1 Niewystarczające parametry dostępnych obecnie matryc

Przed wszystkim w pewnych zastosowaniach matryce detektorów nie mogą zostać użyte ze względu na swoje rozmiary [97], ograniczony zakres widmowy [95, 96] lub niewystarczającą rozdzielczość widmową bądź czasową [98]. Zauważyć trzeba, że dostępność pojedynczych detektorów charakteryzujących się bardzo wysokimi czasami odpowiedzi lub selektywnością spektralną jest znacznie lepsza niż w przypadku całych matryc o porównywalnych szybkościach. Przykładowo, pojedynczy detektor światła widzialnego o częstotliwości działania na poziomie gigaherców nie jest obecnie niczym wyjątkowym, w odróżnieniu od matrycy takich detektorów. W przypadku bardziej egzotycznych zakresów widmowych różnica ta jest jeszcze bardziej istotna. Pojedynczy detektor w łatwy sposób można zintegrować również z układami pomiarowymi gdzie próbka wzbudzana jest za pomocą ultrakrótkiego impulsu laserowego lub ze spektrofotometrami FTIR zapewniającymi informacje o widmie próbki.

4.2.2 Oświetlenie próbki za pomocą lasera

W przypadku gdy rozważany jest układ, w którym próbka jest aktywnie oświetlana przez laser interesującym rozwiązaniem staje się zastosowanie układu skanującego w którym pole widzenia detektora ograniczone jest do aktualnie oświetlanego układu. Układ taki opisany został w rozdziale 2. W takim przypadku cała dostępna moc światła wykorzystywana jest przez cały okres wykonywania pomiaru gwarantując poziom SNR lepszy niż w przypadku wykorzystania matrycy i oświetlania laserem całej próbki równocześnie. Czas akwizycji pojedynczego piksela obniży SNR o czynnik $\sqrt{N^2}$, natomiast całkowita moc padająca na detektor wzrośnie N^2 razy. Otrzymamy ostatecznie:

$$\text{SNR}_{\text{skan laserowy}} = \frac{1000}{\sqrt{N^2}} \cdot N^2 = 1000 \cdot \sqrt{N^2}. \quad (4.8)$$

W rzeczywistych układach skanujących po skupieniu całego dostępnego światła na detektorze dominować będzie szum lasera, który zniwelować należy za pomocą detektora pomocniczego tak jak opisano to w rozdziale 2.4.

4.2.3 Rozmiar detektora nie wpływa na poziom szumu

W szczególnych przypadkach okazać może się, że rozmiar detektora światła nie wpływa na poziom szumu (zmniejszanie detektora nie powoduje spadku szumów) i wzór 4.1 nie może zostać zastosowany. Sytuacja taka wynika generalnie z ograniczeń technologicznych i dlatego nie została tutaj szerzej omówiona.

4.3 Przewaga multipleksji w obrazowaniu jednopikselowym i kompresyjnym

W poprzedniej części rozdziału założono, że szum pomiaru opisać można za pomocą szumu białego, którego głównym źródłem jest detektor. Sytuacja taka zachodzi często w przypadku pomiarów w zakresie podczerwieni, natomiast w przypadku detektorów światła widzialnego dominującym czynnikiem może być szum śrutowy układu związany z kwantową naturą światła docierającego do detektora. [99, 87, 100]. W celu określenia, dla jakich mocy światła oraz dla jakich detektorów należy się spodziewać poprawy obrazu przy użyciu multipleksji lub kompresji pomiaru, przeprowadzono szereg symulacji numerycznych i eksperymentów.

4.3.1 Szum zależny i niezależny od mierzonego sygnału

Rozważmy prosty układ detekcji obrazu w którym końcowa jakość obrazu zależy jedynie od mocy dostępnego światła, szumu fotonowego źródła światła, szumu detektora oraz od szumu rekonstrukcji w przypadku obrazowania pośredniego. Poziom szumu detektora jest opisywany zwyczajowo przy użyciu jednej z dwóch wartości:

- Moc równoważna szumowi - NEP (ang. Noise Equivalent Power) czyli wartość mocy którą oświetlony musi zostać detektor aby przy paśmie 1 Hz otrzymać stosunek sygnału do szumu (ang. SNR) na poziomie 1.
- Detekcyjność - oznaczana symbolem D^* i zdefiniowana jako odwrotność NEP znormalizowana do powierzchni detektora, tak jak w poniższym równaniu:

$$D^* = \frac{\sqrt{A \cdot \Delta F}}{NEP}, \quad (4.9)$$

gdzie A odpowiada powierzchni detektora wyrażonej w centymetrach kwadratowych.

W literaturze przyjęło się, że wartość D^* stosowana jest głównie do opisu detektorów pracujących w zakresie podczerwonym, natomiast parametr NEP używany jest częściej w odniesieniu do detektorów promieniowania widzialnego.

Dla wszystkich detektorów fotonowych wartości te są silnie uzależnione od czułości widmowej danego przyrządu i najczęściej prezentowane w postaci wykresów ukazujących zależność NEP lub D^* od długości fali padającego promieniowania. Całkowity szum generowany przez detektor stanowi sumę wielu różnych zjawisk fizycznych, przy czym czynnik dominujący zależy zarówno od rodzaju detektora, jak i od jego parametrów pracy.

W większości praktycznych przypadków poziom szumu detektora pozostaje niezależny od mocy światła docierającego do jego powierzchni. W takiej sytuacji możliwe jest wyznaczenie spodziewanego stosunku sygnału do szumu, na podstawie relacji:

$$\text{SNR}_{\text{detektor}} = \frac{\text{Signal}}{\text{NEP}}. \quad (4.10)$$

Z drugiej strony, każde, nawet najbardziej stabilne źródło światła, obarczone jest szumem fotonowym (ang. Photon noise) który obliczyć można jako pierwiastek z N czyli liczby zarejestrowanych fotonów:

$$\text{Photon noise} = \sqrt{N}, \quad (4.11)$$

stosunek sygnału do szumu w przypadku braku szumu detektora obliczyć można jako:

$$\text{SNR}_{\text{foton}} = \frac{N}{\sqrt{N}} = \sqrt{N} \simeq \sqrt{\text{Signal}}. \quad (4.12)$$

4.3.2 Przewaga multipleksji

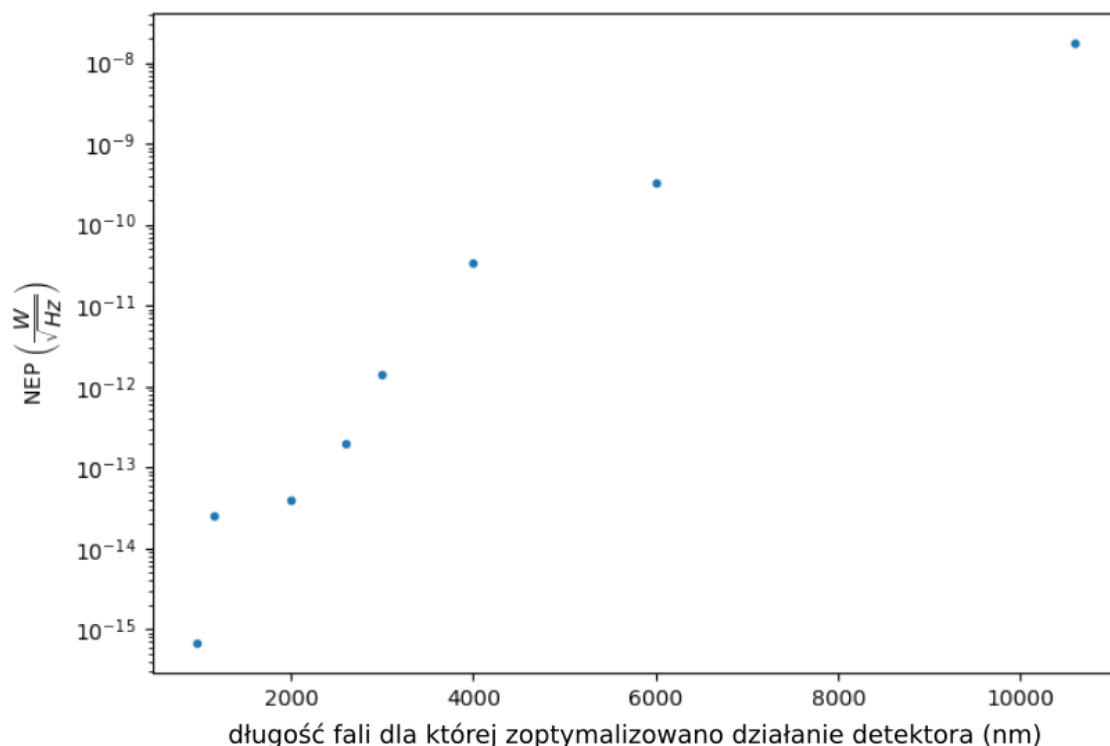
Przewaga multipleksji, znana również jako przewaga Fellgetta, jest dobrze opisanym zjawiskiem, szeroko wykorzystywanym przy projektowaniu spektrofotometrów [101]. Zasada ta wskazuje, że w układach optycznych, w których głównym źródłem szumu jest detektor światła (a więc szum nie zależy od poziomu sygnału), korzystniejsze okazuje się zastosowanie pomiaru pośredniego opartego na multipleksji niż klasycznego pomiaru bezpośredniego. Z drugiej strony, gdy dominującym ograniczeniem jest szum fotonowy, wykorzystanie multipleksji nie prowadzi do poprawy jakości pomiaru.

Aby lepiej zobrazować to zagadnienie, rozważmy następujący problem. Dysponujemy wagą oraz dziesięcioma odważnikami o nieznanymi masach, które chcemy zmierzyć jak najdokładniej, wykonując dziesięć pomiarów. Pytanie brzmi: w jaki sposób można ten proces przeprowadzić optymalnie?

Jeżeli błąd pomiaru jest proporcjonalny do mierzonej wartości (na przykład odchylenie standardowe wynosi 1% masy badanego obiektu), wówczas najprostszym i jednocześnie najlepszym rozwiązaniem jest ważenie odważników pojedynczo, jeden po drugim.

Sytuacja zmienia się jednak, gdy błąd pomiaru ma charakter stały – przykładowo, gdy odchylenie standardowe wynosi zawsze 1 gram, niezależnie od masy obiektu. W takim przypadku korzystniejsze jest jednoczesne ważenie kilku odważników, na przykład połowy dostępnego zestawu, przy czym dobór kombinacji powinien zapewniać ich liniową niezależność. Uzyskane w ten sposób wyniki wymagają następnie dodatkowego etapu obliczeń – rozwiązania układu równań liniowych – jednak prowadzą do znacznie niższej niepewności pomiaru masy każdego odważnika niż w przypadku klasycznego podejścia. Różnica jakości pomiarów pomiędzy tymi dwiema metodami rośnie proporcjonalnie do pierwiastka kwadratowego z liczby mierzonych obiektów. Opisany problem można z łatwością uogólnić na inne sytuacje, w których szum pomiarowy nie zależy od poziomu mierzonego sygnału.

Dobrym przykładem omawianego zjawiska jest porównanie spektroskopii Fouriera z klasycznym spektrofotometrem szczelinowym wyposażonym w siatkę dyfrakcyjną oraz linijkę detektorów. W pomiarach prowadzonych w zakresie światła widzialnego głównym źródłem



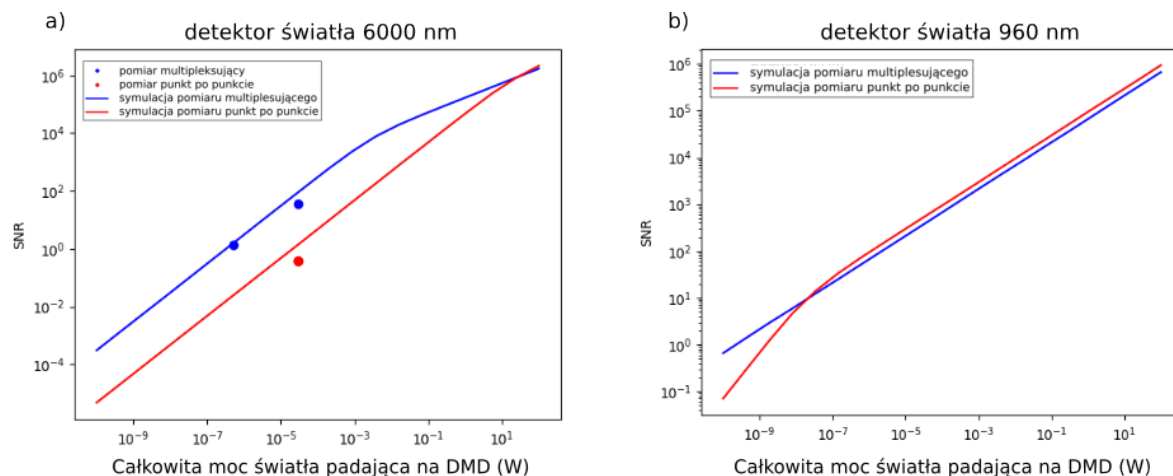
Rysunek 4.2: Porównanie najlepszych dostępnych komercyjnie detektorów zoptymalizowanych dla działania dla różnych długości fal w zakresie podczerwieni, wyłączając detektory wymagające chłodzenia ciekłym azotem lub helem. NEP detektorów w tym zakresie ograniczony jest poprzez szum tła oraz przez temperaturę sensora.

szumu jest szum fotonowy, natomiast w zakresie podczerwonym dominuje szum własny detektorów. Różnica ta sprawia, że w przypadku spektrofotometrów działających w zakresie światła widzialnego od lat dominują układy wykonujące pomiar bezpośredni przy użyciu linijki detektorów. Z kolei dla podczerwieni rozwiązaniem optymalnym okazuje się pomiar pośredni oparty na zasadzie multipleksji. Różnice parametru NEP dostępnych komercyjnie detektorów światła zoptymalizowanych dla działania w różnych długościach fal omówiono w następnym fragmencie rozdziału.

4.3.3 Wysokie szумы detektorów podczerwieni

Na rysunku 4.2 przedstawiono wartości NEP dla detektorów zoptymalizowanych pod kątem różnych długości fal, począwszy od zakresu bliskiej podczerwieni. Zestawienie to obejmuje najlepsze, komercyjnie dostępne detektory oferowane przez firmy Hamamatsu, Teledyne Judson oraz Vigo Photonics, przy czym uwzględniono jedynie te, które nie wymagają chłodzenia ciekłym azotem ani helem. Łatwo zauważyć, że detektory zaprojektowane do pracy przy coraz dłuższych długościach fal charakteryzują się znacznie wyższymi poziomami szumów.

Zjawisko to można wyjaśnić na dwa sposoby. Po pierwsze, granicę możliwości detektora fotonowego wyznacza fundamentalnie szum tła. Jeżeli szum własny detektora jest pomijalny w



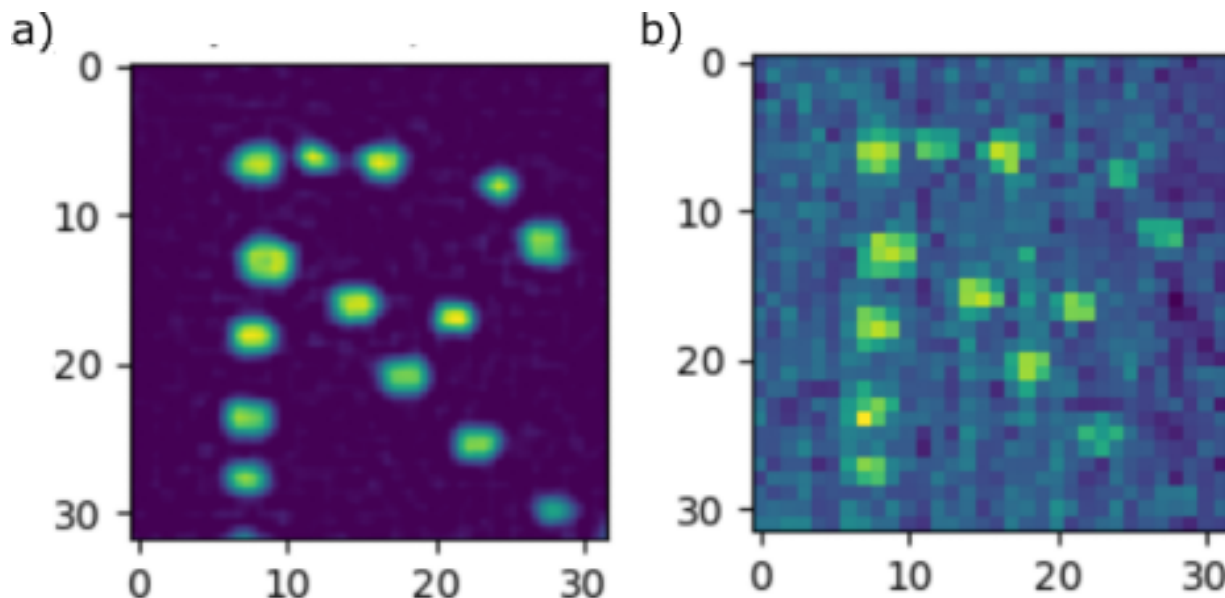
Rysunek 4.3: a) Wyniki numeryczne i eksperymentalne jakości zrekonstruowanego obrazu w funkcji dostępnej w układzie optycznym mocy światła. Symulacja przeprowadzona została dla detektora światła podczerwonego którego budowa zoptymalizowana została pod kątem wykrywania promieniowania w zakresie 6000 nm. Detektor taki użyty został w części doświadczalnej eksperymentu. b) Wyniki numeryczne przedstawiające jakość zrekonstruowanego obrazu w funkcji dostępnej mocy światła podczerwonego dla detektora którego budowa zoptymalizowana została pod kątem wykrywania promieniowania w zakresie 960 nm charakteryzującego się znacznie niższym szumem niż jego długofalowy odpowiednik (NEP niższy o 6 rzędów wielkości). W przypadku obydwu detektorów widoczny jest obszar w którym multipleksja nie gwarantuje już poprawy wyniku rekonstrukcji, przy czym dla długofalowego detektora światła obszar ten wypada dla znacznie wyższych mocy światła.

porównaniu z szumem tła, wówczas określa się go mianem detektora BLIP (ang. Background-limited infrared photodetector). Przy temperaturze otoczenia równej 300 K najgorsze wartości NEP uzyskują detektory zoptymalizowane do pracy w zakresie 10–20 μm [102].

Po drugie, aby zapewnić poprawne działanie detektorów dostosowanych do coraz dłuższych długości fal, konieczne staje się obniżanie temperatury sensora. Dla detektorów światła widzialnego nawet temperatura pokojowa pozwala na osiągnięcie NEP lepszego niż w przypadku chłodzonych ciekłym helem detektorów zaprojektowanych do pracy w zakresie 20 μm . Przedstawioną przewagę multipleksji zwykło się wykorzystywać w zastosowaniach spektrofotometrycznych, jednakże jej działanie przełożyć można również na układ obrazujący wyposażony w pojedynczy detektor światła.

4.3.4 Obrazowanie jednopikselowe - wpływ multipleksji na pomiar

Porównajmy dwa sposoby wykonania obrazowania jednopikselowego z wykorzystaniem modulatora DMD. Naiwny sposób wykorzystujący skan piksel po pikselu oraz pomiar wykorzystujący multipleksję. W obu przypadkach wykorzystany będzie ten sam detektor zbierający światło z całego modulatora DMD. We wcześniejszej części rozdziału pokazano, że w przypadku przewagi szumu detektora, pomiar multipleksujący zapewni wzrost sygnału o $\sqrt{N^2}$ czyli o pierwiastek z całkowitej liczby mierzonych pikseli tak jak w równaniach (4.5) oraz (4.6). Jako pierwszy krok mający na celu sprawdzenie zachowania się tej zależności w obecności szumu fotonowego przeprowadzono symulację numeryczną jakości rekonstrukcji obrazu dla różnych detektorów, oraz różnych mocy światła dostępnego na modulatorze DMD. Przyjęto, że każdy z pomiarów (każda maska pomiarowa lub pomiar każdego piksela) trwa

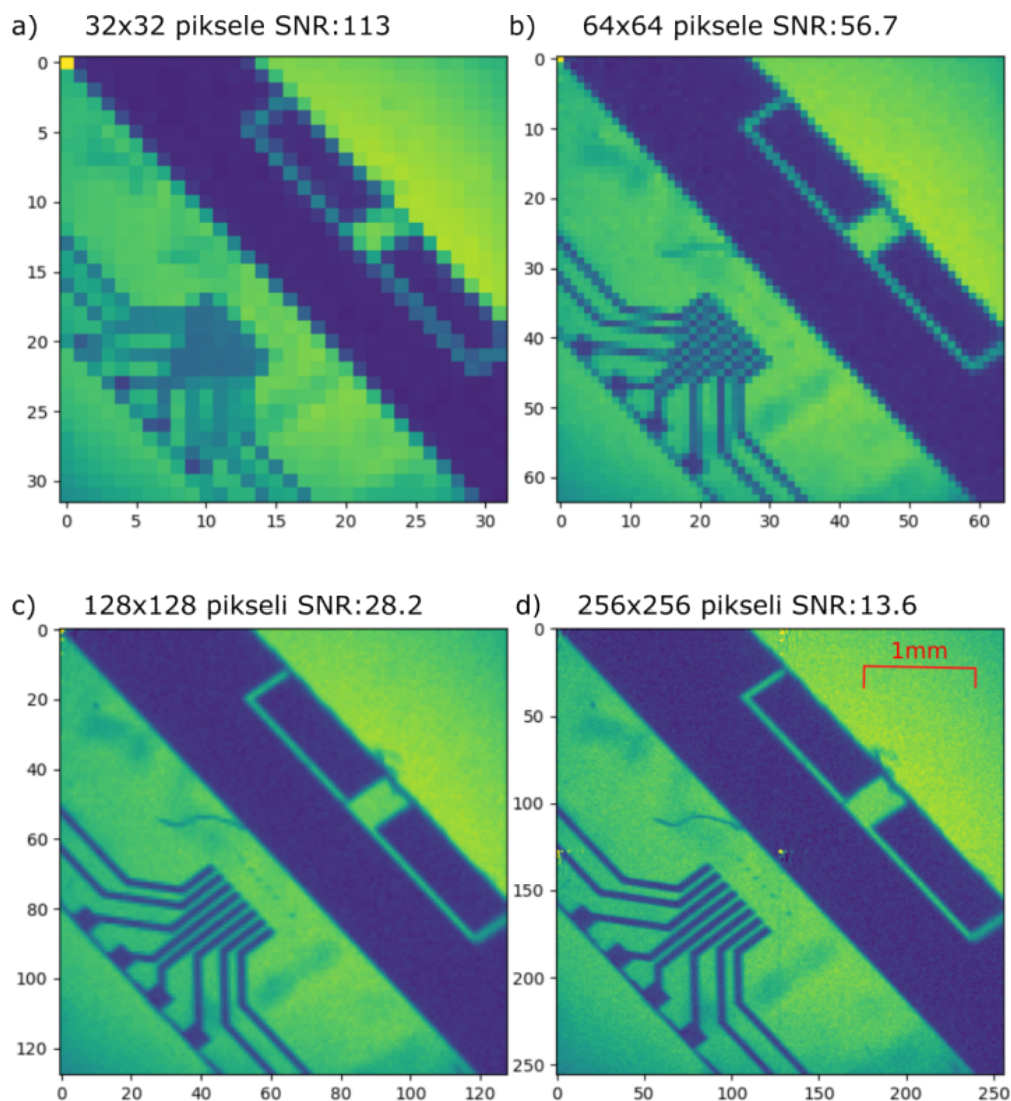


Rysunek 4.4: Pomiar transmisji próbki wykonanej z perforowanej folii aluminiowej dwiema różnymi metodami przy wykorzystaniu modulatora DMD. a) Pomiar multipleksujący, wykorzystano pełną bazę funkcji Hadamarda. b) pomiar piksel po pikselu. Widoczna jest znacznie niższa jakość uzyskanej rekonstrukcji.

będzie $50 \mu\text{s}$ (maksymalna prędkość modulacji modulatora DMD), 100% efektywność układu optycznego (całe światło padające na zwierciadła DMD w pozycji ON trafia do detektora) oraz szum fotonowy obliczony na podstawie wzoru:

$$\text{Photon noise} = \sqrt{N} = \sqrt{E \cdot \frac{\lambda}{h \cdot c}}, \quad (4.13)$$

gdzie h to stała Plancka, c to prędkość światła, a λ to długość fali światła dla której zoptymalizowano detektor. Szum fotonowy w symulacji przybliżono za pomocą rozkładu Poissona, podczas gdy szum detektora dodano jako szum losowany z rozkładu normalnego o szerokości obliczonej na podstawie NEP detektora oraz czasu akwizycji. Symulacje wykonano dla całkowitych mocy promieniowania od 10^{-13} do 10^{-4} wata dla długości fali światła 960 nm oraz 6000 nm. Na rysunku 4.3 zaprezentowano wyniki symulacji oraz wyniki trzech eksperymentów. Warto zauważyć, że w przypadku detektorów o bardzo niskim szumie (przeznaczonych do działania w zakresie bliskiej podczerwieni) przewaga multipleksji występuje jedynie dla bardzo niskich poziomów oświetlenia (poniżej 10^{-7} wata). Na rysunku 4.4 zaprezentowano wynik obrazowania z użyciem modulatora DMD z użyciem techniki piksel po pikselu oraz multipleksji. Pomiar wartości SNR wykonano poprzez wielokrotne powtórzenie eksperymentu i późniejsze porównanie uzyskanych wyników z wynikiem uśrednionym. Przeprowadzono również podobny pomiar z tą różnicą, że zredukowano około 100 krotnie moc światła padającego na modulator DMD. W tym przypadku pomiar multipleksujący zapewnił czytelny choć nieco zaszumiony obraz podczas gdy rekonstrukcja pomiaru nie zawierała widocznych informacji o badanym obrazie nawet po wielokrotnym uśrednieniu wyników. Na rysunku 4.5 Zaprezentowano również wyniki pomiaru multipleksującego dla wyższych rozdzielczości (od 32×32 do 256×256 pikseli) w przypadku których uzyskanie rozsądnego wyniku metodą piksel po pikselu nie było możliwe.

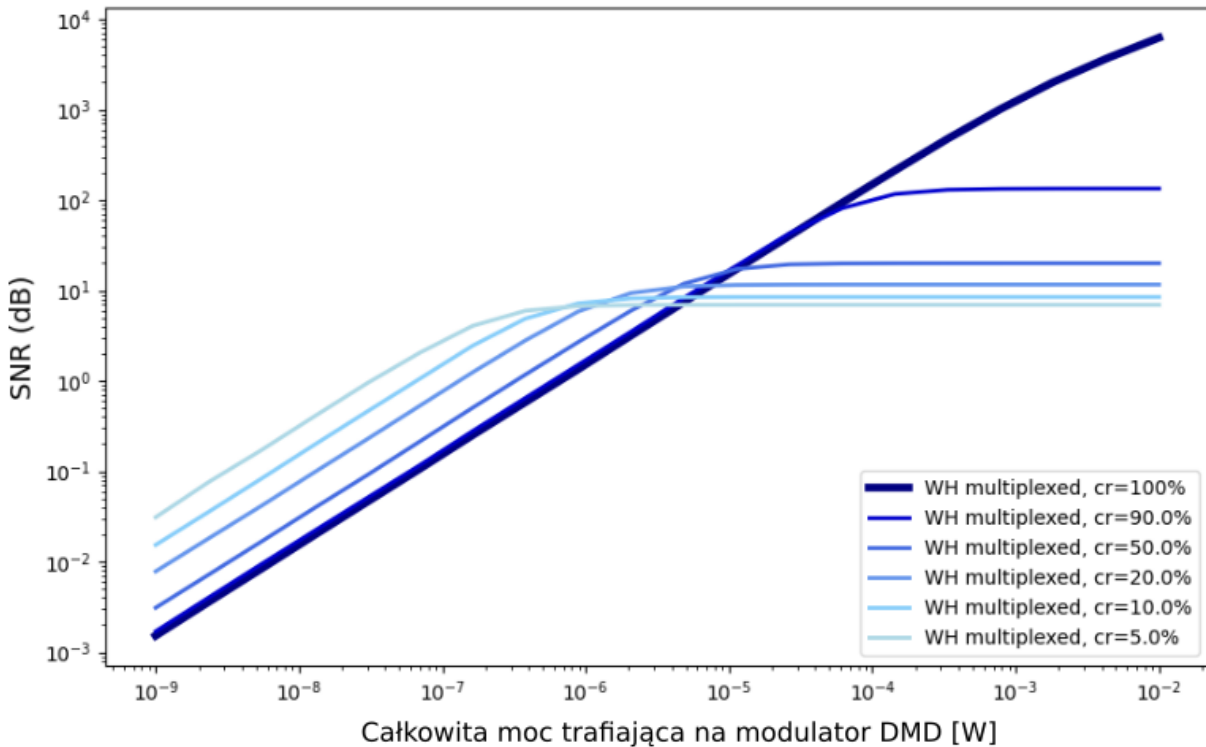


Rysunek 4.5: Wynik pomiaru transmisji szafirowej pytki z naniesionymi złotymi ścieżkami w zakresie spektralnym 1000-5000 nm. Wszystkie rozdzielczości uzyskane były przy tym samym całkowitym czasie wyświetlania masek równym 3.3 s. Obraz uzyskano za pomocą pomiaru multipleksującego. SNR podany w opisie rysunków dotyczy porównania z obrazem o tej samej rozdzielczości stąd rekonstrukcja o niskiej rozdzielczości charakteryzuje się wysokim SNR mimo, że przedstawia mniej szczegółów niż rekonstrukcja o wysokiej rozdzielczości. Uzyskanie rozsądnej jakości obrazu za pomocą pomiaru piksel po pikselu dla rozdzielczości powyżej 32x32 piksele okazało się niemożliwe.

Dla całkowitego potwierdzenia przedstawionych obliczeń warto byłoby wykonać również pomiar w zakresie światła widzialnego dla detektora o bardzo niskim szumie, tak aby zaprezentować sytuację w której przewaga multipleksji nie zachodzi. Niestety autor nie dysponował elektroniką wzmacniającą sygnał detektora o odpowiednio niskich szumach, a sam układ wymagałby bardzo dokładnego wyciemnienia w celu redukcji wpływu szumów pochodzących z tła.

4.4 Wpływ szumu detektora i kompresji obrazu na jakość obrazowania

Dążenie do osiągnięcia możliwie wysokiej kompresji w obrazowaniu jednopikselowym jest zwykle podyktowane ograniczoną liczbą możliwych do wykonania pomiarów lub czasem, który można poświęcić na pomiar sceny. W celu osiągnięcia możliwie ciekawych wyników, szum pomiarowy jest zwykle redukowany do minimum, co utrudnia późniejsze porównanie różnych zestawów masek próbkujących i różnych strategii akwizycji w obliczu szumu. W poniższym rozdziale przeanalizowano wpływ kompresji pomiaru multipleksującego na jakość obrazowania w obliczu różnych poziomów mocy światła dostępnej w układzie. Symulacja zakłada użycie detektora światła podczerwonego zoptymalizowanego dla zakresu widma około 6000 nm. Tak jak w przypadku opisanych wcześniej symulacji uwzględnione zostały szумы detektora (szum biały obliczony na podstawie NEP detektora i czasu akwizycji) oraz szum fotonowy obliczony na podstawie wzoru (4.13). Na potrzeby obliczeń użyto 10 różnorodnych obrazów o rozdzielczości 128x128 pikseli uzyskanych za pomocą tradycyjnej mikroskopii optycznej. Jako funkcje próbkujące wybrano pełną bazę funkcji Walsha-Hadamarda, w przypadku pomiaru bez kompresji, lub losowe podzbiory tych funkcji w przypadku pomiarów kompresyjnych. Rekonstrukcje przeprowadzano za pomocą operacji macierz razy wektor za pomocą wcześniej obliczonej i zoptymalizowanej macierzy (uogólnienie macierzy pseudo-odwrotnej) tak jak opisano to w rozdziale 3. Aby porównać faktyczną jakość obrazowania w tych samych warunkach, w przypadku pomiarów kompresyjnych symulację powtarzano a rekonstrukcje uśredniano tak, aby całkowity czas symulowanego pomiaru trwał zawsze tyle samo. Ponieważ wyniki osiągnęte dla różnych obrazów testowych były ilościowo podobne zaprezentowano jedynie zbiorczy wykres powstały poprzez uśrednienie poziomu SNR uzyskanego w procesie rekonstrukcji. Na rysunku (4.6) zaprezentowano wpływ zmiany poziomu kompresji oraz zmiany mocy światła dostępnej w układzie optycznym na osiągnęty poziom SNR rekonstruowanego obrazu. Zachowanie wykresu SNR dla wysokiej mocy optycznej jest dość oczywiste. Wyższy poziom kompresji przy wysokim stosunku uzyskiwanego sygnału do szumu detektora wpływa negatywnie na osiągnęty wynik. Jest to obszar w którym dominuje szum rekonstrukcji. Po stronie niższych mocy następuje interesujące odwrócenie zależności. W tym obszarze dominujący staje się szum pomiaru, a powtórzenie i uśrednienie pomiaru podzbioru funkcji próbkujących staje się lepszą alternatywą.



Rysunek 4.6: Wyniki symulacji komputerowej jakości rekonstrukcji obrazu. Symulację wykonano dla różnych poziomów kompresji oraz dla różnych mocy światła padającego na detektor. Aby porównać faktyczną jakość obrazowania w tych samych warunkach, w przypadku pomiarów kompresyjnych symulację powtarzano a rekonstrukcje uśredniano tak, aby całkowity czas symulowanego pomiaru trwał zawsze tyle samo. Funkcje próbkujące wybrano jako podzbiór funkcji Walsha-Hadamarda. Rekonstrukcja wykonywana była za pomocą operacji macierz razy wektor. Symulacja uwzględnia szum biały detektora (detektor PVI-4TE-6-1x1 Vigo Photonics), oraz szum fotonowy źródła światła oświetlającego scenę. Dla niskich mocy światła, korzystne staje się ograniczenie szumu pomiaru kosztem wykorzystania mniejszej liczby funkcji próbkujących.

Rozdział 5

Podsumowanie i perspektywy na przyszłość

W trzech poprzednich rozdziałach opisano metody pozwalające na uzyskanie obrazów w zakresie podczerwieni i światła widzialnego z wykorzystaniem technik obrazowania jednopikselowego. W przypadku wyników w zakresie podczerwieni, zaprezentowane metody pozwoliły uzyskać lepsze rozdzielczości przestrzenne oraz czasy akwizycji niż w układach znanych z literatury w trakcie rozpoczynania prac nad doktoratem. Obrazowanie czułości detektorów podczerwieni opisane w tej pracy stało się jedną z podstawowych technik badawczych firmy Vigo Photonics na etapie opracowywania produktów o wysokich wymaganiach względem poziomu przesłuchów optycznych i jednorodności powierzchni optycznie czulej. Z tej perspektywy uznać można, że doktorat wypełnił swoją funkcję wdrożeniową. Wykorzystanie szybkiego jednopikselowego detektora fotonowego w celu obrazowania próbki oświetlanej za pomocą optycznego oscylatora parametrycznego zdaniem autora, jest techniką ciekawą naukowo i mającą istotne zastosowania praktyczne.

Wyniki uzyskane z wykorzystaniem modulatora DMD, opisane w rozdziale drugim, pozostawiły u autora pewien niedosyt. Zaprezentowane zostały metody pomiaru i rekonstrukcji pozwalające na obrazowanie w zadowalającej rozdzielczości w kilku kanałach spektralnych, ale możliwe wydaje się znacznie bardziej zaawansowane wykorzystanie zjawisk interferencyjnych zachodzących na powierzchni modulatora. Na przykład w celu uzyskania dodatkowej informacji o widmie próbki. Układ taki wymagałby jednakże znacznego nakładu środków i pracy, tak aby zagwarantować jego powtarzalne działanie i wysoką jakość uzyskiwanego obrazu.

W rozdziale trzecim opisano sytuacje, w których pomiar jednopikselowy staje się preferencyjnym rozwiązaniem, nawet gdy możliwe jest zastosowanie matrycy pikseli. W szczególności wykazano, że obrazowanie z wykorzystaniem pojedynczego piksela może być niezmiernie korzystnym rozwiązaniem w przypadku mikroskopii z wykorzystaniem impulsowego źródła światła takiego jak optyczny oscylator parametryczny.

Bibliografia

- [1] W. Qiu and W. Hu, “Laser beam induced current microscopy and photocurrent mapping for junction characterization of infrared photodetectors,” *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, vol. 58, pp. 1–13, 2015.
- [2] D. E. Sawyer and H. K. Kessler, “Modeling and analysis of laser-beam-induced current,” *SIAM Journal on Applied Mathematics*, vol. 38, 1980.
- [3] W. S. M. B. et al., “High-resolution laser beam induced current measurements using triple-wavelength system,” *European Materials Research Society Conference Symp. Advanced Inorganic Materials and Concepts for Photovoltaics*, 2011.
- [4] A. B. P. et al., “High speed, intermediate resolution, large area laser beam induced current mapping system,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 87, p. 093708, 2016.
- [5] A. Redfern, D. A. Thomas, J. A. Musca, C. et al., “Laser beam induced current imaging of reactive ion etching induced n-type doping in hgcdte,” *Journal of Electronic Materials*, vol. 27, 1998.
- [6] A. Redfern, D. A. Thomas, J. A. Musca, C. et al., “Correlation of laser-beam-induced current with current-voltage measurements in HgCdTe photodiodes,” *Journal of Electronic Materials*, vol. 33, pp. 560–571, 2004.
- [7] A. Redfern, D. A. Thomas, J. A. Musca, C. et al., “Laser-beam-induced current mapping of spatial nonuniformities in molecular beam epitaxy as-grown HgCdTe,” *Journal of Electronic Materials*, vol. 33, pp. 572–578, 2004.
- [8] M. Liu, S. Wang, J. C. Campbell, J. D. Beck, C.-F. Wan, and M. A. Kinch, “Study of diffusion length in two-dimensional HgCdTe avalanche photodiodes by optical beam induced current,” *Journal of Applied Physics*, vol. 98, p. g4509, 2005.
- [9] J. Jia, G. Chen, X. Li, and H. Gong, “Experimental determination of diffusion length in SWIR HgCdTe photodiodes,” in *Infrared Components and Their Applications (Procs SPIE vol 5640)*, 2005.
- [10] Y. Chen, W. Hu, X. Chen, Z. Ye, J. Wang, X. Wang, C. Yu, and W. Lu, “Temperature dependence on photosensitive area extension in mercury cadmium telluride photodiodes using laser beam induced current,” *Optical Engineering*, vol. 51, no. 3, p. 036401, 2012.

- [11] K. Hong, X. H. Lu, and B. Zhang, D. “Study on the structural characteristics of HgCd-Te photodiodes using laser beam-induced current,” *Optical and Quantum Electronics*, vol. 45, pp. 623–628, 2013.
- [12] E. Głuszak, “Laser beam induced current studies of HgCdTe photodiodes,” Master’s thesis, Edith Cowan University, 2006.
- [13] J. Pawluczyk, M. Żbik, and J. Piotrowski, “LWIR lateral effect position sensitive HgCd-Te photodetector at 205 K,” *Sensors*, vol. 23, no. 10, 2023.
- [14] X. Sun, J. Abshire, M. Krainak, W. Lu, J. Beck, W. Sullivan, P. Mitra, D. Rawlings, R. Fields, D. Hinkley, and B. Hirasuna, “HgCdTe avalanche photodiode array detectors with single photon sensitivity and integrated detector cooler assemblies for space lidar applications,” *Optical Engineering*, vol. 58, p. 1, 2019.
- [15] V. Podobedov, G. Eppeldauer, L. Hanssen, and T. Larason, “Calibration of spectral responsivity of ir detectors in the range from 0.6 um to 24 um,” p. 98190P, 2016.
- [16] J. Chatard, “State-of-the-art high-volume infrared detector in france,” *Sensors and Materials*, vol. 12, pp. 397–419, 2000.
- [17] K. V. Dang, “Infrared focal plane array crosstalk measurement,” in *Proc. SPIE Infrared Technology*, vol. 1762, 1992.
- [18] S. Yinghui *et al.*, “Crosstalk of HgCdTe LWIR n-on-p diode arrays,” *Infrared Physics & Technology*, vol. 52, no. 5, pp. 247–252, 2009.
- [19] T. J. Sanders *et al.*, “Modeling and test of pixel cross-talk in HgCdTe focal plane arrays,” in *Proc. SPIE Infrared Technology and Applications*, vol. 5783, pp. —, 2005.
- [20] M. Vallone and et al., “A diffusive-probabilistic model for inter-pixel crosstalk in infrared focal plane arrays,” *Journal of Electronic Materials*, vol. 47, no. 10, pp. 5793–5802, 2018.
- [21] A. Glasmann *et al.*, “Small-pitch consequences: dark current, crosstalk, and quantum efficiency in IR FPAs,” *Optics Express*, vol. 30, no. 12, pp. 21567–21583, 2022.
- [22] X. Liu *et al.*, “A Method for Measuring Infrared Focal Plane Crosstalk Based on a Slit Optical System,” *Sensors*, vol. 24, no. 3, 2024.
- [23] Z. Hou and et al., “A Novel Eye-Hole Method for the Crosstalk Test of Small-Element Infrared FPAs,” *Photonics*, vol. 11, no. 4, 2024.
- [24] L. Zhong *et al.*, “Improved Intra-Pixel Sensitivity Characterization Model for Crosstalk Analysis in Infrared FPAs,” *Sensors*, vol. 21, no. 13, p. 4432, 2021.
- [25] B. Dietzek, D. Cialla-May, M. Schmitt, and J. Popp, *Introduction to the Fundamentals of Raman Spectroscopy*, vol. 158, pp. 21–42. Springer Series in Optical Sciences, 2011.

- [26] Y. Zhang, H. Hong, and W. Cai, “Imaging with raman spectroscopy,” *Current Pharmaceutical Biotechnology*, vol. 11, no. 6, pp. 654–661, 2010.
- [27] I. D. Miller *et al.*, “Fourier transform infrared spectroscopic imaging of biological tissue: Content and potential,” *Applied Spectroscopy*, vol. 57, no. 11, pp. 136A–152A, 2003.
- [28] R. Bhargava, “Infrared spectroscopic imaging: The next generation,” *Applied Spectroscopy*, vol. 66, no. 10, pp. 1091–1120, 2012.
- [29] J. Ferrera-González, L. Francés-Soriano, N. Estébanez, E. Navarro-Raga, M. González-Béjar, and J. Pérez-Prieto, “NIR laser scanning microscopy for photophysical characterization of upconversion nanoparticles and nanohybrids,” *Nanoscale*, vol. 13, pp. 10067–10080, 2021.
- [30] K. Yeh, I. Sharma, K. Falahkheirkhah, and et al., “Infrared spectroscopic laser scanning confocal microscopy for whole-slide chemical imaging,” *Nature Communications*, vol. 51, p. 5215, 2024.
- [31] S. Harris, “Tunable optical parametric oscillators,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 57, no. 12, pp. 2096–2113, 1969.
- [32] M. F. Duarte, M. A. Davenport, D. Takhar, J. N. Laska, T. Sun, K. F. Kelly, and R. G. Baraniuk, “Single-pixel imaging via compressive sampling,” *IEEE Signal Processing Magazine*, vol. 25, no. 2, pp. 83–91, 2008.
- [33] W.-K. Yu, X.-F. Wang, X. Xu, and X.-S. Yao, “Complementary compressive imaging for the telescopic system,” *Scientific Reports*, vol. 4, no. 1, p. 5834, 2015.
- [34] W.-K. Yu, Y. Yang, J.-R. Liu, N. Wei, and S.-F. Wang, “Secondary Complementary Balancing Compressive Imaging with a Free-Space Balanced Amplified Photodetector,” *Sensors*, vol. 22, no. 10, p. 3801, 2022.
- [35] D. Zhou, Z. Zhao, M.-J. Sun, and X. Yao, “Complementary Fourier Single-Pixel Imaging,” *Optics Express*, vol. 29, no. 7, pp. 10009–10020, 2021.
- [36] K. Czajkowski, A. Pastuszczak, and R. Kotyński, “Single-pixel imaging with sampling distributed over simplex vertices,” *Optics Letters*, vol. 44, pp. 1241–1244, 2019.
- [37] Z. Zhang, X. Ma, and J. Zhong, “Single-pixel imaging by means of Fourier spectrum acquisition,” *Nat. Commun.*, vol. 6, p. 6225, 2015.
- [38] A. Pastuszczak, K. Czajkowski, and R. Kotyński, “Single-pixel video imaging with DCT sampling,” 2019.
- [39] K. Czajkowski, A. Pastuszczak, and R. Kotyński, “Real-time single-pixel video imaging with Fourier domain regularization,” *Optics Express*, vol. 26, pp. 20009–20022, 2018.
- [40] A. Pastuszczak, R. Stojek, P. Wróbel, and R. Kotyński, “Differential real-time single-pixel imaging with Fourier domain regularization: applications to VIS-IR imaging and polarization imaging,” *Optics Express*, vol. 29, no. 17, p. 26685, 2021.

- [41] R. Stojek, A. Pastuszczak, P. Wróbel, and R. Kotyński, “Single pixel imaging at high pixel resolutions,” *Optics Express*, vol. 30, no. 13, pp. 22730–22745, 2022.
- [42] R. Stojek, A. Pastuszczak, P. Wróbel, M. Cwojdzńska, K. Sobczak, and R. Kotyński, “High-resolution single-pixel imaging of spatially sparse objects: Real-time imaging in the near-infrared and visible wavelength ranges enhanced with iterative processing or deep learning,” *Sensors*, vol. 24, no. 24, 2024.
- [43] L. Bian, J. Suo, G. Situ, Z. Li, J. Fan, F. Chen, and Q. Dai, “Multispectral imaging using a single bucket detector,” *Scientific Reports*, vol. 6, p. 24752, 2016.
- [44] S. Jin, W. Hui, Y. Wang, K. Huang, Q. Shi, C. Ying, D. Liu, Q. Ye, W.-Y. Zhou, and J. Tian, “Hyperspectral imaging using the single-pixel Fourier transform technique,” *Scientific Reports*, vol. 7, p. 45209, 2017.
- [45] V. Studer, J. Bobin, M. Chahid, H. Shams-Mousavi, E. Candes, and M. Dahan, “Compressive fluorescence microscopy for biological and hyperspectral imaging,” *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 109, pp. E1679–87, 2012.
- [46] F. Rousset, N. Ducros, F. Peyrin, G. Valentini, C. D’Andrea, and A. Farina, “Time-resolved multispectral imaging based on an adaptive single-pixel camera,” *Optics Express*, vol. 26, pp. 10550–10558, 2018.
- [47] D.-Y. Wang, S.-H. Bie, X.-H. Chen, and W.-K. Yu, “Single-pixel infrared hyperspectral imaging via physics-guided generative adversarial networks,” *Photonics*, vol. 11, p. 174, 2024.
- [48] Y. Xu, L. Lu, V. Saragadam, and K. Kelly, “A compressive hyperspectral video imaging system using a single-pixel detector,” *Nature Communications*, vol. 15, 2024.
- [49] M. Song, Z. Yang, P. Li, Z. Zhao, Y. Liu, Y. Yu, and L. an Wu, “Single-pixel imaging with high spectral and spatial resolution,” *Applied Optics*, vol. 62, no. 10, pp. 2610–2616, 2023.
- [50] A. Ebner, P. Gattinger, I. Zorin, L. Krainer, C. Rankl, and M. Brandstetter, “Diffraction-limited hyperspectral mid-infrared single-pixel microscopy,” *Scientific Reports*, vol. 13, 2023.
- [51] P. Chang, R. Ishrak, N. Hoghooghi, S. Egbert, D. Lesko, S. Swartz, J. Biegert, G. Rieker, R. Reddy, and S. Diddams, “Mid-infrared hyperspectral microscopy with broadband 1-GHz dual frequency combs,” *Applied Photonics*, vol. 9, 2024.
- [52] A. Zuljevic, A. Ebner, P. Gattinger, I. Zorin, C. Rankl, K. Hingerl, and M. Brandstetter, “Mid-infrared hyperspectral single-pixel microscopy with a quantum cascade laser,” *Optics Express*, vol. 32, pp. 35184–35193, 2024.
- [53] I. Rech, A. Ingargiola, R. Spinelli, I. Labanca, S. Marangoni, M. Ghioni, and S. Cova, “Optical crosstalk in single photon avalanche diode arrays: a new complete model,” *Optics Express*, vol. 16, no. 12, pp. 8381–8394, 2008.

- [54] M. Kachel, A. Matwijczuk, and M. Gagoś, “Analysis of the physicochemical properties of post-manufacturing waste derived from production of methyl esters from rapeseed oil,” *International Agrophysics*, vol. 31, pp. 1–8, 2017.
- [55] H. Nasibov, “Evaluation of focus measures for hyperspectral imaging microscopy using principal component analysis,” *Journal of Imaging*, vol. 10, no. 7, p. 151, 2024.
- [56] M. Fauvel, J. Chanussot, and J. A. Benediktsson, “Kernel principal component analysis for the classification of hyperspectral remote sensing data over urban areas,” *EURASIP Journal on Advances in Signal Processing*, vol. 2009, no. 1, p. 783194, 2009.
- [57] L. Zhang, H. Su, and J. Shen, “Hyperspectral dimensionality reduction based on multiscale superpixelwise kernel principal component analysis,” *Remote Sensing*, vol. 11, no. 10, p. 1219, 2019.
- [58] M. Hamrouni, A. Hwang, M. Jankowski, N. Jornod, J. Mishra, H. Stokowski, T. McKenna, C. Langrock, T. Südmeyer, A. Safavi-Naeini, and M. Fejer, “Efficient and broadband mid-infrared source based on optical parametric amplification in dispersion-engineered thin film lithium niobate,” 2023.
- [59] A. Hwang, H. Stokowski, T. Park, M. Jankowski, T. McKenna, C. Langrock, J. Mishra, V. Ansari, M. Fejer, and A. Safavi-Naeini, “Mid-infrared spectroscopy with a broadly tunable thin-film lithium niobate optical parametric oscillator,” *Optica*, vol. 10, pp. 1535–1542, 2023.
- [60] S. M. P. et al, “A practical guide to digital micro-mirror devices (DMDs) for wavefront shaping,” *Journal of Physics: Photonics*, vol. 2407, 2022.
- [61] C. Pereira, M. Abreu, A. Cabral, and J. M. Rebordão, “Characterization of light diffraction by a digital micromirror device,” *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 2407, no. 1, p. 012048, 2022.
- [62] “Wavelength transmittance considerations for DLP DMD window.” <https://www.ti.com/lit/an/dlpa031e/dlpa031e.pdf?ts=1758038602517>. Accessed: 2025-06-16.
- [63] “Texas instruments, dmd reflectance.” <https://www.ti.com/lit/an/dlpa031e/dlpa031e.pdf?ts=1749386698014>. Accessed: 2024-06-02.
- [64] L. Hornbeck, “Chip Hall of Fame: Texas Instruments Digital Micromirror Device An Oscar-winning invention brought digital video to movie theaters,” *IEEE Spectrum*, 2017. by: Larry Hornbeck.
- [65] B. Lee, “Introduction to ± 12 degree orthogonal digital micromirror devices (DMDs).” <https://www.ti.com/lit/an/dlpa008b/dlpa008b.pdf>. Accessed: 2025-07-23.
- [66] E. Hecht, *Optics*. Addison Wesley, 4th intern ed., 2002.

- [67] Y. Hu, Y. wei Zheng, J. bo Gao, K. feng Sun, J. na Li, L. Zhang, and F. Zhang, “A dual-waveband dynamic IR scene projector based on DMD,” in *Infrared Technology and Applications, and Robot Sensing and Advanced Control*, vol. 10157, p. 101571Q, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2016.
- [68] S. Yang, X. Yan, H. Qin, Y. Liang, H. Arguello, and X. Yuan, “Mid-Infrared Compressive Hyperspectral Imaging,” *Remote Sensing*, vol. 13, p. 741, 2021.
- [69] G. B. Gallego, L. Giriens, A. Ummel, J.-C. Roulet, D. Guzzi, V. Raimondi, and C. Pache, “Front-window replacement and performance characterization of a commercial digital micro-mirror device for use in the infrared spectrum,” in *International Conference on Space Optics — ICSSO 2022* (K. Minoglou, N. Karafolas, and B. Cugny, eds.), vol. 12777, p. 127777M, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2023.
- [70] R. Sun, J. Long, Y. Ding, J. Kuang, and J. Xi, “Hadamard single-pixel imaging based on positive patterns,” *Photonics*, vol. 10, no. 4, 2023.
- [71] L. López-García, W. Cruz-Santos, A. García-Arellano, P. Filio-Aguilar, J. A. Cisneros-Martínez, and R. Ramos-García, “Efficient ordering of the hadamard basis for single pixel imaging,” *Optics Express*, vol. 30, no. 8, pp. 13714–13732, 2022.
- [72] Z. Zhang, X. Wang, G. Zheng, and J. Zhong, “Hadamard single-pixel imaging versus fourier single-pixel imaging,” *Optics Express*, vol. 25, no. 16, pp. 19619–19639, 2017.
- [73] D. Fujisawa, Y. Kosasayama, T. Takikawa, H. Hata, T. Takenaga, T. Satake, K. Yamashita, and D. Suzuki, “Implementation of SOI diode uncooled IRFPA in TEC-less and shutter-less operation,” in *Infrared Technology and Applications XLIV* (B. F. Andresen, G. F. Fulop, C. M. Hanson, J. L. Miller, and P. R. Norton, eds.), vol. 10624, p. 1062421, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2018.
- [74] A. L. Serrano, A. Ghosh, J. S. Ostrander, and M. T. Zanni, “Wide-field ftir microscopy using MID-IR pulse shaping,” *Optics Express*, vol. 23, no. 14, pp. 17815–17827, 2015.
- [75] P. R. Griffiths and J. A. de Haseth, *Fourier Transform Infrared Spectrometry*. John Wiley and Sons, Inc., 2007.
- [76] N. Radwell, K. J. Mitchell, G. M. Gibson, M. P. Edgar, R. Bowman, and M. J. Padgett, “Single-pixel infrared and visible microscope,” *Optica*, vol. 1, no. 5, pp. 285–289, 2014.
- [77] Z.-H. Xu, W. Chen, J. Penueles, M. J. Padgett, and M.-J. Sun, “1000 fps computational ghost imaging using LED-based structured illumination,” *Optics Express*, vol. 26, no. 3, pp. 2427–2434, 2018.
- [78] Z.-Q. Zhao, Y.-X. Zhang, J.-Q. Song, M.-F. Li, and L.-A. Wu, “Photon-counting single-pixel camera based on a fast spinning coding disk,” *Optics Letters*, vol. 50, no. 1, pp. 169–172, 2025.

- [79] M. Aydın, Y. Uysallı, E. Özgönül, B. Morova, F. Tiryaki, E. N. Firat-Karalar, B. Doğan, and A. Kiraz, “An LED-based structured illumination microscope using a digital micromirror device and GPU accelerated image reconstruction,” *PLOS ONE*, vol. 17, no. 9, p. e0273990, 2022.
- [80] M. L. Don, C. Fu, and G. R. Arce, “Compressive imaging via a rotating coded aperture,” *Applied Optics*, vol. 56, no. 3, pp. B142–B153, 2017.
- [81] A. Pastuszczak, R. Stojek, P. Wróbel, and R. Kotyński, “Zrekonstruowany film wykonany metodą pomiaru jednopikselowego.” <https://opg.optica.org/oe/fulltext.cfm?uri=oe-29-17-26685&id=453985#articleSupplMat>. Accessed: 2025-06-16.
- [82] J. D. McEwen and Y. Wiaux, “Compressed sensing for wide-field radio interferometric imaging,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 413, no. 2, pp. 1318–1332, 2011.
- [83] R. E. Carrillo, J. D. McEwen, and Y. Wiaux, “Sparsity averaging reweighted analysis (sara): a novel algorithm for radio-interferometric imaging,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 426, no. 2, pp. 1223–1234, 2012.
- [84] L. Zhu, W. Zhang, D. Elnatan, and B. Huang, “Faster storm using compressed sensing,” *Nature Methods*, vol. 9, pp. 721–723, Apr. 2012.
- [85] O. Solomon, Y. C. Eldar, M. Mutzafi, and M. Segev, “Sparcom: Sparsity based super-resolution correlation microscopy,” *SIAM Journal on Imaging Sciences*, vol. 12, no. 1, pp. 392–419, 2019.
- [86] O. Solomon, M. Mutzafi, M. Segev, and Y. C. Eldar, “Sparsity-based super-resolution microscopy from correlation information,” *Optics Express*, vol. 26, no. 14, pp. 18238–18269, 2018.
- [87] H. Tian, *Noise Analysis in CMOS Image Sensors*. PhD thesis, Stanford University, 2000.
- [88] P. B. Fellgett, *Theory of Infra-Red Sensitivities and its Application to Investigations of Stellar Radiation in the Near Infra-Red*. Phd thesis, University of Cambridge, 1949.
- [89] “Md-fdri python code.” https://github.com/rkotynski/D_FDRI. Accessed: 2025-09-25.
- [90] R. Stojek, A. Pastuszczak, P. Wróbel, and R. Kotyński, “Zrekonstruowany film wykonany metodą pomiaru jednopikselowego z obliczeniową redukcją pola widzenia.” https://opticapublishing.figshare.com/articles/media/Visualization_1/19513699?file=34680568. Accessed: 2025-06-16.
- [91] M. F. Duarte, M. A. Davenport, D. Takhar, J. N. Laska, T. Sun, K. F. Kelly, and R. G. Baraniuk, “Single-pixel imaging via compressive sampling,” *IEEE Sig. Proc. Mag.*, vol. 25, no. 2, pp. 83–91, 2008.

- [92] E. J. Candès, J. K. Romberg, and T. Tao, “Stable signal recovery from incomplete and inaccurate measurements,” *Communications on Pure and Applied Mathematics*, vol. 59, no. 8, pp. 1207–1223, 2006.
- [93] G. M. Gibson, S. D. Johnson, and M. J. Padgett, “Single-pixel imaging 12 years on: a review,” *Optics Express*, vol. 28, pp. 28190–28208, 2020.
- [94] A. Mahalanobis, R. Shilling, R. Murphy, and R. Muise, “Recent results of medium wave infrared compressive sensing,” *Applied Optics*, vol. 53, no. 34, pp. 8060–8070, 2014.
- [95] A. Vallés, J. He, S. Ohno, T. Omatsu, and K. Miyamoto, “Broadband high-resolution terahertz single-pixel imaging,” *Opt. Express*, vol. 28, no. 20, pp. 28868–28881, 2020.
- [96] R. Stantchev, X. Yu, T. Blu, and E. Pickwell-MacPherson, “Real-time terahertz imaging with a single-pixel detector.,” *Nature Communication*, vol. 11, p. 2535, 2020.
- [97] D. Choudhury, D. McNicholl, and A. R. et al., “Computational optical imaging with a photonic lantern,” *Nature Communication*, vol. 11, p. 5217, 2020.
- [98] M. J. Sun, M. Edgar, G. Gibson, B. Sun, N. Radwell, R. Lamb, and M. J. Padgett, “Single-pixel three-dimensional imaging with time-based depth resolution.,” *Nature Communication*, p. 12010, 2016.
- [99] P. Magnan, “Detection of visible photons in CCD and CMOS: A comparative view,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, vol. 504, no. 1-3, pp. 199–212, 2003.
- [100] B. Glenn, ed., *Fundamentals of Infrared and Visible Detector Operation and Testing*. Wiley, 2016.
- [101] R. G. Sellar and G. D. Boreman, “Comparison of relative signal-to-noise ratios of different classes of imaging spectrometer,” *Applied Optics*, vol. 44, p. 1614–1624, 2005.
- [102] C. L. Tan and H. Mohseni, “Emerging technologies for high performance infrared detectors,” *Nanophotonics*, vol. 7, pp. 169–197, 2018.