WOJSKOWA AKADEMIA TECHNICZNA

im. Jarosława Dąbrowskiego



ROZPRAWA DOKTORSKA

mgr inż. Sławomir Gogler

METODA WYKRYWANIA OBIEKTÓW ZA POMOCĄ ANALIZY SPOLARYZOWANEGO PROMIENIOWANIA W ZAKRESIE DALEKIEJ PODCZERWIENI

Promotor:

płk dr hab. inż. Jacek Świderski prof. WAT

Promotor pomocniczy: dr inż. Grzegorz Bieszczad

Warszawa 2020

SPIS TREŚCI

1.	Wstęp		5				
	1.1. Wykryw	anie obiektów w zakresie dalekiej podczerwieni	6				
	1.2. Rozwiąz	1.2. Rozwiązania konstrukcyjne kamer polarymetrycznych					
	1.2.1.	Polarymetry Stokesa z podziałem amplitudy	12				
	1.2.2.	Polarymetry Stokesa z podziałem czasu	13				
	1.2.3.	Polarymetry Stokesa z podziałem apertury	15				
	1.2.4.	Polarymetry Stokesa z podziałem płaszczyzny obrazowej					
	1.2.5.	Spektropolarymetry kanałowe					
	1.3. Metody	wyznaczania parametrów Stokesa	20				
	1.3.1.	Metoda macierzy redukcji danych	20				
	1.3.2.	Metoda analizy częstotliwościowej	21				
	1.3.3.	Metoda fazoczuła	23				
	1.4. Wnioski	wynikające z oceny aktualnego stanu wiedzy	23				
	1.5. Cel, teza	i struktura rozprawy	25				
2.	llościowy oj	pis stanu polaryzacji	28				
	2.1. Równan	ia Maxwella	28				
	2.2. Elipsa po	olaryzacji	30				
	2.3. Opis Jon	esa	32				
	2.4. Opis Sto	kesa (wraz z macierzami Muellera)	33				
	2.5. Podsum	owanie	35				
3.	Mechanizm	y oddziaływania promieniowania elektromagnetycznego z n	naterią36				
	3.1. Emisja p	romieniowania termicznego					
	3.2. Absorbc	- ia					
	2.2 Poterce	zania					
	5.5. $rozpius$	2U///C					

	3.3.1.	Aerozole atmosferyczne51
	3.4. Odbicie p	promieniowania od granicy ośrodków 58
	3.4.1.	Odbicie od powierzchni dielektryka59
	3.4.2.	Odbicie od powierzchni metalu61
	3.5. Wnioski	wynikające z analizy opisanych zjawisk fizycznych64
4.	Metoda prze	etwarzania sygnału i budowa polarymetru67
	4.1. Zasada d	lziałania detektora bolometrycznego67
	4.2. Konstruk	ccja optomechaniczna polarymetru obrazowego69
	4.3. Analiza s	sygnału w metodzie detekcji polarymetrycznej z podziałem czasu
5.	Kalibracja u	rządzenia81
	5.1. Procedui	ra justowania azymutu polaryzatora 81
	5.2. Kalibracj	ia polarymetryczna
	5.2.1.	Antycypowana macierz Muellera urządzenia84
	5.2.2.	Eksperymentalne wyznaczenie macierzy Muellera urządzenia
	5.2.3.	Metoda kalibracji z synchroniczną zmianą temperatury ciała czarnego .93
6.	Detekcja ob	iektów z zastosowaniem polarymetrii obrazowej99
	6.1. Rejestra	cje i analiza danych dla wybranych obiektów101
	6.2. Impleme	entacja metody z progresywnym wyznaczaniem stanu polaryzacji
7.	Podsumowa	anie i wnioski
8.	Bibliografia	

WYKAZ WAŻNIEJSZYCH OZNACZEŃ I SKRÓTÓW

- h stała Plancka 6,626070040(81) · 10⁻³ [Js]
- c prędkość światła w próżni 2,99792458 · 10⁸ [ms^{-1}]
- ε_0 przenikalność elektryczna próżni 8,854187817 ... · $10^{-12} [Fm^{-1}]$
- μ_0 przenikalność magnetyczna próżni $4\pi \cdot 10^{-7} [Hm^{-1}]$
- k_b stała Boltzmana 1,38064852(79) · 10⁻²³[JK^{-1}]
- σ stała Stefana-Boltzmana 5,670367(13) \cdot 10⁻⁸[Wm^2K^4]
- N_A stała Avogadra 6,022140857(74) · 10²³[–]
- λ długość fali promieniowania [m]
- T temperatura [K]
- c_w stała Wiena 2,8977729(17) · 10⁻³[mK]
- \hat{n} zespolony współczynnik załamania [–]
- n część rzeczywista zespolonego współczynnika załamania: $\Re(\hat{n})$ [–]
- k część urojona zespolonego współczynnika załamania: $\Im(\hat{n})$ [–]
- k_a współczynnik pochłaniania [m^{-1}]
- k_s współczynnik rozpraszania $[m^{-1}]$
- k_e współczynnik ekstynkcji [m^{-1}]
- σ_a przekrój czynny na absorpcję $[m^2]$
- σ_s przekrój czynny na rozpraszanie $[m^2]$
- σ_e przekrój czynny na ekstynkcję $[m^2]$
- Q_a sprawność absorpcji [–]
- Q_s sprawność rozpraszania [–]
- Q_e sprawność ekstynkcji [–]
- ω albedo pojedynczego rozpraszania [–]
- E natężenie pola elektrycznego [Vm^{-1}]
- B indukcja magnetyczna [T]

S – wektor Stokesa [–]

 $\mathcal{F}(f(x)) = F(\omega)$ – transformata Fouriera funkcji f(x)

 z^* – sprzężenie zespolone liczby z

 $\Re(z)$ – część rzeczywista liczby z

 $\Im(z)$ – część urojona liczby z

- LWIR (Long Wavelength Infra-Red) zakres dalekiej podczerwieni między 8 µm a 14 µm
- MWIR (Mid Wavelength Infra-Red) zakres średniej podczerwieni między 3 μm a 5 μm

1. Wstęp

Historia detekcji obiektów z wykorzystaniem promieniowania podczerwonego sięga początków XX wieku. Od czasu odkrycia promieniowania podczerwonego przez Williama Herschela w 1800 r. do wczesnych lat XX wieku postęp w tej dziedzinie był ograniczony głównie przez brak odpowiednio czułych detektorów. W ciągu kolejnych 130 lat takie odkrycia jak efekt Seebecka (1821), teoria promieniowania elektromagnetycznego (J.C. Maxwell, 1864), kwantowa teoria światła (M. Planck, 1900), teoria efektu fotoelektrycznego (A. Einstein, 1905) doprowadziły do powstania pierwszych urządzeń pozwalających na zdalną detekcję obiektów z wykorzystaniem emitowanego przez nie promieniowania elektromagnetycznego z zakresu podczerwieni. W roku 1914 zastosowano bolometry do detekcji człowieka i samolotu, w roku 1930 powstały detektory fotonowe PbS działające w zakresie 1,5 - 3,0 µm. Podczas II Wojny Światowej zasięg detekcji tych detektorów został zwiększony do 30 km dla statków i 7 km dla czołgów (detekcja w paśmie 3-5 μm) [1]. Technika detekcji promieniowania podczerwonego zaczęła gwałtownie się rozwijać w latach 80. XX w. wraz z rozwojem technologii półprzewodnikowych oraz dzięki technologiom MEMS (Micro Electro-Mechanical Systems). Postęp w dziedzinie techniki półprzewodników umożliwił powstawanie coraz to czulszych detektorów fotonowych, postęp w dziedzinie MEMS umożliwił powstanie mikro-bolometrów, które dziś dostępne są w formacie macierzy o rozdzielczości XGA.

Technika obrazowania stanu polaryzacji promieniowania w zakresie dalekiej podczerwieni sięga lat 70. XX wieku [2]. Obecnie technika polarymetrii obrazowej stosowana jest niemal w całym zakresie promieniowania elektromagnetycznego. W zakresach UV oraz gamma stosowana jest w astronomii do obrazowania egzoplanet [3], w zakresie fal radiowych m.in. do monitorowania stanu zasolenia oceanów [4]. Wraz z rozwojem techniki terahercowej powstają również techniki obrazowania stanu polaryzacji także i w tym zakresie. Obecnie coraz tańsze i szerzej dostępne detektory oraz elementy polaryzujące działające w różnych zakresach widmowych umożliwiają prowadzenie badań w praktycznie dowolnym zakresie widma promieniowania elektromagnetycznego.

5

1.1. Wykrywanie obiektów w zakresie dalekiej podczerwieni

Obiekt w zakresie podczerwieni może zostać wykryty pod warunkiem, że wartość radiancji wypromieniowywanej i odbitej przez ten obiekt różni się od wartości radiancji otoczenia. Dodatkowo jako kryterium detekcji często podaje się tzw. kryterium Johnsona, według którego detekcja obiektu z prawdopodobieństwem 50% wymaga zobrazowania obiektu na dwóch detektorach matrycy (co odpowiada częstości przestrzennej jednej pary linii na obiekt w płaszczyźnie obrazowej obiektywu). Pomimo spełnienia powyższych warunków wykrycie obiektu w zakresie podczerwieni może być utrudnione ze względu na dobowy cykl oświetlenia słonecznego. W przypadku gdy obiekt oraz jego otoczenie podlegają dobowemu cyklowi oświetlenia słonecznego występuje zjawisko odwrócenia kontrastu, tj. dwukrotnie w ciągu doby kontrast termiczny spada do zera. Sytuację tę przedstawiono na Rys. 1.1. i Rys. 1.2. W takich warunkach obiekty mają temperaturę pozorną podobną do temperatury otoczenia (tj. wypromieniowują tyle samo mocy w jednostkowy kąt bryłowy na jednostkę powierzchni) przez co, są trudne do wykrycia.



Rys. 1.1. Dobowy cykl kontrastu [5]

Wraz z rozwojem technik detekcji promieniowania podczerwonego rosną także wymagania dotyczące techniki kamuflażu, która utrudnia wykrycie obiektu za pomocą kamer termowizyjnych. Do tego rodzaju technik należy system *Adaptive*, którego opracowanie zapowiedziała firma BAE Systems (Wielka Brytania). System ten ma bazować na ogniwach Peltiera, utrudniając wykrycie obiektu za pomocą kamer termowizyjnych. Pierwsze doniesienia na ten temat pojawiły się w roku 2011 [6]

i należy się spodziewać, że urządzenia tego rodzaju zostaną zrealizowane w niedalekiej przyszłości.



Rys. 1.2. Porównanie dobowego kontrastu w zakresach LWIR oraz MWIR oraz odpowiadających mu sygnatur polarymetrycznych [5]. S₀ – obraz niespolaryzowany, S₁ – polaryzacja pozioma lub pionowa

W przypadku obiektów takich jak miny ich naturalne otoczenie, np. wysoka trawa może skutecznie utrudniać wykrycie [7].

W przypadku, gdy sama wartość radiancji nie jest wystarczająca do spełniania kryterium detekcji obiektu, stosuje się metody, dzięki którym można uzyskać dodatkowe informacje o stanie promieniowania docierającego do urządzenia detekcyjnego:

- metody spektralne,
- metody polarymetryczne.

W metodach spektralnych analizie podlega zawartość częstotliwościowa w paśmie detekcji, tj. rejestracji podlega nie tylko wartość średnia radiancji w zakresie detekcji, ale również zawartość poszczególnych częstotliwości w tym zakresie (lub wartość średnia w wybranych podpasmach zakresu detekcji) [8]. Na Rys. 1.3. poglądowo przedstawiono zasadę detekcji związków chemicznych w dymie z komina z zastosowaniem spektroradiometru obrazującego.

W metodach polarymetrycznych analizie podlega stan polaryzacji promieniowania. W przypadku odbicia promieniowania od niektórych obiektów promieniowanie ulega częściowej polaryzacji. W niektórych przypadkach również

7

emitowane termicznie promieniowanie może być spolaryzowane, co zostanie omówione w dalszej części pracy.



Rys. 1.3. Widok sytuacji pomiarowej (na górze, po lewej) i obraz komina zarejestrowany za pomocą spektroradiometru obrazowego (na górze, po prawej) oraz widmo wybranego piksela (na dole)

W doniesieniach literaturowych spotykane są również rozwiązania, które łączą obydwie zasady pomiaru: spektropolarymetry [9]. W przypadku tych urządzeń obrazowanie sceny odbywa się poprzez jej skanowanie za pomocą zwierciadeł i pryzmatów.

1.2. Rozwiązania konstrukcyjne kamer polarymetrycznych

Pierwsze eksperymenty z promieniowaniem spolaryzowanym prowadzili już Millikan (nad emisją promieniowania spolaryzowanego) i Arago oraz Fresnel [10], [11]. Termin "polarymetria" (ang. polarimetry) w doniesieniach naukowych zaczął pojawiać się na początku XX w [12].

Pierwotnie termin "polarymetria" stosowany w badaniach substancji chemicznych poprzez określenie ich aktywności optycznej. W języku polskim jest to bardziej rozpowszechnione znaczenie tego słowa. Współcześnie można tę metodę zakwalifikować do polarymetrii macierzy Muellera (wyjaśnienie w dalszej części pracy). W tym opracowaniu przyjęto, że termin "polarymetria" będzie dotyczył badań obiektów (w szczególności jako metoda polowa). W tym znaczeniu termin "polarymetria" pojawia się w latach 70 XX w. Za Handbook of optics [13]: "*Polarymetr jest narzędziem optycznym służącym do ustalania właściwości polaryzacyjnych wiązek świetlnych i próbek*", "*Polarymetrię, naukę zajmującą się pomiarem stanu polaryzacji, najprościej definiuje się jako radiometrię z elementami polaryzacyjnymi*". Jedną z pierwszych dziedzin, w której zastosowano tę technikę była astronomia. Na Rys. 1.4. przedstawiono obraz gwiazdy VY Cma z zaznaczonym stanem polaryzacji promieniowania:



Rys. 1.4. Obraz gwiazdy VY Cma z zaznaczonym stanem polaryzacji [14]

Pierwsze doniesienia o polarymetrii obrazowej w zakresie LWIR pochodzą z lat 70 XX w. [2], jednak cytowane przez autorów teksty (odtajnione raporty US Army i Departamentu Obrony USA) nie są już dostępne online. Najwcześniejsze obrazy polarymetryczne, do których udało się obecnie dotrzeć zostały przedstawione na Rys. 1.5.



Rys. 1.5. Polarymetryczny obraz zatoki Hajfy w zakresie LWIR. Z lewej polaryzacja pionowa, z prawej polaryzacja pozioma [15]

W związku z tym można założyć, że we współczesnym rozumieniu, jako technika obrazowania stanu polaryzacji promieniowania docierającego z odległych obiektów polarymetria obrazowa zaczęła się rozwijać w latach 90. XX w. Na Rys. 1.6. przedstawiono obraz polarymetryczny z kamery LWIR.





Rys. 1.6. Polarymetryczny obraz samochodu w zakresie LWIR. Z lewej obraz termalny, z prawej sygnatura polarymetryczna [16].



Rys. 1.7. Zasada działania polarymetru macierzy Muellera

Urządzenia polarymetryczne można podzielić na dwie grupy, w zależności od realizowanego zadania: polarymetry służące do pomiaru światła oraz służące do [13]. Za pomoca polarymetru Stokesa możliwe pomiaru próbek jest scharakteryzowanie obiektu poprzez wyznaczenie parametrów wektora Stokesa promieniowania odbitego bądź emitowanego przez ten obiekt. Za pomocą polarymetru macierzy Muellera są określane cechy obiektu poprzez macierz Muellera transmitancji bądź reflektancji, tj. poprzez informacje o sposobie modyfikowania polaryzacji przez obiekt – w kontekście układów LTI (Linear Time-Invariant) macierz Muellera jest tu funkcją przenoszenia dla stanu polaryzacji. Zasadę działania polarymetru Muellera przedstawiono na Rys. 1.7:

Generator stanu polaryzacji (oznaczony jako PSG – ang. *Polarization State Generator*) generuje promieniowanie o znanym stanie polaryzacji. Po przejściu przez próbkę stan polaryzacji jest analizowany przez analizator stanu polaryzacji (oznaczony jako PSA – ang. *Polarization State Analyzer*). Wykonywana jest seria pomiarów, co pozwala na wyznaczenie macierzy Muellera dla analizowanej próbki.

Polarymetry przeznaczone do zadań zdalnego wykrywania obiektów niemal zawsze są typu Stokesa.

Najczęściej spotykane rozwiązania konstrukcyjne zostaną przedstawione w dalszej części pracy. Polarymetry umożliwiające wyznaczenie wartości wektora Stokesa można klasyfikować według następujących kryteriów:

- zakres widmowy:
 - o jednopasmowe,
 - wielopasmowe (kilka pasm o arbitralnej szerokości i położeniu w widmie),
 - hiperspektralne (kanały widmowe tworzą pseudo-kontinuum),
- wyznaczane parametry:
 - pełny wektor Stokesa,
 - wektor Stokesa z pominięciem polaryzacji kołowej,
- czas rejestracji:
 - czasu ciągłego,
 - o migawkowe.

1.2.1. Polarymetry Stokesa z podziałem amplitudy

W polarymetrach z podziałem amplitudy stosuje się elementy światłodzielące do podziału mocy promieniowania na oddzielne tory detekcyjne, w których wyznacza się wartości parametrów wektora Stokesa. Stosowany element światłodzielący może być polaryzujący bądź niezmieniający stanu polaryzacji. Przykład rozwiązania wykorzystującego polaryzujący dzielnik wiązki podaje Kudenov [17], [18]. Schemat takiego urządzenia pracującego z dwiema matrycami mikrobolometrycznymi został przedstawione na Rys. 1.8.



Rys. 1.8. Schemat układu z polaryzującym dzielnikiem wiązki oraz płytką ćwierćfalową [17]

Polarymetr z podziałem amplitudy Kudenova został zastosowany w jednym z urządzeń firmy Polaris Sensor Technologies, Inc. – kamerze polarymetrycznej Spyder przedstawionej na Rys. 1.9.



Rys. 1.9. Zdjęcie kamery polarymetryczna Spyder firmy Polaris [19]

Rozwiązanie to cechuje się dużymi wymiarami i dużym kosztem wykonania, ze względu na konieczność stosowania wielu matryc detekcyjnych (minimum dwóch). Również ilość energii docierająca do każdej z matryc jest mniejsza niż w innych rozwiązaniach, ze względu na podział mocy na elemencie światłodzielącym. Zaletą jest natomiast możliwość jednoczesnego wyznaczania trzech parametrów Stokesa, tj. pracy w czasie rzeczywistym z pełną rozdzielczością matrycy. Na Rys. 1.10. przedstawiono schemat urządzenia umożliwiającego wyznaczenie wszystkich parametrów Stokesa (tj. udziału promieniowania spolaryzowanego poziomo/pionowo, pod kątem 45°/135° oraz kołowo lewo i prawoskrętnie).



Rys. 1.10. Układ z trzema torami i trzema matrycami bolometrycznymi, pozwalający na wyznaczenie wszystkich parametrów Stokesa [2]

Liczba stopni swobody justowania takiego układu jest tak duża, że zachowanie koniecznej dokładności ustawienia poszczególnych torów względem siebie może nie być możliwe [2]. Z tego względu, błędy rejestracji poszczególnych torów muszą zostać usunięte na etapie przetwarzania końcowego obrazu.

1.2.2. Polarymetry Stokesa z podziałem czasu

W polarymetrach z podziałem czasu stosowany jest obracany element polaryzacyjny. Najprostszym tego typu układem jest polarymetr z obracanym elementem polaryzacyjnym, umieszczonym przed obiektywem układu detekcyjnego. Wyróżnia się urządzenia pracujące w trybie sekwencyjnym, tj. z elementem polaryzacyjnym sekwencyjnie przyjmującym zadany azymut bądź z elementem polaryzacyjnym obracanym w sposób ciągły. W przypadku rejestracji sekwencyjnej mamy do czynienia ze wspomnianymi wcześniej polarymetrami migawkowymi (ang. *snapshot polarimeter*). Nie umożliwiają one obserwacji sceny w czasie rzeczywistym, stan polaryzacji wyznaczany jest na etapie obróbki końcowej. Obracanym elementem polaryzacyjnym jest polaryzator liniowy bądź element opóźniający (płytka falowa). Rozwiązanie ze stale obracanym polaryzatorem zastosowano w urządzeniu Corvus LWIR firmy Polaris Sensor Technologies Inc., natomiast rozwiązanie z obracaną płytką półfalową oraz nieruchomym polaryzatorem w urządzeniu Vela LWIR tej samej firmy (Rys. 1.11.).



Rys. 1.11. Kamera polarymetryczna Vela firmy Polais [20]

Zaletą tego rozwiązania jest prostota realizacji oraz przetwarzania danych w celu wyznaczenia parametrów Stokesa. Istotną wadą jest natomiast ograniczona szybkość rejestracji. W tej metodzie zakłada się, że stan polaryzacji nie zmienia się w trakcie trwania pełnego obrotu elementu polaryzacyjnego. Jeżeli ten warunek nie jest spełniony, w obrazie pojawia się fałszywy sygnał polaryzacyjny. Dodatkowo, istotne jest wymaganie na równoległość powierzchni obracanego elementu. Klin w elemencie skutkuje zataczaniem przez promień polowy okręgu - jest to tzw. "błądzenie wiązki" (ang. *beam wander*). Efekt ten może zostać zminimalizowany poprzez odpowiednie przetwarzanie obrazu. Przykładowo w celu rozwiązania tego problemu można wyznaczyć wektor przesunięcia dla każdego piksela w obrazie oraz zastosować odpowiednią filtrację sygnału [21].



Rys. 1.12. Schemat (po lewej) oraz zdjęcie (po prawej) urządzenia wykorzystującego metodę lock-in [7]

W przypadku gdy element polaryzacyjny obracany jest w sposób ciągły, jego obrót musi zostać zsynchronizowany z detektorem za pomocą pętli synchronizacji fazy. Umożliwia to zastosowanie dwufazowej metody lock-in [7]. Schemat urządzenia realizującego tę zasadę oraz jego zdjęcie przedstawiono na Rys. 1.12.

Wyznaczenie parametrów Stokesa za pomocą tej metody jest możliwe gdy rejestrowana jest duża liczba próbek na jeden okres obrotu elementu polaryzacyjnego, bądź też czas uśredniania jest dużo większy niż okres obrotu. W związku z tym występują dwa przypadki:

- 1. $f_A \ll f_{FPA}$,
- 2. $f_A \cong f_{FPA}$,

gdzie f_{FPA} jest częstotliwością odświeżania pojedynczej ramki obrazu z matrycy, f_A jest częstotliwością obrotu analizatora. W pierwszym przypadku w czasie pełnego obrotu polaryzatora zostaje zarejestrowanych wiele obrazów za pomocą matrycy detektorów. Częstotliwość odświeżania stanu polaryzacji sceny równa jest w tym przypadku f_A .

W drugim przypadku, ze względu na niewystarczającą liczbę rejestrowanych obrazów w czasie trwania jednego obrotu polaryzatora wymagane jest uwzględnienie danych z wielu okresów obrotu polaryzatora. W cytowanej pracy [7] osiągnięto częstotliwość odświeżania 1[*Hz*].

1.2.3. Polarymetry Stokesa z podziałem apertury

W polarymetrach z podziałem apertury, w płaszczyźnie przysłony aperturowej (bądź w płaszczyźnie jej obrazu) umieszczone zostają miniaturowe soczewki, z których każda tworzy obraz w płaszczyźnie matrycy. Schemat takiego urządzenia

został przedstawiony na Rys. 1.13. wraz z układami mini-soczewek, którego schemat optyczny wraz z biegiem promieni przedstawiono na Rys. 1.14.



Rys. 1.13. Schemat kamery polarymetrycznej z podziałem apertury [22]



Rys. 1.14. Bieg promieni dla jednego z kanałów polarymetrycznych [22]

Najczęściej układy optyczne umieszczone w płaszczyźnie źrenicy tworzą obrazy na jednej matrycy detektorów, co oznacza, że jednocześnie jest to metoda z podziałem płaszczyzny obrazowej. Układ optyczny przedstawiony powyżej jest skomplikowany a koszty jego wykonania są wysokie w porównaniu z układami z podziałem czasu i z podziałem płaszczyzny obrazowej. Utworzenie czterech obrazów na jednej płaszczyźnie wiąże się z utratą rozdzielczości oraz błędem rejestracji, związanym z faktem, że każda z mini-soczewek obrazuje nieco inny obszar w przestrzeni przedmiotowej układu optycznego.

1.2.4. Polarymetry Stokesa z podziałem płaszczyzny obrazowej

W polarymetrach z podziałem płaszczyzny obrazowej stosuje się macierze mikropolaryzatorów. Każdy z zestawu mikropolaryzatorów, umieszczony jest przed pojedynczym pikselem matrycy, tworzą większy tzw. "super-piksel". Jest to rozwiązanie koncepcyjnie analogiczne do filtru Bayera. Liczba mikropolaryzatorów wynosi do czterech: dla polaryzacji poziomej, pionowej, +45° i -45°. Rozwiązanie takie opisano m.in. w pracy [23]. Dawniej rozwiązanie takie było bardzo kosztowne [2], ze względu na jednostkowy koszt wykonania filtru. Obecnie jednak matryce mikropolaryzatorów dostępne są w ofercie handlowej np. firmy Moxtek [24]. Jednak takie elementy pracujące w zakresie LWIR są trudnodostępne ze względu na ograniczenia eksportowe związane z międzynarodowymi przepisami handlu uzbrojeniem (ITAR). Na Rys. 1.15. przedstawiono zdjęcie z mikroskopu elektronowego pojedynczego "super-piksela" składającego się z czterech mikropolaryzatorów.



Rys. 1.15. Pojedynczy "superpiksel" polaryzacyjny firmy Moxtek [24]

Technologia QWIP (Quantum Well Infrared Photodetector) umożliwia wykonanie detektorów czułych ze względu na stan liniowej polaryzacji promieniowania. Firma Thales przedstawiła matrycę takich detektorów. Zdjęcie fragmentu matrycy z mikroskopu elektronowego pokazano na Rys. 1.16.

Matryca taka została wykonana w rozdzielczości 1280x1024, i jest czuła na promieniowanie w zakresie 8-12 µm. Kamerę z taką matrycą zastosowano m.in. do detekcji niebezpiecznych substancji (H₂O₂) [25]. W układzie tym zastosowano kwantowy laser kaskadowy (QCL) jako oświetlacz, jest to więc metoda aktywna.



Rys. 1.16. Pojedynczy "superpixel" matrycy firmy Thales wykonany w technologii QWIP

Mankamentem tego rozwiązania jest utrata rozdzielczości, zaletami natomiast są: zwarta budowa, jednoczesna rejestracja różnych stanów polaryzacji. Błędy rejestracji związane z przesunięciem pola widzenia pomiędzy poszczególnymi pikselami są stałe i proste do usunięcia. Tą technika można wykrywać tylko stany polaryzacji liniowej, jednak jest to w zdecydowanej większości zastosowań wystarczające.

1.2.5. Spektropolarymetry kanałowe

Zarejestrowanie stanu polaryzacji kołowej (wyznaczenie parametru *S*₃) wymaga zastosowania elementu opóźniającego (płytki falowej). Jeżeli urządzenie działa w szerokim zakresie widma (tj. nie jest urządzeniem obrazującym promieniowanie "kwazi-monochromatycznie") to element opóźniający musi być achromatyczny. Produkcja takich elementów jest możliwa i może być ekonomicznie uzasadniona w zakresie widzialnym, gdzie liczba dostępnych materiałów dwójłomnych jest duża oraz szerokość pasma detekcji nie jest duża. W przypadku zakresu LWIR produkcja takich elementów wymaga hodowania kryształów takich jak CdS, CdSe przeznaczonych specjalnie do tego zadania, dodatkowo procesy technologiczne ograniczają maksymalny wymiar poprzeczny takiego kryształu do ok. 40 mm (na podstawie konwersacji elektronicznej z firmą Gooch&Housego). Innym sposobem wytworzenia takiego elementu jest wykonanie dyfrakcyjnej struktury podfalowej, co jednak wiąże się z zastosowaniem technik litograficznych (np. EBL -Electron-Beam Lithography). Oba rozwiązania są bardzo kosztowne.

Jednym ze sposobów na rozwiązanie tego problemu jest zastosowanie techniki selektywnej ze względu na długość fali promieniowania. Jeżeli poszczególne długości fali mogą zostać zarejestrowane oddzielnie (nie są uśredniane), to jest możliwe skalibrowanie opóźnienia chromatycznej płytki fazowej [2], [26], [27], w celu obliczenia parametrów Stokesa.

Rozwiązanie problemu achromatyzacji elementu opóźniającego nie jest jedyną zaletą tej metody. Dodatkową zaletą (być może nawet podstawową) jest dodatkowa informacja o zawartości widmowej każdego stanu polaryzacji. Jest to migawkowa metoda pomiaru.

Typowy układ spektropolarymetru kanałowego przedstawiono na Rys. 1.17. Układ składa się z dwóch grubych (wielorzędowych), dwójłomnych elementów opóźniających oraz polaryzatora. Układ nie posiada ruchomych elementów, osie szybkie elementów opóźniających ustawione są pod kątem 45°. Na Rys. 1.18. przedstawiono interferogram z zakodowanymi parametrami Stokesa. Fragmenty interferogramu oznaczone $C_0 - C_3$ są kanałami polarymetrycznymi, których postać funkcyjna jest również przedstawiona na rysunku. W takim przypadku opóźnienie zmienia się bardzo szybko z liczbą falową, a parametry Stokesa zostają zmodulowane poprzez różnicę dróg optycznych uzyskiwaną w interferometrze. Parametry Stokesa zostają wyznaczone poprzez zastosowanie transformaty Fouriera mierzonego sygnału. W przypadku urządzeń obrazujących wymagane jest skanowanie przestrzeni przedmiotowej linijką detektorów (ang. *pushbroom*) [27].



Rys. 1.17. Schemat Fourierowskiego spektropolarymetru kanałowego [28]



Rys. 1.18. Interferogram i rozdzielone kanały polarymetryczne wraz z ich formami funkcyjnymi [28]

1.3. Metody wyznaczania parametrów Stokesa

1.3.1. Metoda macierzy redukcji danych

W przypadku, gdy jedna gałąź pomiarowa (tor optyczny wraz z elementem polaryzacyjnym oraz detektorem) stanowi analizator stanu polaryzacji, to wektor czułości analizatora na odpowiednie parametry wektora Stokesa jest opisany wektorem A [13]:

$$\boldsymbol{A} = \begin{bmatrix} a_0 \\ a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_H + I_V \\ I_H - I_V \\ I_{45} - I_{135} \\ I_{PS} - I_{LS} \end{bmatrix},$$
(1.1)

gdzie I_H i I_V to wartość oświetlenia promieniowania spolaryzowanego odpowiednio poziomo i pionowo, I_{45} i I_{135} spolaryzowanego pod kątem 45 i 135 stopni oraz I_{PS} i I_{LS} spolaryzowanego kołowo prawo oraz lewoskrętnie. Odpowiedź P analizatora na padające promieniowanie o stanie polaryzacji zdefiniowanym wektorem Stokesa **S** wynosi [13]:

$$P = \mathbf{A} \cdot \mathbf{S} = a_0 s_0 + a_1 s_1 + a_2 s_2 + a_3 s_3 \tag{1.2}$$

W celu wyznaczenia wektora Stokesa promieniowania padającego, należy wykonać Q pomiarów za pomocą Q analizatorów A_q , q = 0, 1, ..., Q - 1. Macierz pomiaru W Q x 4 można zapisać jako:

$$\boldsymbol{W} = \begin{bmatrix} A_0^T \\ A_1^T \\ \vdots \\ A_{Q-1}^T \end{bmatrix}, \tag{1.3}$$

a wektor pomiarowy **P** w postaci:

$$\boldsymbol{P} = \boldsymbol{W}\boldsymbol{S},\tag{1.4}$$

Mierzony wektor Stokesa można wyznaczyć z równania:

$$\widehat{S_m} = W^{-1} P, \tag{1.5}$$

gdzie W^{-1} jest polarymetryczną macierzą redukcji danych. Z punktu widzenia macierzowego równania pomiaru (1.4) istotne są trzy przypadki:

Q = 4
 Q > 4
 Q < 4

W przypadku 1., aby równanie pomiaru posiadało rozwiązanie należy wykonać pomiar liniowo niezależnych stanów polaryzacji. W takim przypadku macierz W jest kwadratowa, a jej rząd wynosi 4 i istnieje macierz do niej odwrotna. Równanie (1.4) posiada więc jednoznaczne rozwiązanie.

W przypadku 2. układ posiada więcej równań niż niewiadomych. W przypadku idealnym, tj. braku szumu i identycznych odpowiedziach każdego analizatora dla wszystkich parametrów Stokesa, część równań byłaby liniowo zależna i istniałoby jednoznaczne rozwiązanie (rząd macierzy głównej nadal wynosiłby cztery). W rzeczywistości, w obecności szumu wszystkie równania są liniowo niezależne, więc układ jest nadokreślony, co oznacza, że nie istnieje jednoznaczne rozwiązanie tego układu. W tym przypadku można znaleźć rozwiązanie w sensie sumy najmniejszych kwadratów, znajdując uogólnioną macierz odwrotną (pseudoodwrotną).

W przypadku 3. rząd macierzy W wynosi trzy lub mniej i należy wyznaczyć uogólnioną macierz odwrotną. W tym przypadku mamy do czynienia z polarymetrem niekompletnym, co oznacza, że nie wszystkie parametry mogą zostać wyznaczone.

1.3.2. Metoda analizy częstotliwościowej

Metodę analizy częstotliwościowej przedstawiono w pracy [2]. W przytoczonej literaturze można spotkać stwierdzenie, że element polaryzacyjny jest obracany w sposób harmoniczny, co jednak nie ma uzasadnienia. W sposób okresowy ("harmoniczny") zmienia się wartość oświetlenia przy stałej prędkości kątowej obrotu elementu polaryzacyjnego.

Podobnie jak w przypadku analizy opisanej w poprzednim rozdziale, mierzony sygnał dany jest jako:

$$\boldsymbol{P} = \boldsymbol{W}\boldsymbol{S} \tag{1.6}$$

Elementy wektora *P* stanowią wartość oświetlenia zarejestrowaną dla kolejnych położeń azymutu elementu polaryzacyjnego. Jeżeli element polaryzacyjny obracany jest w dyskretnych krokach o stałej wielkości, widmo sygnału również jest dyskretne.

Elementy wektora *P* mogą zostać zapisane jako:

$$p_m = a_0 + \sum_k a_k \cos(km\theta) + b_k \sin(km\theta), \qquad (1.7)$$

gdzie współczynniki Fouriera można znaleźć ze wzorów:

$$a_0 = \frac{1}{Q} \sum_{m=0}^{Q-1} p_m, \ a_k = \frac{2}{Q} \sum_{m=0}^{Q-1} p_m \cos\left(\frac{2\pi}{Q} km\right), \ b_k = \frac{2}{Q} \sum_{m=0}^{Q-1} p_m \sin\left(\frac{2\pi}{Q} km\right)$$
(1.8)

W przypadku obróconego polaryzatora, m-ty wiersz macierzy W ma postać:

$$\frac{p^2}{2} \left[1 \quad \cos\left(2\frac{2\pi}{Q}m\right) \quad \sin\left(2\frac{2\pi}{Q}m\right) \quad 0 \right], \tag{1.9}$$

a równanie pomiaru ma postać:

$$\begin{bmatrix} p_0 \\ p_1 \\ \vdots \\ p_Q \end{bmatrix} = \frac{p^2}{2} \begin{bmatrix} 1 & \cos\left(2\frac{2\pi}{Q}\cdot 0\right) & \sin\left(2\frac{2\pi}{Q}\cdot 0\right) & 0 \\ 1 & \cos\left(2\frac{2\pi}{Q}\cdot 1\right) & \sin\left(2\frac{2\pi}{Q}\cdot 1\right) & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & \cos\left(\frac{2\pi}{Q}\cdot Q\right) & \sin\left(\frac{2\pi}{Q}\cdot Q\right) & 0 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix}$$

$$= \frac{p^2}{2} \begin{bmatrix} S_0 + S_1 \cos\left(\frac{4\pi}{Q} \cdot 0\right) + S_2 \sin\left(\frac{4\pi}{Q} \cdot 0\right) \\ S_0 + S_1 \cos\left(\frac{4\pi}{Q} \cdot 1\right) + S_2 \sin\left(\frac{4\pi}{Q} \cdot 1\right) \\ \vdots \\ S_0 + S_1 \cos\left(\frac{4\pi}{Q} \cdot Q\right) + S_2 \sin\left(\frac{4\pi}{Q} \cdot Q\right) \end{bmatrix}$$
(1.10)

W takim przypadku parametry Stokesa zostaną uzyskane poprzez wyznaczenie współczynników Fouriera:

$$\widehat{S}_1 = a_1, \ \widehat{S}_2 = b_1, \ \widehat{S}_0 = a_0,$$
 (1.11)

gdzie \widehat{S}_1 , \widehat{S}_2 i \widehat{S}_0 są estymowanymi parametrami wektora Stokesa. Liczba zarejestrowanych stanów Q powinna wynosić co najmniej 2K+1, gdzie K jest numerem najwyższej rejestrowanej harmonicznej. Wyznaczenie parametrów Stokesa poprzez transformację Fouriera daje automatyczne dopasowanie danych pomiarowych w sensie sumy najmniejszych kwadratów do teoretycznego przebiegu oświetlenia w czasie. Metoda ta jest efektywna obliczeniowo, dodatkowo, wyższe harmoniczne rejestrowanego sygnału mogą służyć do diagnozowania błędów systematycznych polarymetru w tym błądzenia wiązki [2].

1.3.3. Metoda fazoczuła

Ponieważ detektor jest czuły tylko na moc promieniowania to rejestrowany jest tylko parametr S_0 wektora Stokesa, a co za tym idzie, tylko pierwszy wiersz macierzy Muellera polaryzatora jest wymagany do analizy stanu polaryzacji promieniowania. Mierzona wartość oświetlenia dla pojedynczego detektora matrycy wynosi:

$$I_m = \frac{p}{2}(S_0 + S_1 \cos(2\omega t) + S_2 \sin(2\omega t))$$
(1.12)

Poprzez wymnożenie mierzonego sygnału przez dwa harmoniczne sygnały referencyjne (synfazowy i kwadraturowy), przesunięte w fazie o $\frac{\pi}{2}$ oraz uśrednienie w czasie (filtr dolnoprzepustowy $L(\omega)$) można uzyskać informacje na temat parametrów Stokesa rejestrowanego promieniowania:

$$S_{0} = \frac{2}{pQ} \sum_{m=1}^{Q} I_{m}(t)$$

$$S_{1} = \frac{4}{pQ} \sum_{m=1}^{Q} I_{m}(t) \cos(2\omega t)$$

$$S_{2} = \frac{4}{pQ} \sum_{m=1}^{Q} I_{m}(t) \sin(2\omega t)$$
(1.13)

Metoda ta ma zastosowanie w polarymetrach z podziałem czasu, a urządzenie realizujące tę metodę opisano w rozdziale 1.2.2.

1.4. Wnioski wynikające z oceny aktualnego stanu wiedzy

Najbardziej skomplikowanym układem jest polarymetr hiperspektralny, za pomocą którego można wyznaczyć pełny wektor Stokesa dla każdej rejestrowanej fali oddzielnie. Najprostszym w konstrukcji jest polarymetr jednopasmowy, migawkowy, w którym pomijany jest udział polaryzacji kołowej. Wyznaczenie udziału polaryzacji kołowej wymaga zastosowania dodatkowego elementu opóźniającego (składową polaryzacji). Udział promieniowania spolaryzowanego kołowo w obserwowanej scenie jest niewielki [18]. Z tego powodu wyznaczenie jego udziału często jest pomijane. Powoduje to uproszczenie konstrukcji urządzenia.

Układy z podziałem amplitudy są praktycznie niemożliwe do wyjustowania ze względu na bardzo dużą liczbę stopni swobody oraz konieczność uzyskania pokrycia obrazów na poziomie ułamka piksela oraz brak długoterminowej stabilności zgrania układów optycznych. Koszt wykonania układów jest duży ze względu na konieczność zastosowania wielu matryc oraz układów obrazujących każdy z parametrów Stokesa osobno.

Układy z podziałem apertury odznaczają się większą prostotą justowania niż polarymetry z podziałem amplitudy oraz lepszą stabilnością długoterminową. Ponieważ wszystkie stany polaryzacji odwzorowane są na jednej matrycy wiąże się to z utratą rozdzielczości przestrzennej. Układ ten wymaga zastosowania przysłony pola w celu ostrego odseparowania poszczególnych kanałów na matrycy. W przypadku niechłodzonych układów w zakresie LWIR przysłona pola byłaby zbyt silnym źródłem promieniowania, a zastosowanie kriogenicznego chłodzenia części układu optycznego niweczyłoby zalety związane z zastosowaniem niechłodzonych bolometrów. Prawdopodobnie z tego względu autor pracy nie spotkał w dostępnej literaturze takiej konstrukcji działającej w zakresie LWIR.

Polarymetry z podziałem płaszczyzny obrazowej wymagają zastosowania macierzy mikropolaryzatorów lub specjalizowanych matrycowych detektorów czułych ze względu na stan polaryzacji. Technologia macierzy mikropolaryzatorów wymaga zastosowania drogich procesów technologicznych do produkcji a same elementy objęte są restrykcjami eksportowymi. Technologia detektorów czułych ze względu na stan polaryzacji została zademonstrowana jedynie przez firmę Thales. Polarymetry tego typu z definicji obarczone są błędem rejestracji, który usuwany jest na etapie końcowego przetwarzania sygnału, ich konstrukcja optyczna jest jednak znacznie prostsza w porównaniu do wcześniej omawianych rozwiązań.

Ze względów ekonomicznych oraz prostoty konstrukcji rozwiązaniem najkorzystniejszym jest rozwiązanie z podziałem czasu. Okres obrotu elementu polaryzacyjnego powinien być możliwie mały. Metody z podziałem czasu nie uwzględniają faktu, że w trackie odczytu pojedynczej ramki element polaryzacyjny zmienia swoje położenie, co skutkuje błędem wyznaczenia stanu polaryzacji. Błądzenie wiązki można zminimalizować poprzez narzucenie zwiększonych wymagań co do równoległości powierzchni polaryzatora oraz za pomocą przetwarzania sygnału z matrycy. Korzystne jest również zastosowanie polaryzatora o możliwie małym współczynniku załamania (np. ZnSe w zakresie LWIR lub CaF₂ w zakresie MWIR), ponieważ kąt odchylenia promienia przez płytkę z klinem jest tym mniejszy im mniejsza jest wartość współczynnika załamania.

Poniżej przedstawiono podstawowe wady i zalety rozwiązań konstrukcyjnych polarymetrów obrazujących:

Rozwiązanie	Zalety	Wady		
Podział amplitudy	 Jednoczesna rejestracja skomplikowane justowanie stanów polaryzacji Błąd IFOV Zwiększone koszty (wiele m 			
Podział czasu	Prosta konstrukcjaProsta analiza danych	 Błądzenie wiązki Błąd rejestracji scen dynamicznych Przetwarzanie off-line (metoda transformaty Fouriera) lub konieczność synchronizacji (lock-in) 		
Podział apertury	 Jednoczesna rejestracja stanów polaryzacji 	Utrata rozdzielczości przestrzennejSkomplikowany układ optyczny		
Podział FPA	 Jednoczesna rejestracja stanów polaryzacji 	 Trudność w pozyskaniu elementów polaryzacyjnych Błąd IFOV 		

Tab. 1.1. Porównanie architektur polarymetrów obrazowych

1.5. Cel, teza i struktura rozprawy

Celem pracy jest opracowanie metody przetwarzania sygnału z polarymetru obrazowego pozwalającej na wykrycie w zakresie dalekiej podczerwieni obiektów zamaskowanych w sposób naturalny lub sztuczny oraz opracowanie projektu i modelu urządzenia do weryfikacji metody. Opracowana metoda musi uwzględniać błąd związany z obrotem elementu polaryzacyjnego w trakcie odczytu ramki obrazu oraz umożliwiać działanie urządzenia bez konieczności stosowania układu nadążnego (układu pętli synchronizacji fazy - PLL)

Osiągnięcie powyższego celu wymaga zrealizowania następujących zadań badawczych oraz konstrukcyjnych:

- opracowanie metody przetwarzania sygnału zarejestrowanego za pomocą polarymetru obrazowego umożliwiającego jego działanie bez sprzężenia zwrotnego,
- zaprojektowanie i wykonanie demonstratora technologii,
- przeprowadzenie kalibracji polarymetrycznej,
- wyznaczenie wielkości błędów rejestracji związanych z błądzeniem wiązki.

Uwzględniając doniesienia literaturowe, cel pracy oraz mając na uwadze wnioski ze wstępnie przeprowadzonych badań i pomiarów można sformułować następującą tezę rozprawy:

Możliwe jest wykrywanie obiektów w zakresie widmowym dalekiej podczerwieni za pomocą polarymetru obrazowego z podziałem czasu realizującego przetwarzanie zarejestrowanego sygnału z zastosowaniem regresji liniowej.

W pracy przeanalizowano zagadnienia związane z mechanizmami polaryzacji promieniowania, propagacją promieniowania w ziemskiej atmosferze, ze szczególnym naciskiem na zagadnienie rozpraszania. Przeprowadzono również obliczenia mające na celu porównanie zakresów widmowych, widzialnego, średniej i dalekiej podczerwieni, pod względem intensywności rozpraszania i pochłaniania promieniowania. Przegląd stanu techniki obejmuje urządzenia wyznaczające stan polaryzacji działające w zakresie dalekiej podczerwieni. Ponadto opracowano polarymetr z podziałem czasu a następnie użyto go do detekcji wybranych obiektów z zastosowaniem opracowanej metody przetwarzania sygnału.

Rozprawa składa się z siedmiu rozdziałów.

W **rozdziale 1.** zawarto przegląd metod detekcji obiektów z zastosowaniem rejestracji promieniowania elektromagnetycznego, przegląd rozwiązań konstrukcyjnych polarymetrów oraz metod przetwarzania sygnału rejestrowanego za pomocą polarymetrów w celu wyznaczenia stanu polaryzacji docierającego do urządzenia.

Rozdział 2. zawiera podstawowe informacje związane z elektromagnetyzmem i propagacją promieniowania elektromagnetycznego. Przedstawiono również sposoby opisu stanu polaryzacji promieniowania, pojęcia oraz konwencje stosowane w dziedzinach związanych z analizą polaryzacji promieniowania.

Rozdział 3. zawiera opis podstawowych mechanizmów oddziaływania promieniowania elektromagnetycznego z materią, w szczególności opisane są mechanizmy polaryzacji promieniowania na skutek opisanych oddziaływań. Przedstawiono prosty model atmosfery, uwzględniający mechanizmy absorpcji oraz rozpraszania, który umożliwia porównanie zakresów widmowych pod względem przezierności atmosfery dla promieniowania elektromagnetycznego.

Rozdział 4. poświęcono opisowi konstrukcji zaprojektowanego polarymetru z podziałem czasu, realizującym proponowaną metodę analizy stanu polaryzacji.

Rozdział 5. rozprawy zawiera opis kalibracji urządzenia, polegającej na wyznaczeniu macierzy Muellera urządzenia. Przedstawiono standardową metodę kalibracji opisywaną w literaturze oraz zaproponowana nową metodę kalibracji w dużym stopniu nieczułą na wpływ warunków otoczenia.

W **rozdziale 6.** przedstawiono uzyskane wyniki pomiarów oraz przykłady detekcji obiektów z zastosowaniem proponowanej metody. W rozdziale tym porównane zostały obrazy: standardowy obraz termowizyjny oraz obrazy z oznaczonym stanem polaryzacji. Przedstawiona została również metoda filtracji adekwatna dla proponowanej metody analizy sygnału. Filtracja ta zwiększa kontrast obrazu i ułatwia detekcję obiektów.

Rozdział 7. zawiera dyskusję i podsumowanie wyników rozprawy.

2. Ilościowy opis stanu polaryzacji

2.1. Równania Maxwella

Światło przejawia naturę jednocześnie falową i korpuskularną, tj. cząsteczkową. Falowa natura światła opisywana jest za pomocą równań Maxwella, które są częścią ogólniejszej dziedziny fizyki, jaką jest elektrodynamika klasyczna. Naturę korpuskularna opisuje natomiast mechanika kwantowa. Mechanika kwantowa jest obecnie najpełniejszym modelem opisującym optyczne zjawiska fizyczne, jest jednak matematycznie skomplikowana. W praktyce wiele zjawisk może zostać dostatecznie dobrze opisane za pomocą równań elektrodynamiki klasycznej. W latach 1861-1862 James Clerk Maxwell opublikował swoje rozważania temat na pól elektromagnetycznych postawił że światło jest zjawiskiem i teze, elektromagnetycznym. W istocie, Maxwell opublikował zestaw 20 równań [29], które dziś znane są w bardziej zwięzłej postaci, dzięki pracy Olivera Heavisida [30]. W formie różniczkowej równania Maxwella dla próżni mają postać:

$$\nabla \cdot \boldsymbol{E} = 0, \tag{2.1}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0, \tag{2.2}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t},\tag{2.3}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t},\tag{2.4}$$

Gdzie *E* jest natężeniem pola elektrycznego, *B* indukcją magnetyczną, μ_0 przenikalnością magnetyczną próżni, ϵ_0 przenikalnością elektryczną próżni.

Równania falowe otrzymane z równań Maxwella dla pól *E* i *B* mają następującą postać:

$$\nabla^2 \boldsymbol{E} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \boldsymbol{E}}{\partial t^2},\tag{2.5}$$

$$\nabla^2 \boldsymbol{B} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \boldsymbol{B}}{\partial t^2},\tag{2.6}$$

Oba równania mają postać równania falowego w trzech wymiarach:

$$\nabla^2 \Psi = \frac{1}{\nu^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} \tag{2.7}$$

co oznacza, że pola E i B są falami rozchodzącymi się w próżni z prędkością:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \equiv c \tag{2.8}$$

Jeżeli założymy, że wektor pola elektrycznego zawarty jest w płaszczyźnie xz i propaguje się w kierunku osi z, tj.:

$$E = [E_{\chi}(z, t), 0, 0], \qquad (2.9)$$

to z prawa indukcji Faradaya otrzymujemy:

$$\frac{\partial E_x(z,t)}{\partial z} = -\frac{\partial B_y}{\partial t},\tag{2.10}$$

Oznacza to, że indukowane przez pole elektryczne E pole magnetyczne B posiada tylko składową y, normalną do składowej pola E. Pola E i B są do siebie wzajemnie prostopadłe i prostopadłe do kierunku rozchodzenia się fali, czyli fala elektromagnetyczna jest falą poprzeczną, co zostało zilustrowane na Rys. 2.1.



Rys. 2.1. Płaska monochromatyczna fala elektromagnetyczna. Opracowanie własne.

Podstawiając pole E określone wzorem (2.9) do wyrażenia (2.5), otrzymujemy równanie:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2}$$
(2.11)

Jednym z rozwiązań tego równania jest równanie o postaci:

$$E_x(z,t) = E_{0x} \cos\left[2\pi\nu\left(t - \frac{z}{c}\right) + \phi_0\right]$$
(2.12)

Jest to równanie fali płaskiej, monochromatycznej (o częstotliwości v), liniowo spolaryzowanej, co oznacza, że wektor *E* drga w określonej płaszczyźnie.

W ośrodkach izotropowych a w szczególności w próżni, kierunek przepływu energii pokrywa się z kierunkiem propagacji fali. Kierunek przepływu energii wyznacza wektor Poyntinga:

$$\boldsymbol{S} = \frac{1}{\mu_0} \boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B} \tag{2.13}$$

Wartość tego wektora określa strumień promieniowania na jednostkę powierzchni, której normalna jest równoległa do wektora *S*.

W przypadku częstości optycznych fali elektromagnetycznej, zarejestrowanie chwilowej wartości pola elektrycznego nie jest możliwe. Rejestrowana jest zawsze

wartość uśredniona w czasie. Mierzony strumień promieniowania na jednostkę powierzchni – oświetlenie (albo irradiancja) dana jest wzorem:

$$I \equiv \langle S \rangle_t = \frac{c\epsilon_0}{2} E_0^2 \tag{2.14}$$

Wielkość ta w optyce często nazywana jest natężeniem lub intensywnością. Jest to określenie nieścisłe i mylące. Na mocy międzynarodowej umowy intensywność jest wielkością strumienia wypromieniowywanego w jednostkowy kąt bryłowy i posiada jednostkę $\left[\frac{W}{sr}\right]$ [31]. Pole elektryczne dla częstości optycznych oddziałuje z materią (ładunkami) znacznie silniej niż pole magnetyczne, w związku z tym zwyczajowo za pole optyczne przyjęło się uważać pole *E*, choć wybór ten jest arbitralny. Według przyjętej w optyce konwencji za płaszczyznę polaryzacji uznaje się płaszczyznę zawierającą drgający wektor *B*, za płaszczyznę drgań pola uznaje się płaszczyznę zawierającą wektor *E*.

2.2. Elipsa polaryzacji

Wektor pola E drga w pewnej płaszczyźnie. Wektor E można również otrzymać w wyniku superpozycji dwóch fal, o tej samej częstotliwości, spolaryzowanych liniowo w dwóch ortogonalnych płaszczyznach. Wynik tej superpozycji zależy od stosunku amplitud i różnicy faz pomiędzy składowymi falami.

Równanie amplitudy wektora E_x (2.12) w płaszczyźnie z = 0 ma postać:

$$E_x(0,t) = E_{0x}\cos(2\pi\nu t) = E_x$$
(2.15)

Fala spolaryzowana w płaszczyźnie ortogonalnej (yz), przesunięta w fazie o $\Delta \phi$ ma postać:

$$E_{y}(y,t) = E_{0y} \cos\left(2\pi\nu\left(t - \frac{z}{c}\right) + \Delta\phi\right), \qquad (2.16)$$

Wektor E_{v} w płaszczyźnie z = 0: ma postać:

$$E_{y}(0,t) = E_{0y}\cos(2\pi\nu t + \Delta\phi) = E_{y}$$
(2.17)

Po wyeliminowaniu zmiennej *t* otrzymujemy:

$$\frac{E_x^2}{E_{0x}} + \frac{E_y^2}{E_{0y}} - 2\frac{E_x E_y}{E_{0x} E_{0y}} \cos(\Delta \phi) = \sin^2(\Delta \phi)$$
(2.18)

Powyższe równanie jest równaniem elipsy w płaszczyźnie *xy*, którą przedstawiono na Rys. 2.2.



Rys. 2.2. Elipsa polaryzacji wraz z zaznaczonymi jej parametrami

Definiuje się następujące parametry elipsy polaryzacji:

- kąt przekątnej prostokąta opisanego na elipsie: $\alpha = \arctan\left(\frac{E_{0y}}{E_{0x}}\right), 0 \le \alpha \le \frac{\pi}{2}$
 - 2'
- azymut elipsy polaryzacji: $\Psi = \frac{1}{2} \arctan(\tan(2\alpha)\cos(\Delta\phi)), 0 \le \Psi \le \pi$,
- skrętność (przyjmując, że fala propaguje się do obserwatora, gdy wektor
 E obraca się zgodnie z ruchem wskazówek zegara mówimy o polaryzacji prawoskrętnej (PS), w przeciwnym przypadku o polaryzacji lewoskrętnej (LS)),
- kąt eliptyczności: θ = arctan (^a/_b), 0 < θ < ^π/₂ dla polaryzacji PS, -^π/₂ < θ < 0 dla polaryzacjij LS,
- płaszczyzna polaryzacji: płaszczyzna zawierająca wektor H.

W zależności od stosunku amplitud i różnicy faz wyróżnia się następujące przypadki szczególne stanu polaryzacji:

• polaryzacja liniowa

występuje, gdy jedna ze składowych jest równa zero, lub gdy $\Delta \phi = k\pi$. W takim przypadku $\Psi = \pm \alpha$, znak "+" obowiązuje, gdy $\Delta \phi = 2k\pi$, "-" gdy $\Delta \phi = (2k - 1)\pi$, k = 1,2,3 ...

• polaryzacja kołowa

występuje, gdy $E_{0x} = E_{0y}$ oraz $\Delta \phi = \pm \frac{\pi}{2}$. Znak " + " oznacza polaryzację PS, " – " polaryzację LS.

Za pomocą elipsy polaryzacji można stosunkowo łatwo opisać stan polaryzacji, jednak jej parametrów nie można bezpośrednio obserwować, ze względu na duże częstotliwości pola optycznego.

2.3. Opis Jonesa

W 1941 r. amerykański fizyk Robert Clark Jones zaproponował opis dla w pełni spolaryzowanych wiązek koherentnych. Opis ten bazuje na zdefiniowaniu stanu polaryzacji za pomocą wektora natężenia pola elektrycznego w postaci macierzowej:

$$\boldsymbol{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{0x} e^{-i\Delta\phi} \\ E_{0y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} e^{i\Delta\phi} \end{bmatrix}$$
(2.19)

Zapisanie wektora natężenia pola elektrycznego w postaci macierzowej pozwala na wyznaczenie parametrów elipsy polaryzacji, jak również na opis elementów zmieniających stan polaryzacji. Postać wektorów Jonesa dla różnych stanów polaryzacji promieniowania została zaprezentowana w Tab. 2.1.

Stan nolaryzacii	w	ρ	Standardowy	Pełny wektor	
	r	U	wektor Jonesa	Jonesa	
Pozioma	0	0	$\begin{bmatrix} 1\\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} E_{0x} \\ 0 \end{bmatrix}$	
Pionowa	$\frac{\pi}{2}$	0	$\begin{bmatrix} 0\\1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0\\ E_{0y} \end{bmatrix}$	
Liniowa (45º)	$\frac{\pi}{4}$	0	$\frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} E_{0x} \\ E_{0x} \end{bmatrix}$	
Liniowa (-45º)	$-\frac{\pi}{4}$	0	$\frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} 1\\ -1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} E_{0x} \\ -E_{0x} \end{bmatrix}$	
Kołowa (PS)	-	$\frac{\pi}{4}$	$\frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} E_{0x} \\ E_{0x}e^{\frac{i\pi}{2}} \end{bmatrix}$	
Kołowa (LS)	-	$-\frac{\pi}{4}$	$\frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} E_{0x} \\ E_{0x}e^{\frac{-i\pi}{2}} \end{bmatrix}$	
Liniowa dowolna	Ψ	0	$\begin{bmatrix} \cos s(\alpha) \\ \pm \sin n(\alpha) \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \end{bmatrix}$	
Eliptyczna dowolna	Ψ	θ	$\begin{bmatrix} \cos s(\alpha) \\ \sin n(\alpha) e^{i\Delta\phi} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} e^{i\Delta\phi} \end{bmatrix}$	

Tab.	2.1.	Postać wektorów	Jonesa dla	różnych	stanów	polaryzacj	i promieniowani	a [31]
				,				

Za pomocą macierzy Jonesa można opisać elementy zmieniające stan polaryzacji. W Tab. 2.2. zostały podane przykłady opisu wybranych elementów polaryzacyjnych.

Polaryzator liniowy (poziomy)	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$
Polaryzator liniowy (pionowy)	$\begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$
Płytka opóźniająca składową y	$egin{bmatrix} 1 & 0 \ 0 & e^{-i\delta} \end{bmatrix}$

Tab. 2.2. Macierze Jonesa dla wybranych elementów polaryzacyjnych

Stan polaryzacji światła po przejściu przez element optyczny można określić za pomocą równania macierzowego:

$$\begin{bmatrix} E'_{0x} \\ E'_{0y} \end{bmatrix} = [M] \begin{bmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \end{bmatrix}.$$
 (2.20)

Jak wspomniano wcześniej, opis ten stosowany jest wyłącznie do w pełni spolaryzowanych wiązek koherentnych i monochromatycznych i jest często stosowany praktycznie w technice laserowej. W przypadku promieniowania częściowo spolaryzowanego najczęściej stosowany jest opis Stokesa.

2.4. Opis Stokesa (wraz z macierzami Muellera)

Jak wspomniano w rozdziale 2.2, pomiar chwilowej wartości pola *E* nie jest możliwy. Rejestrowane jest natężenie promieniowania uśrednione w czasie. Zastosowanie uśredniania w czasie do równania elipsy (2.18) daje następującą zależność:

$$\frac{\langle E_x^2 \rangle_t}{E_{0x}^2} + \frac{\langle E_y^2 \rangle_t}{E_{0y}^2} - 2\frac{\langle E_x E_y \rangle_t}{E_{0x} E_{0y}} \cos(\Delta \phi) = \sin^2(\Delta \phi)$$
(2.21)

Mnożąc stronami powyższe wyrażenie przez $4E_{0x}^2E_{0y}^2$ otrzymujemy:

$$4\langle E_x^2 \rangle_t E_{0y}^2 + 4\langle E_y^2 \rangle_t E_{0x}^2 - 8\langle E_x E_y \rangle_t \cos(\Delta \phi) = \left(2E_{0x}E_{0y}\sin(\Delta \phi)\right)^2$$
(2.22)

Wartości średnie natężenia pola elektrycznego są równe:

$$\langle E_x^2 \rangle_t = \frac{1}{2} E_{0x}^2 \tag{2.23}$$

$$\langle E_y^2 \rangle_t = \frac{1}{2} E_{0y}^2 \tag{2.24}$$

$$\langle E_x E_y \rangle_t = \frac{1}{2} E_{0x} E_{0y} \cos(\Delta \phi)$$
(2.25)

Po podstawieniu otrzymanych wartości średnich do równania (2.22) i wykonaniu przekształceń otrzymujemy:

$$\left(E_{0x}^{2} + E_{0y}^{2}\right)^{2} - \left(E_{0x}^{2} - E_{0y}^{2}\right)^{2} - \left(2E_{0x}E_{0y}\cos(\Delta\phi)\right)^{2} = \left(2E_{0x}E_{0y}\sin(\Delta\phi)\right)^{2}$$
(2.26)

Wyznaczone wartości średnie są mierzalnymi wielkościami nazywanymi parametrami Stokesa, które zapisywane są w formie wektora Stokesa **S**:

$$\begin{bmatrix} S_0\\S_1\\S_2\\S_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{0x}^2 + E_{0y}^2\\E_{0x}^2 - E_{0y}^2\\2E_{0x}E_{0y}\cos(\Delta\phi)\\2E_{0x}E_{0y}\sin(\Delta\phi) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{0x}E_{0x}^* + E_{0y}E_{0y}^*\\E_{0x}E_{0x}^* - E_{0y}E_{0y}^*\\2\Re(E_{0y}E_{0x}^*)\\2\Im(E_{0y}E_{0x}^*) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_H + I_V\\I_H - I_V\\I_{45} - I_{135}\\I_{PS} - I_{LS} \end{bmatrix}$$
(2.27)

Jak wynika z powyższego równania, parametry wektora Stokesa można wyznaczyć poprzez pomiar promieniowania dla różnych orientacji polaryzatora liniowego. Dodatkowo, wyznaczenie parametru S_3 wymaga zastosowania elementu opóźniającego (składową polaryzacji).

Za pomocą parametrów Stokesa można wyznaczyć parametry elipsy polaryzacji stosując następujące wzory:

$$\tan(2\Psi) = \frac{S_2}{S_1},$$
 (2.28)

$$\sin(2\theta) = \frac{s_3}{s_0}$$
, (2.29)

$$\tan(\alpha) = \sqrt{\frac{S_0 - S_1}{S_0 + S_1}}.$$
 (2.30)

Z powyższego wynika również:

$$S_0^2 \le S_1^2 + S_2^2 + S_3^2, \tag{2.31}$$

przy czym znak równości oznacza promieniowanie całkowicie spolaryzowane. W rzeczywistości promieniowanie jest zawsze częściowo spolaryzowane. Dla promieniowania częściowo spolaryzowanego wyznacza się często dodatkowe parametry opisujące stan polaryzacji takie jak: stopień polaryzacji (DoP – ang. Degree of Polarization), stopień polaryzacji liniowej (DoLP – ang. Degree of Linear Polarization), stopień polaryzacji kołowej (DoCP – ang. Degree of Circular polarization):

$$DoP = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0},$$
 (2.32)

$$DoLP = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2}}{S_0},$$
 (2.33)

$$DoCP = \frac{S_3}{S_0}.$$
 (2.34)

Parametry Stokesa stanowią elementy wektora Stokesa **S**, a przejście promieniowania przez układ optyczny wyrażone jest za pomocą równania macierzowego:

$$S' = MS. \tag{2.35}$$

Dowolny element optyczny może zostać opisany przy pomocy macierzy (4×4) Muellera *M*. Przykłady macierzy Muellera dla podstawowych elementów polaryzacyjnych podano w Tab. 2.3.

Płytka fazowa absorbująca	$M_{Pf}(lpha)$ gdzie p jest współ	$=\frac{p^2}{2}\begin{bmatrix}1\\0\\0\\0\\czynnikie\end{bmatrix}$	$\begin{array}{ccc} 0 & 0 \\ 1 & 0 \\ 0 & \cos(\Delta t) \\ 0 & \sin(\Delta t) \\ m \operatorname{poch} taniar \end{array}$	$\begin{array}{c} 0 \\ 0 \end{array} \\ \phi) & -\sin(\phi) \end{array} \\ \phi) & \cos(2 \phi) \end{array}$ nia elementu	$\left[\Delta \phi \right] \\ \Delta \phi $
Polaryzator liniowy	$M_{Pl}(\alpha) = \frac{p^2}{2}$	$\begin{bmatrix} 1\\ \cos(2\alpha)\\ 0\\ 0 \end{bmatrix}$	$\cos(2\alpha)$ 0 0 0	$0 \\ 0 \\ \sin(2\alpha) \\ 0$	$\begin{bmatrix} 0\\0\\0\\\sin(2\alpha)\end{bmatrix}$
Macierz obrotu	$M_R(heta)$	$0 = \begin{bmatrix} 1\\0\\0\\0\\0 \end{bmatrix}$	$0 \\ \cos(2\theta) \\ -\sin(2\theta) \\ 0$	$0 \\ \sin(2\theta) \\ \cos(2\theta) \\ 0$	0 0 0 1

Tab. 2.3. Macierze Muellera wybranych elementów optycznych zmieniających stan polaryzacji

Obrotu układu współrzędnych dokonuje się za pomocą macierzy obrotu. Dowolną macierz Muellera obróconą o kąt θ można wyrazić za pomocą wzoru:

$$\boldsymbol{M}(2\theta) = \boldsymbol{M}_{\boldsymbol{R}}(-2\theta)\boldsymbol{M}\boldsymbol{M}_{\boldsymbol{R}}(2\theta). \tag{2.36}$$

2.5. Podsumowanie

Elipsa polaryzacji jest wygodnym sposobem przedstawienia stanu polaryzacji, jednak jej parametry nie są mierzalne. Najczęściej do opisu stanu polaryzacji stosuje się opis Jonesa lub Stokesa. Ponieważ opis Jonesa stosuje się wyłącznie do całkowicie spolaryzowanych fal monochromatycznych opis ten często jest stosowany w technice laserowej. W przypadku urządzeń obrazujących stan polaryzacji stosuje się zawsze opis Stokesa (wraz z macierzami Muellera) ponieważ promieniowanie docierające do urządzenia często jest spolaryzowane w niewielkim stopniu. Przedstawione w tym rozdziale oznaczenia i pojęcia stosowane są w dalszej części pracy.

3. Mechanizmy oddziaływania promieniowania elektromagnetycznego z materia

3.1. Emisja promieniowania termicznego

Teoria promieniowania Maxwella opisuje światło jako falę elektromagnetyczną, poruszającą się w próżni z prędkością równą c. Teoria ta jednak nie jest skalowalna. Jeżeli promieniowanie cieplne jest falą, to każdy obiekt emitujący takie promieniowanie powinien emitować fale o arbitralnie małej długości. Równania te nie nakładają żadnego ograniczenia ze względu na długość fali. Gdyby taka była rzeczywistość, każde ciało emitujące promieniowanie elektromagnetyczne natychmiast musiałoby wyemitować całą swoją energię. Problem ten w fizyce znany jest jako katastrofa w nadfiolecie. Teorię, która tłumaczy skończoną energię promieniowania w zakresie fal krótkich podał w 1900 roku Max Planck. Według jego teorii promieniowanie występuje również w postaci niepodzielnych cząstek, o określonej energii, zwanych fotonami.



$$u(\nu, T) = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} \left[\frac{J}{m^3 s^{-1}} \right].$$
(3.1)

Rys. 3.1. Wykres luminancji energetycznej zgodnie z prawem Plancka dla kilku różnych temperatur

Powyższy wzór to prawo Plancka opisujący gęstość energii na jednostkę objętości na jednostkę częstotliwości fali elektromagnetycznej. Innymi formami są
m.in. wzory na strumień energii wypromieniowywany na jednostkę powierzchni na jednostkowy kąt bryłowy w funkcji częstotliwości:

$$L(\nu,T) = u_{\nu} \frac{c}{4\pi} = \frac{2h}{c^2} \frac{\nu^3}{\frac{h\nu}{e^{k_B T} - 1}} \left[\frac{W}{m^2 sr s^{-1}}\right].$$
(3.2)

oraz w funkcji długości fali:

$$L(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{k_B T \lambda}} - 1} = \frac{c_1}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{C_2}{T \lambda}} - 1} \left[\frac{W}{m^3 sr} \right].$$
 (3.3)

Na Rys. 3.1. przedstawiono wykres luminancji energetycznej dla kilku wartości temperatury. Wraz ze wzrostem temperatury maksimum luminancji przesuwa się ku krótszym falom wraz z jednoczesnym wzrostem wartości maksimum funkcji.

Całkowitą ilość energii wypromieniowywaną przez ciało o temperaturze T w półsferę w całym zakresie długości fali otrzymuje się poprzez całkowanie zależności Plancka. Zakłada się, że ciało promieniuje zgodnie z prawem Lamberta promieniowania, tj. proporcjonalnie do kosinusa kąta zawartego pomiędzy normalną do powierzchni a kierunkiem obserwacji [32]:

$$L(T) = \int_{\Omega} \int_{0}^{\infty} L_{\lambda}(T) d\lambda \, d\Omega = \int_{0}^{\infty} L_{\lambda}(T) d\lambda \, \int_{0}^{2\pi} d\theta \int_{0}^{\frac{\pi}{2}} \cos\phi \sin\phi d\phi =$$
$$\pi \int_{0}^{\infty} L_{\lambda}(T) d\lambda \, = \, \frac{2\pi^{5}k_{b}^{4}}{15c^{2}h^{3}}T^{4} = \sigma T^{4}[Wm^{-2}] \tag{3.4}$$

Powyższe prawo nosi nazwę prawa Stefana-Boltzmana dla ciała doskonale czarnego.

Z punktu widzenia detekcji promieniowania termicznego istotna jest wielkość:

$$\frac{\partial L(\lambda,T)}{\partial T} = \frac{L(\lambda,T)\left(\frac{c_2}{T^2\lambda}\right)\exp\left(\frac{c_2}{T\lambda}\right)}{\exp\left(\frac{c_2}{T\lambda}\right) - 1},$$
(3.5)

która jest miarą kontrastu termicznego w obrazie termowizyjnym. Położenie maksimum tej funkcji dla ciała o temperaturze 300 K można wyznaczyć z zależności:

$$\frac{\partial}{\partial\lambda} \left(\frac{\partial L(\lambda,T)}{\partial T} \right) \Big|_{T=300} = 0$$
(3.6)

i wynosi ono $\lambda = 8,03 \ \mu m$.

Promieniowanie termiczne może również być spolaryzowane. Pierwsze prace nad emisją termiczną światła spolaryzowanego prowadził już w 1895 Millikan [10]. W szczególności, powierzchnie gładkie emitują promieniowanie częściowo spolaryzowane, ze względu na fakt, że prawo Kirchhoffa zachowane jest dla każdej ze składowych pola osobno ([33], [34], [35], [36]). Jak pokazali autorzy, dla metali można przyjąć, że zależność stopnia polaryzacji od kąta emisji wynosi:

$$\frac{L_{\lambda,s}}{L_{\lambda,p}} = \cos^2(\theta), \qquad (3.7)$$

dla kątów emisji $\theta \gg \frac{d}{\lambda}$, gdzie d jest grubością naskórkową:

$$d = \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma\mu\omega'}},\tag{3.8}$$

gdzie σ jest przewodnością materiału, μ jest przenikalnością magnetyczną materiału, ω jest częstością kołową fali elektromagnetycznej. Przewodność σ można uznać za stałą (dla prądu stałego) dla fal dłuższych niż 10 µm.

Stopień polaryzacji promieniowania emitowanego zależy w dużej mierze od stanu powierzchni, w szczególności od jej chropowatości [37]. Na Rys. 3.2. przedstawiono zależność stopnia polaryzacji liniowej w zależności od kąta obserwacji podkładu szklanego podgrzanego do temperatury 65 °C. Trójkątami zaznaczono wartości teoretyczne obliczone zgodnie ze wzorami Fresnela. Zmierzone wartości stopnia polaryzacji liniowej dobrze pokrywają się z obliczonymi wartościami teoretycznymi. Wraz ze wzrostem kąta obserwacji rośnie obserwowany stopień polaryzacji liniowej. Widoczna jest również pewna zależność względem długości fali – maksimum stopnia polaryzacji liniowej występuje dla długości fali ok. 9 µm. Dla długości fali poniżej 8 µm stopień polaryzacji liniowej jest znikomy i praktycznie nie zależv od kata obserwacji. Efekty związane z emisją promieniowania spolaryzowanego widoczne są wyraźnie dla długości fali powyżej 8 µm.



Rys. 3.2. Stopień polaryzacji liniowej (DoLP) promieniowania emitowanego ze szklanej płytki dla rożnych kątów obserwacji [37]

3.2. Absorpcja

W zależności od energii, absorbowana fala elektromagnetyczna może oddziaływać z molekułami na następujące sposoby:

- promieniowanie UV i widzialne powodują wzbudzenie elektronów,
- promieniowanie podczerwone powodują drgania cząstek
- promieniowanie terahercowe i mikrofalowe powodują rotacje cząstek.

Aby energia fali elektromagnetycznej mogła zostać pochłonięta muszą być spełnione kwantowe reguły wyboru, właściwe dla danego przejścia. W przypadku przejść oscylacyjnych występujących w zakresie podczerwieni, reguła pierwsza mówi, że energia fotonu musi odpowiadać różnicy energii poziomów energetycznych molekuły:

$$\frac{hc}{\lambda} = \Delta E \tag{3.9}$$

Druga reguła wyboru stanowi, że kwantowa liczba oscylacyjna v może się zmieniać o:

$$\Delta v = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \tag{3.10}$$

Znak + oznacza absorpcję. Przejścia pomiędzy poziomami oscylacyjnymi nazywane są tonami. Przejście, dla którego $\Delta v = +1$ nazywane jest tonem podstawowym, kolejne nazywane są nadtonami: $\Delta v = +2$ nazywane jest pierwszym nadtonem, $\Delta v = +3$ drugim nadtonem itd. Wraz ze wzrostem Δv prawdopodobieństwo przejść maleje, a co za tym idzie maleje intensywność pasm widmowych z nimi związanych. W przypadku oscylatora anharmonicznego poziomy energetyczne oddalone są od siebie o:

$$\Delta E = h v_0 [1 - 2x(\nu + 1)] \tag{3.11}$$

gdzie v_0 jest częstością drgań własnych molekuły na poziomie v = 0, x jest współczynnikiem anharmoniczności.

Dwa powyższe warunki są warunkami koniecznymi, lecz nie wystarczającymi. Warunkiem wystarczającym (trzecią regułą wyboru) jest niezerowe prawdopodobieństwo wystąpienia przejścia. Liczba przejść w jednostce czasu (częstotliwość) określona jest wzorem:

$$Z_{12} = B_{12}n_1u(\nu, T)\left[\frac{1}{s}\right],$$
(3.12)

gdzie n_1 jest liczbą molekuł na niższym poziomie energetycznym, u(v,T) dane jest wzorem (3.1), B₁₂ jest współczynnikiem Einsteina:

$$B_{12} = \frac{\pi e^2}{3\epsilon_0 \hbar^2} |\mu_{12}|^2 \left[\frac{m^3}{Js^2}\right],\tag{3.13}$$

$$|\mu_{12}| = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_2^* \mu \psi_1 dq \ [Cm], \tag{3.14}$$

gdzie ψ_1 i ψ_2 są funkcjami falowymi stanów kwantowych 1 i 2, μ_{12} jest *operatorem przejścia* pomiędzy stanami kwantowymi 1 i 2. W przypadku widm oscylacyjnych jest to funkcja momentu dipolowego molekuły. Całkowanie odbywa się po współrzędnej normalnej drgań *q*. Współczynnik pochłaniania k_a w ujęciu kwantowym jest więc równy:

$$k_a = \frac{Z_{12}}{c} [m^{-1}] \tag{3.15}$$

Z powyższych rozważań wynika, że niezerowe prawdopodobieństwo przejścia występuje tylko w przypadku molekuł o stałym momencie dipolowym. Molekuły takie jak O₂, N₂ nie posiadają stałego momentu dipolowego i w związku z tym nie mogą pochłaniać promieniowania podczerwonego. Na Rys. 3.3. przedstawiono widmo pochłaniania atmosfery ziemskiej w różnych zakresach widmowych. Widmo uwzględnia główne gazy atmosferyczne absorbujące promieniowanie – para wodna, dwutlenek węgla, tlenek azotu (I) o koncentracjach $C_i \left[\frac{mol}{mol} \right]$ odpowiednio $10^4 \ ppm, 330 \ ppm, 0.39 \ ppm$. Dane spektrometryczne przekroju czynnego na absorpcję gazów atmosferycznych pochodzą z bazy danych HITRAN (Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics) uzyskane poprzez interfejs sieci web *HITRAN on the Web* [38]. Współczynnik pochłaniania równy jest:

$$k_a = C_i \frac{N_A}{V_m} \sigma_a[m^{-1}]$$
(3.16)

Jak wynika z przedstawionych powyżej danych w zakresie widzialnym promieniowanie pochłaniane jest przez parę wodną, w zakresie LWIR pochłaniane jest głównie przez parę wodną oraz dwutlenek węgla, w mniejszym stopniu przez tlenek azotu. W zakresie MWIR promieniowanie jest pochłaniane przez trzy przeanalizowane gazy z wyraźnym pikiem absorpcji dwutlenku węgla w pobliżu długości fali 4,3 µm.



Rys. 3.3. Widmo pochłaniania atmosfery dla zakresu: a) widzialnego, b) MWIR, c) LWIR

3.3. Rozpraszanie

Rozpraszanie jest zjawiskiem oddziaływania światła z materią, podczas którego fali zostaje pochłonięta a następnie wyemitowana przez cząstkę energia rozpraszającą. W zależności od tego, czy fala rozproszona ma taką samą energię jak fala padająca, rozpraszanie dzieli się na elastyczne i nieelastyczne. W przypadku promieniowania w atmosferze najczęściej propagacji mamy do czynienia z rozpraszaniem elastycznym, tj. nie zmieniającym energii fali. Z punktu widzenia mechaniki kwantowej rozpraszanie powoduje przejście elektronu na tak zwany poziom wirtualny. Pomimo, że wspomniane wcześniej kwantowe reguły wyboru nie pozwalają elektronowi na przebywanie na takim poziomie, może on się tam znaleźć dzięki zasadzie nieoznaczoności Heisenberga. Na Rys. 3.4. Przedstawiono diagram Jabłońskiego dla przejść eneregetycznych zwiazanych z absorpcją promieniowania podczerwonego oraz rozpraszaniem Rayleigha.





Rys. 3.5. Stosowalność modeli rozpraszania w zależności od rozmiaru cząstki rozpraszającej.

Efekt rozpraszania jest zależny od stosunku rozmiaru cząstki rozpraszającej do długości fali rozpraszanej. Analizując parametr:

$$x = \frac{2\pi a}{\lambda},\tag{3.17}$$

gdzie *a* jest promieniem rozpraszającej cząstki sferycznej, rozpraszanie można podzielić na trzy przypadki:

• $x \ll 1 - rozpraszanie Rayleigha$,

42

- $x \cong 1 rozpraszanie Mie$,
- $x \gg 1$ rozpraszanie geometryczne.

Stosowalność różnych modeli rozpraszania w funkcji rozmiaru cząstki i długości fali przedstawiono na Rys. 3.5.

Podczas propagacji w atmosferze promieniowanie jest rozpraszane na cząstkach gazów atmosferycznych oraz na aerozolach. Aerozole mogą stanowić cząstki stałe, krople lub mieszaninę obu a ich wymiary mogą wynosić od ułamków mikrometra do pojedynczych mikrometrów. Masywne cząstki aerozoli (większe niż kilka mikrometrów) z czasem opadają na ziemię. Lżejsze cząstki unoszone są w powietrzu poprzez ruchy Browna i opadają na ziemię dopiero w trakcie opadów atmosferycznych. W dalszej części pracy rozpraszanie na molekułach gazów zostanie zamodelowane poprzez rozpraszanie Rayleigha, zaś na cząstkach aerozoli poprzez rozpraszanie Mie.

Rozpraszanie (w szczególności Rayleigha) powoduje częściową polaryzację promieniowania. Teoria klasyczna elektromagnetyzmu opisuje wtórną falę, wypromieniowaną przez cząstkę rozpraszającą za pomocą modelu drgającego dipola (elektronu), przedstawionego na Rys. 3.6.



Rys. 3.6. Pole elektromagnetyczne wypromieniowywane przez dipol

Na linii pokrywającej się z osią dipola natężenie pola elektrycznego jest zawsze równe zero. Przypadek rozpraszania promieniowania niespolaryzowanego można analizować jako superpozycję dwóch przypadków: rozpraszania promieniowania spolaryzowanego pionowo i poziomo. Polaryzacja promieniowania rozproszonego przez drgającą cząstkę została zaprezentowana na wykresach opracowanych na podstawie opracowania [31] (Rys. 3.7).



Rys. 3.7. Polaryzacja promieniowania rozpraszanego przez drgającą cząstkę: a) spolaryzowanego poziomo, b) spolaryzowanego pionowo, c) superpozycja obu przypadków (opracowanie własne na podstawie [28])

W przypadku kąta rozpraszania równego 90° promieniowanie jest całkowicie liniowo spolaryzowane w przypadku sferycznej cząstki rozpraszającej. W rzeczywistości, promieniowanie nigdy nie jest całkowicie liniowo spolaryzowane, ze względu na anizotropię cząstek rozpraszających. Efekt ten jest uwzględniany poprzez wprowadzenie tzw. parametru depolaryzacji δ :

$$\delta = \left(\frac{I_s}{I_p}\right)_{\gamma = \frac{\pi}{2}} \tag{3.18}$$

Na Rys. 3.8. zademonstrowano parametry geometryczne rozpraszania.



Rys. 3.8. Układ współrzędnych związanych z rozpraszaniem. Υ jest kątem rozpraszania, płaszczyzna zx płaszczyzną rozpraszania. Cząstka rozpraszająca została umieszczana w środku układu współrzędnych

Przekrój czynny na rozpraszanie Rayleigha dany jest wzorem:

$$\sigma_{s} = \frac{24\pi^{3}}{N^{2}\lambda^{4}} \left(\frac{n^{2}-1}{n^{2}+2}\right) \left(\frac{6+3\delta}{6-7\delta}\right)$$
(3.19)

gdzie ostatni czynnik wyrażenia zwany jest czynnikiem korekcyjnym Kinga F_k , n jest współczynnikiem załamania molekuł gazu, N jest liczbą molekuł na jednostkę

objętości. Wartości przekroju czynnego na rozpraszanie Rayleigha dla powietrza w funkcji długości fali podaje Pendorff [39].

Dla promieniowania o dowolnym stanie polaryzacji danym wektorem Stokesa *S* możemy wyznaczyć kątowy rozkład intensywności promieniowania rozproszonego (funkcję fazową) obliczając parametr S_0 wektora wyjściowego $S' = P(\gamma)S$. Macierz P jest tzw. *macierzą fazową*, parametr p_{00} tej macierzy jest *funkcją fazową* rozpraszania opisującą wartość oświetlenia promieniowania rozproszonego w funkcji kąta rozpraszania dla niespolaryzowanego promieniowania padającego. Przykładową funkcję fazową dla rozpraszania Rayleigha z zaznaczonym stopniem polaryzacji liniowej przedstawiono na Rys. 3.9.



Rys. 3.9. Funkcja fazowa rozpraszania Rayleigha wraz z zaznaczonym stanem polaryzacji promieniowania rozproszonego

W przypadku $x \approx 1$ mamy do czynienia z rozpraszaniem Mie. Rozwiązania Mie równań Maxwella dają poprawne rezultaty dla dowolnej wartości parametru x. Dla $x \rightarrow 0$ rozwiązania są tożsame z rozwiązaniami Rayleigha (z dokładnością do czynnika Kinga), dla $x \rightarrow \infty$ dają rozwiązania zgodne z teorią dyfrakcji. Macierz fazowa dla rozpraszania Mie ma postać:

$$\boldsymbol{P}(\gamma) = \frac{\sigma_s}{4\pi R^2} \begin{bmatrix} p_{00} & p_{01} & 0 & 0\\ p_{01} & p_{00} & 0 & 0\\ 0 & 0 & p_{22} & p_{23}\\ 0 & 0 & -p_{23} & p_{22} \end{bmatrix},$$
(3.20)

gdzie:

$$p_{00}(\gamma) = \frac{2\pi}{k^2 \sigma_s} |P_1(\gamma)|^2 + |P_2(\gamma)|^2, \qquad (3.21)$$

$$p_{01}(\gamma) = \frac{2\pi}{k^2 \sigma_s} |P_1(\gamma)|^2 - |P_2(\gamma)|^2, \qquad (3.22)$$

$$p_{22}(\gamma) = \frac{2\pi}{k^2 \sigma_s} [P_1(\gamma) P_2^*(\gamma) + P_2(\gamma) P_1^*(\gamma)], \qquad (3.23)$$

$$p_{23}(\gamma) = i \frac{2\pi}{k^2 \sigma_s} [P_2(\gamma) P_1^*(\gamma) - P_1(\gamma) P_2^*(\gamma)].$$
(3.24)

Amplitudy składowych pola rozproszonego $E_{s,p}$ (z dokładnością do czynników fazowych i czynników propagacji) dane są wzorami:

$$P_{2}(\gamma) = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2m+1}{m(m+1)} [a_{m}\pi_{m}(\gamma) + b_{m}\tau_{m}(\gamma)] \propto E_{s}, \qquad (3.25)$$

$$P_1(\gamma) = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2m+1}{m(m+1)} [b_m \pi_m(\gamma) + a_m \tau_m(\gamma)] \propto E_p.$$
(3.26)

Sprawność rozpraszania, zdefiniowana jest jako stosunek przekroju czynnego do geometrycznego cząstki i jest określona wzorem:

$$Q_{s,e,a} = \frac{\sigma_{s,e,a}}{\pi a^2},\tag{3.27}$$

gdzie sprawność rozpraszania i ekstynkcji dana jest również poprzez współczynniki *a* i *b*:

$$Q_s = \frac{2}{x^2} \sum_{m=1}^{\infty} (2m+1)(|a_m|^2 + |b_m|^2), \qquad (3.28)$$

$$Q_e = \frac{2}{x^2} \sum_{m=1}^{\infty} (2m+1) \Re(a_m + b_m),$$
(3.29)

Ponieważ ekstynkcja promieniowania jest sumą efektów rozpraszania i absorpcji to zachodzi równość:

$$Q_a = Q_e - Q_s. \tag{3.30}$$

Funkcje kątowe Mie dane są wzorami:

$$\pi_m(\gamma) = \frac{P_{l=m}^1(\cos(\gamma))}{\sin(\gamma)},\tag{3.31}$$

$$\tau_m(\gamma) = \frac{d}{d\gamma} P_{l=m}^1(\cos(\gamma)), \qquad (3.32)$$

gdzie P_l^1 jest stowarzyszonym wielomianem Legendre'a stopnia l rzędu pierwszego.

Współczynniki a_m, b_m zwykle przedstawiane są za pomocą funkcji sferycznych Bessela lub funkcji Riccati-Bessela [40], lecz można je również zapisać za pomocą "zwykłych" funkcji Bessela pierwszego i trzeciego rodzaju:

$$a_{m} = a_{m}(\hat{n}, x) = \frac{J_{m-0.5}(x)}{H_{m-0.5}(x)} \cdot \frac{\left[D_{m}(\hat{n}x)\frac{1}{\hat{n}} + \frac{m}{x}\right]J_{m-0.5}}{\left[D_{m}(\hat{n}x)\frac{1}{\hat{n}} + \frac{m}{x}\right]H_{m-0.5}} \mathbf{1}',$$
(3.33)

$$b_m = b_m(\hat{n}, x) = \frac{J_{m-0.5}(x)}{H_{m+0.5}(x)} \cdot \frac{\left[D_m(\hat{n}x)\hat{n} + \frac{m}{x}\right] J_{m-0.5}}{\left[D_m(\hat{n}x)\hat{n} + \frac{m}{x}\right] \frac{H_{m+0.5}}{H_{m-0.5}} - 1}.$$
(3.34)

 $D_m(x)$ jest pochodną logarytmiczną funkcji Riccati-Bessela $\psi_m(x)$:

$$D_m(x) = \frac{\frac{d}{dx}\psi_m(x)}{\psi_m(x)},$$
 (3.35)

$$\psi_m(x) = \sqrt{\frac{x\,\pi}{2}} J_{m+0.5}(x),\tag{3.36}$$

 \hat{n} jest zespolonym współczynnikiem załamania:

$$\hat{n} = n + ik \tag{3.37}$$

Każda z wielkości Q jest funkcją zarówno wielkości cząstki odniesionej do długości fali jak i zespolonego współczynnika załamania, który również jest funkcją długości fali. W związku z tym wykres tych funkcji można przedstawić w dwojaki sposób. Po pierwsze dla konkretnej substancji rozpraszającej w funkcji długości fali oraz rozmiaru cząstki tej substancji (np.: $Q_{H_2O} = f(a, \lambda)$). Po drugie dla różnych substancji dla konkretnej długości fali (np. $Q_i = f(\chi)|_{n=n_i(\lambda_i)}$). W drugim przypadku należy zaznaczyć długość fali, dla jakiej współczynnik załamania został użyty. Na podstawie powyższych zależności opracowano program w środowisku MATLAB, który umożliwia wyznaczenie macierzy fazowej dla rozpraszania Mie oraz sprawności rozpraszania, pochłaniania i ekstynkcji uwzględniając dyspersję zespolonego współczynnika załamania. Opracowano również program umożliwiający analizę stanu polaryzacji oraz wartości oświetlenia promieniowania rozproszonego w funkcji kąta rozpraszania. Wykresy funkcji Q_e i Q_s dla wody (faza ciekła) w zakresie odpowiednio widzialnym i dalekiej podczerwieni przedstawiają zostały przedstawione na Rys. 3.10.

W przypadku zakresu widzialnego sprawność rozpraszania jest prawie równa sprawności ekstynkcji, co oznacza, że promieniowanie jest głównie rozpraszane, pochłanianie jest znikome. Wynika to z faktu, że woda w zakresie widzialnym posiada znikomą wartość części urojona współczynnika załamania. W przypadku obu wykresów brak jest szczególnych cech widmowych, poza typowymi dla tych funkcji oscylacjami

W przypadku zakresu MWIR oba efekty są również porównywalne, jednak zaczyna być widoczny wpływ absorpcji. Świadczy o tym mniejsza amplituda oscylacji niż w przypadku zakresu widzialnego. Obydwa wykresy wyraźnie się różnią a asymptotyczna sprawność rozpraszania jest mniejsza niż ma to miejsce w przypadku zakresu widzialnego. Najmniejsza absorpcja występuje dla długości fali ok. 3,7 μ m, o czym świadczy występowanie maksimum amplitudy oscylacji funkcji Q_s dla tej długości fali.



Rys. 3.10. Sprawności rozpraszania Q_s i ekstynkcji Q_e dla zakresów: a) widzialnego, b) MWIR, c) LWIR. Opracowanie własne.

W zakresie LWIR absorpcja wyraźnie przeważa nad rozpraszaniem. Oscylacje funkcji Q_s posiadają znacznie mniejszą amplitudę niż w pozostałych dwóch zakresach. Dla długości fali większej niż 10 µm oscylacje przestają być widoczne. Dla długości fali większych niż ok. 7 µm urojona część współczynnika załamania rośnie w całym zakresie LWIR. Asymptotyczna wartość funkcji Q_s jest porównywalna do wartości w zakresie MWIR.

Na Rys. 3.11. przedstawiono obliczone wykresy funkcji fazowej Mie z zaznaczonym stopniem polaryzacji liniowej promieniowania rozproszonego dla kilku wartości parametru wielkości i dla dwóch przykładowych wartości współczynnika załamania. Na Rys. 3.11. a) i b) wartość oświetlenia przedstawiona jest w skali liniowej. Na Rys. 3.11. c) ze względu na duży zakres wartości przyjmowanych przez funkcję oraz jej symetrię względem osi 0°-180°, wartość oświetlenia przedstawiono w skali logarytmicznej: na górnej połowie wykresu przedstawiono funkcję $log(p_{00})$, na dolnej zaś – $log(p_{00})$:

Jak pokazano na Rys. 3.11. promieniowanie rozproszone wzdłuż kierunku propagacji fali $\theta = 0$ jest zawsze niespolaryzowane. W przypadku dużych cząstek rozpraszających (x > 2) promieniowanie spolaryzowane posiada wartość oświetlenia kilka rzędów wielkości mniejszą niż niespolaryzowane promieniowanie propagujące się w kierunku rozpraszania (dla cząstek słabo absorbujących). Wraz ze wzrostem części urojonej współczynnika załamania rośnie wartość oświetlenia promieniowania spolaryzowanego. Efekty polaryzacyjne są najsilniejsze dla cząstek przewodzących (k >> 1), jednak wartość części urojonej współczynnika załamania nie przekracza 0,6 dla przeanalizowanych wartości dla składowych aerozoli (np. H₂SO₄, sadza, H₂O). W przypadku rozpraszania Mie wraz ze wzrostem parametru x rośnie wartość oświetlenia promieniowania promieniowania rozproszonego w kierunku pierwotnej propagacji. Efekt ten zwany jest często efektem Mie [41].

Jak wynika z powyższej analizy asymptotyczna sprawność rozpraszania maleje wraz z rosnącą wartością części urojonej współczynnika załamania. Ponieważ dla przeanalizowanych danych cząstek aerozoli (patrz następny rozdział) część urojona współczynnika załamania rośnie wraz z długością fali, to asymptotyczna sprawność rozpraszania maleje dla dłuższych fal. Oznacza to, że wraz ze wzrostem długości fali nie tylko maleje całkowita liczba cząstek zdolnych rozpraszać promieniowanie o danej długości fali ale słabną także efekty rozpraszania i absorpcji.



Rys. 3.11. Wartość oświetlenia promieniowania rozproszonego wraz z zaznaczonym stopniem polaryzacji liniowej DoLP dla różnych wartości zespolonego współczynnika załamania. Opracowanie własne.

W przypadku rozpraszania Rayleigha prawdopodobieństwo rozproszenia fotonu wprzód oraz wstecz są takie same. Prawdopodobieństwo rozproszenia pod kątem 90° wynosi połowę prawdopodobieństwa rozproszenia w tym samym kierunku co fala padająca. Promieniowanie rozproszone pod kątem 90° jest całkowicie liniowo spolaryzowane. Z tego powodu promieniowanie rozproszone w zakresie widzialnym na gazach atmosferycznych jest spolaryzowane [42].

W przypadku rozpraszania Mie już dla x > 2 promieniowanie zostaje rozproszone niemal wyłącznie "wprzód" (tj. w półsferę w kierunku propagacji) i jest praktycznie niespolaryzowane, dla x = 5 95% energii zostaje wypromieniowana w stożek o kącie $\pm 30^{\circ}$.

Zgodnie z zależnością (3.19) wartość oświetlenia promieniowania rozproszonego w sensie Rayleigha w zakresie LWIR jest pięć rzędów wielkości mniejsza niż w zakresie widzialnym.

Z przeprowadzonych obliczeń i symulacji wynika, że efekty polaryzacyjne w zakresie LWIR są kilka rzędów wielkości mniejsze niż w zakresie widzialnym: rozpraszanie Rayleigha w zakresie LWIR jest pomijalne a rozpraszanie Mie praktycznie nie powoduje polaryzacji (lub depolaryzacji) dla spotykanych wartości współczynnika załamania i rozmiarów cząstek.

3.3.1. Aerozole atmosferyczne

Atmosfera Ziemi jest skomplikowanym ośrodkiem optycznym, w którym zachodzi wiele dynamicznych procesów, mających wpływ na rozchodzenie się w niej promieniowania elektromagnetycznego. Właściwości optyczne atmosfery zależą od takich czynników jak: klimat, pogoda (opady, temperatura), wysokość n.p.m., lokalny skład powietrza (aerozole). Czynniki te są zmienne w czasie i powodują ciągłą zmianę właściwości ośrodka optycznego. Istnieje wiele modeli matematyczno-fizycznych, które pozwalają na określenie parametrów optycznych atmosfery w zależności od wyżej wymienionych czynników.

Promieniowanie rozchodzące się w atmosferze może podlegać następującym zjawiskom: ugięciu fali, pochłanianiu i rozpraszaniu. Przy analizie wpływu atmosfery należy brać także pod uwagę, że jest ona również emiterem promieniowania.

Mieszające się masy powietrza o różnych gęstościach i temperaturach powodują zmianę kierunku rozchodzącego się w niej promieniowania. Wpływ ugięcia fali jest istotny przy propagacji na bardzo dużych odległościach, np. przy obserwacjach astronomicznych i nie będzie tu szczegółowo omawiany.

Zjawiska absorpcji i rozpraszania w skali cząsteczkowej związane są z przekrojem czynnym na absorpcję lub na rozpraszanie. Współczynnik pochłaniania i rozpraszania podany w odwrotnych jednostkach długości jest związany z przekrojem czynnym poprzez relację:

$$k_{a,s} = \sigma_{a,s}[m^2] N\left[\frac{1}{m^3}\right],$$
(3.38)

gdzie *N* jest liczbą cząstek w jednostce objętości. W dalszych rozważaniach zakłada się, że atmosfera jest gazem idealnym o temperaturze $25[^{\circ}C]$ i ciśnieniu 1[atm], o objętości molowej równej: $V_m = 0.024465 \left[\frac{m^3}{mol}\right]$.

Aby opisać wynik oddziaływania promieniowania z cząstkami atmosfery konieczne jest określenie składu (lokalnego) atmosfery. Jak wcześniej sygnalizowano poza gazami atmosferycznymi (N_2 , O_2 , Ar...) obecne są w niej aerozole. Lokalny skład aerozolowy atmosfery zależy od wielu czynników, takich jak: położenie geograficzne, pora roku, pora dnia, prędkość wiatru, względna wilgotność powietrza. Zagadnienie modelowania składu atmosfery jest dziedziną rozległą i stanowi odrębny problem naukowy. Ze względu na dużą złożoność zagadnień związanych z atmosferą nie istnieją modele matematyczne uwzględniające wszystkie czynniki. Istniejące modele odzwierciedlają ogólną charakterystykę lokalnego składu atmosfery. Poniższe rozważania mają na celu porównanie oddziaływania promieniowania z różnych zakresów spektralnych z ośrodkiem optycznym jakim jest atmosfera ziemska.

Skład aerozolowy atmosfery modeluje się za pomocą różnych stężeń kilku frakcji zawiesin dla których wartości zespolonego współczynnika załamania wyznaczono eksperymentalnie lub zostały przybliżone metodą ośrodka efektywnego. Do podstawowych frakcji aerozoli (F₁ - F₄), dla których dostępne są wartości współczynnika załamania należą:

- Pyło-podobny F₁,
- Rozpuszczalne w wodzie F2
- Sadza F₃
- Oceaniczny F₄

Każdy z typów aerozoli charakteryzuje się swoistym rozkładem rozmiaru cząstek składowych aerozolu. Najczęściej te rozkłady opisywane są za pomocą sumy dwóch

lub trzech rozkładów logarytmicznie normalnych. Konwencją spotykaną w literaturze jest przedstawianie rozkładu cząstek w formie $\frac{dN(a)}{d(\ln(a))}$, zamiast $\frac{dN(a)}{da}$:

$$\frac{dN(a)}{d(\ln(a))} = \sum_{i=1}^{N} \frac{N_i}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} e^{\frac{-(\ln(a) - R_i)^2}{\sigma_i^2}}.$$
(3.39)

Parametry rozkładów logarytmicznie normalnych dla różnych typów aerozoli podaje Jaenicke [43]. Ponieważ w literaturze istnieje kilka konwencji dotyczących parametrów rozkładu (np. czasem podawany jest parametr $\ln(\sigma)$ zamiast σ , lub zamiennie używane są funkcje logarytmiczne o podstawie *e* i dziesiętnej lub pochodna jest liczona po logarytmie dziesiętnym argumentu, zamiast logarytmu naturalnego), wartości parametrów z literatury zostały przeliczone tak, aby można było zastosować je do definicji rozkładu logarytmicznie normalnego. W Tab. 3.1. przedstawiono główne typy aerozoli, ich skład (stosunek molowy), oraz parametry rozkładu wielkości.

Aerozol	Skład	i	$N_i[cm^{-1}]$	$R_i[-]$	$\sigma_i[-]$
Kontynentalny	0.48(F ₂)+0.52(F ₁)	1	3,20E3	1,00E-2	3,70E-1
		2	2,90E3	5,80E-2	5,00E-1
		3	3,00E-1	9,00E-1	8,75E-1
Miejski	0.6(F ₂)+0.4(F ₃)	1	9,93E4	6,51E-3	5,64E-1
		2	1,11E3	7,14E-3	1,53E0
		3	3,64E4	2,48E-2	7,76E-1
Rolniczy	0.94(F ₂)+0.06(F ₃)	1	6,65E3	7,39E-3	5,18E-1
		2	1,47E2	2,69E-2	1,28E0
		3	1,99E3	4,19E-2	6,12E-1
Morski	(F4)	1	1,33E2	3,90E-3	1,51E0
		2	6,66E1	1,33E-1	4,83E-1
		3	3,06E0	2,90E-1	9,12E-1

Tab. 3.1. Skład i parametry rozkładu logarytmicznie normalnego różnych typów aerozoli

W przypadku mieszanin zewnętrznych substancji, dla których stosunek molowy jest znany, efektywny współczynnik załamania przybliżony został za pomocą teorii Bruggemana ośrodka efektywnego [44]:

$$\sum_{i=1}^{N} f_i \frac{n_i^2 - n_{eff}^2}{n_i^2 + 2n_{eff}^2} = 0,$$
(3.40)

gdzie n_i jest współczynnikiem załamania i-tego składnika, n_{eff} jest efektywnym współczynnikiem załamania mieszaniny, f_i jest udziałem molowym mieszaniny, takim, że:

 $\sum_{i=1}^{N} f_i = 1.$



Na Rys. 3.12. przedstawiono rozkład rozmiarów cząstek różnych aerozoli.

Rys. 3.12. Rozkłady rozmiaru cząstek w aerozolach atmosferycznych dla różnych modeli aerozoli

Współczynniki rozpraszania k_s , absorpcji k_a i ekstynkcji k_e dane są zależnością:

$$k_{s,e,a}(\lambda) = \int_0^\infty \sigma_{s,e,a}(\lambda,a)n(a)da$$
(3.42)

gdzie:

$$n(a) = \frac{dN(a)}{da}.$$
(3.43)

Definiuje się również albedo pojedynczego rozpraszania:

$$\omega = \frac{k_s}{k_s + k_a} = \frac{k_s}{k_e} \tag{3.44}$$

Współczynniki rozpraszania i absorpcji zostały obliczone jako odpowiednio:

$$k_{s}^{TOT} = k_{s}^{P} + k_{s}^{A},$$

$$k_{a}^{TOT} = k_{a}^{H_{2}O} + k_{a}^{CO_{2}} + k_{a}^{N_{2}O} + k_{a}^{A},$$

$$k_{e}^{TOT} = k_{s}^{TOT} + k_{a}^{TOT}$$
(3.45)

gdzie k_s^P jest współczynnikiem rozpraszania powietrza (teoria Rayleigha), k_s^A jest współczynnikiem rozpraszania na aerozolach (teoria Mie), k_a^A jest współczynnikiem

(3.41)

pochłaniania przez aerozole (teoria Mie). Na Rys. 3.13 – 3.15 przedstawiono przebieg współczynnika ekstynkcji oraz albedo pojedynczego rozpraszania dla trzech zakresów widmowych z uwzględnieniem różnych typów aerozoli dla dwóch wybranych modeli – kontynentalnego oraz miejskiego, ponieważ między tymi dwoma modelami występują największe różnice. Modele rolniczy i morski dają podobne rezultaty i są pośrednie w stosunku do dwóch pozostałych.



Rys. 3.13. Rozpraszanie w zakresie widzialnym - kolejno: współczynnik rozpraszania i albedo pojedynczego rozpraszania dla modeli atmosferycznych: a), b) – kontynentalnego, c), d) – miejskiego

Jak wynika z wykresów przedstawionych na Rys. 3.13. ekstynkcja w zakresie widzialnym jest zdominowana przez rozpraszanie Rayleigha – zwłaszcza dla atmosfery kontynentalnej, gdzie brak jest absorbujących aerozoli miejskich, w niewielkim stopniu widoczna jest absorpcja promieniowania na parze wodnej. W przypadku atmosfery miejskiej udział rozpraszania i absorpcji w ekstynkcji są porównywalne i ich stosunek praktycznie nie zależy od długości fali, co sugeruje, że duży udział w rozpraszaniu ma także rozpraszanie Mie.



Rys. 3.14. Rozpraszanie w zakresie MWIR - kolejno: współczynnik rozpraszania i albedo pojedynczego rozpraszania dla modeli atmosferycznych: a), b) – kontynentalnego, c), d) – miejskiego

W zakresie MWIR (Rys. 3.14) widmo ekstynkcji zdominowane jest przez absorpcję promieniowania na dwutlenku węgla (zwłaszcza wokół $\lambda = 4,3 \,\mu m$), w mniejszym stopniu na parze wodnej oraz tlenku azotu. Współczynnik ekstynkcji przyjmuje dużo większe wartości niż w zakresie widzianym. W przypadku atmosfery kontynentalnej nadal duży udział w ekstynkcji ma rozpraszanie, w przypadku atmosfery miejskiej udziały tych dwóch mechanizmów są porównywalne w dużej części widma.

W zakresie LWIR (Rys. 3.15) nad rozpraszaniem przeważa absorpcja na parze wodnej i dwutlenku węgla. Ponieważ zawartość pary wodnej w atmosferze waha się w dużym stopniu (od 0,01% do 4,24% [45]) dane te mają charakter poglądowy. Współczynnik ekstynkcji przyjmuje mniejsze wartości niż w zakresie MWIR a w przypadku atmosfery miejskiej także mniejsze niż w zakresie widzialnym.



Rys. 3.15. Rozpraszanie w zakresie LWIR - kolejno: współczynnik rozpraszania i albedo pojedynczego rozpraszania dla modeli atmosferycznych: a), b) – kontynentalnego, c), d) – miejskiego

Aby porównać ilościowo przezierność atmosfery dla różnych zakresów widmowych obliczono uśrednione w pasmach detekcji współczynniki transmisji i albedo pojedynczego rozpraszania. Uśredniony w zakresie widmowym współczynnik transmisji promieniowania wyznaczono na drodze jednego kilometra zgodnie ze wzorem:

$$\langle \tau \rangle_{\lambda} = \frac{1}{\lambda_{max} - \lambda_{min}} \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} e^{-k_e(\lambda)} d\lambda, \qquad (3.46)$$

oraz uśrednione w zakresie widmowym albedo pojedynczego rozpraszania zgodnie ze wzorem:

$$\langle \omega \rangle_{\lambda} = \frac{1}{\lambda_{max} - \lambda_{min}} \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} \omega(\lambda) d\lambda.$$
(3.47)

W Tab. 3.2. przedstawiono wartości obliczonych uśrednionych współczynników transmisji i albedo pojedynczego rozpraszania dla zakresów widmowych: widzialnego, MWIR oraz LWIR dla różnych modeli atmosferycznych.

Parametr	Model	Zakres			
		Widzialny	MWIR	LWIR	
$\langle \tau angle_{\lambda}$	Kontynentalny	0,94	0,56	0,80	
	Oceaniczny	0,90	0,56	0,80	
	Rolniczy	0,88	0,55	0,79	
	Miejski	0,50	0,49	0,74	
$\langle \omega angle_{\lambda}$	Kontynentalny	0,73	0,81	0,09	
	Oceaniczny	0,52	0,20	0,17	
	Rolniczy	0,68	0,23	0,17	
	Miejski	0,58	0,21	0,23	

Tab. 3.2. Porównanie uśrednionego w paśmie współczynnika transmisji i albedo pojedynczegorozpraszania w zakresach widzialnym, MWIR oraz LWIR

Jak wynika z danych zaprezentowanych w Tab. 3.2. w największym stopniu ekstynkcji ulega promieniowanie w zakresie MWIR dla każdego modelu atmosfery. Transmisja w tym zakresie na drodze jednego kilometra wynosi ok. 0,5 – 0,56. W przypadku zakresu widzialnego ekstynkcja jest niewielka, poza atmosferą miejską, gdzie transmisja wynosi jedynie 0,5. W przypadku zakresu LWIR transmisja jest mniejsza o ok. 0,1 niż w zakresie widzialnym, poza modelem miejskim, gdzie jest wyższa o 0,24.

Wartości albedo potwierdzają wcześniejsze uwagi – w zakresie widzialnym promieniowanie jest głównie rozpraszane, choć w mniejszym stopniu w przypadku modelu oceanicznego. W zakresie MWIR promieniowanie rozpraszane jest silnie w przypadku modelu kontynentalnego. W przypadku zakresu LWIR promieniowanie jest głownie pochłaniane.

Ze względu na fakt, że w przypadku zakresu LWIR ilość pochłaniania jest zależna od silnie zmiennego czynnika lokalnego (zawartości pary wodnej w atmosferze), również wartości transmisji będą ulegać dużym wahaniom.

3.4. Odbicie promieniowania od granicy ośrodków

Fala elektromagnetyczna padająca na granicę ośrodków o różnych właściwościach optycznych ulega częściowemu odbiciu, oraz, jeśli ośrodek, do którego przechodzi fala, jest przezroczysty, częściowej transmisji do tego ośrodka. Podział amplitudy składowych fali elektromagnetycznej na odbitą i przechodzącą

opisywany jest wzorami Fresnela. Składowa pola elektrycznego prostopadła do płaszczyzny padania oznaczane jest zwykle jako składowa "s" (*niem*. "senkrecht"), składowa w płaszczyźnie padania oznaczana jest jako "p" (ang. "parallel"). Zamiennie używane są określenia TE (ang. "transverse electric") dla fali "s" oraz TM (ang. "transverse magnetic") dla fali "p". Niech a_s, a_p oznaczają składowe polaryzacji zespolonej amplitudy fali padającej, r_s, r_p składowe polaryzacji zespolonej amplitudy fali odbitej i padającej dla każdej ze składowych można zapisać za pomocą wzorów [41]:

$$\frac{r_s}{a_s} = \rho_s e^{i\phi_s} = \frac{n_1 \cos(\theta) - \hat{n}_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{\hat{n}_2} \sin\theta\right)}}{n_1 \cos(\theta) + \hat{n}_2 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{\hat{n}_2} \sin\theta\right)}} = \hat{P}_s,$$
(3.48)

$$\frac{r_p}{a_p} = \rho_p e^{i\phi_p} = \frac{\hat{n}_2 \cos(\theta) - n_1 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{\hat{n}_2} \sin\theta\right)}}{\hat{n}_2 \cos(\theta) + n_1 \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{\hat{n}_2} \sin\theta\right)}} = \hat{P_p},$$
(3.49)

gdzie $\hat{P}_{s,p}$ są zespolonymi współczynnikami odbicia odpowiednich składowych, n_1 jest współczynnikiem załamania ośrodka z którego pada fala, \hat{n}_2 jest współczynnikiem załamania ośrodka na który fala pada. W ogólnym przypadku współczynnik załamania \hat{n}_2 może być zespolony, co zostało oznaczone akcentem. Mamy wtedy do czynienia z odbiciem fali od powierzchni materiału pochłaniającego (ośrodka stratnego dla fali elektromagnetycznej). Współczynnik n_1 , aby fala mogła się w nim rozchodzić, musi być wielkością rzeczywistą. Powyższe współczynniki dotyczą amplitud składowych natężenia pola elektrycznego fali. Współczynniki związane z wartością strumienia promieniowania dla każdej ze składowych można obliczyć za pomocą poniższych relacji:

$$R_{s,p} = \hat{P}_{s,p} \hat{P}_{s,p}^{*} = \rho_{s,p}^{2}, \qquad (3.50)$$

$$\Delta \phi = \phi_p - \phi_s, \tag{3.51}$$

$$\tan(\Psi) = \left| \frac{r_p}{r_s} \right|. \tag{3.52}$$

gdzie $\phi_{s,p}$ są wartościami fazy odpowiednich składowych. Jak wynika z powyższych wzorów, podczas odbicia i załamania fali amplitudy składowych pola elektrycznego nie są sobie równe. Oznacza to, że ma miejsce częściowa polaryzacja promieniowania.

3.4.1. Odbicie od powierzchni dielektryka

W przypadku, gdy $\Im(\hat{n}_2) \cong 0$ mamy do czynienia z materiałem nieprzewodzącym, czyli dielektrykiem. Zespolony współczynnik załamania jest czysto rzeczywisty, co

oznacza, że materiał jest bezstratny dla rozchodzącego się w nim promieniowania. Generalnie każdy rzeczywisty materiał posiada niezerowe straty, jednak w dalszych rozważaniach przyjęto, że straty w materiale nie występują.

W przypadku, gdy $\hat{n}_2 = n_2 > n_1$, wielkości \hat{P}_s i \hat{P}_p są czysto rzeczywiste dla dowolnego kąta padania, co oznacza, że poszczególne przesunięcia fazowe muszą wynosić: $\phi_{s,p} = 0 \pm k\pi$. Z tego wynika, że promieniowanie, które jest liniowo spolaryzowane po odbiciu pozostaje liniowo spolaryzowane. Na skutek odbicia zmieniają się jednak stosunki amplitud składowych polaryzacji, co oznacza, że promieniowanie niespolaryzowane na skutek odbicia zostaje częściowo liniowo spolaryzowane. Dla kąta padania równego:

$$\theta_B = \arctan\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \tag{3.53}$$

promieniowanie odbite od granicy ośrodków zostaje całkowicie liniowo spolaryzowane. Na Rys. 3.16. przedstawiono wykresy reflektancji (R_s , R_p), funkcji tan Ψ oraz względnego przesunięcia fazy $\Delta \phi$ dla wspomnianego przypadku. Dla kąta równego 54,47° występuje zjawisko Brewstera (dla $n_2 = 1,4$ i $n_1 = 1$), składowa R_p nie ulega odbiciu i przechodzi do kolejnego ośrodka bez strat. Promieniowanie odbite jest całkowicie spolaryzowane, promieniowanie przechodzące zostaje spolaryzowane tylko częściowo.



Rys. 3.16. Reflektancja, stosunek amplitud składowych $\tan \Psi$ oraz przesunięcie fazowe $\Delta \phi$ dla odbicia fali od powierzchni ośrodka optycznie gęstszego ($n_2 > n_1$), opracowanie własne

W przypadku gdy $n_1 > n_2$, dla kąta padania równego θ_B nadal występuje zjawisko całkowitej polaryzacji promieniowania odbitego, dodatkowo dla kąta padania większego niż tzw. kąt graniczny:

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \tag{3.54}$$

 \hat{P}_s i \hat{P}_p są zespolone, a względna różnica faz $\Delta \phi \neq 0 \pm m\pi$, co oznacza, że promieniowanie odbite jest spolaryzowane eliptycznie. Dodatkowo wielkości R_s i R_p są równe jeden, co oznacza, że cała padająca moc promieniowania zostaje odbita od granicy ośrodka, a współczynnik transmisji jest równy zero. Na Rys. 3.17. przedstawiono wykresy reflektancji (R_s , R_p), funkcji tan Ψ oraz względnego przesunięcia fazy $\Delta \phi$. Przy tym samym stosunku współczynników załamania co w poprzednim przypadku kąt Brewstera występuje dla kąta padania 35,53° (dla $n_1 = 1,4$ i $n_2 = 1$). Przy wzroście kąta padania ilość odbitego promieniowania rośnie aż do wartości 100%. Po przekroczeniu kąta granicznego względna różnica faz składowych promieniowania zmienia się w nieliniowy sposób, w przeciwieństwie do przypadku $n_2 > n_1$, gdzie różnica faz zawsze wynosi 0 lub π , a stosunki amplitud składowych są równe. Oznacza to, że odbite promieniowanie jest spolaryzowane eliptycznie.



Rys. 3.17. Reflektancja, stosunek amplitud składowych $\tan \Psi$ oraz przesunięcie fazowe $\Delta \phi$ dla odbicia fali od powierzchni ośrodka optycznie rzadszego ($n_2 < n_1$). Opracowanie własne.

3.4.2. Odbicie od powierzchni metalu

W przypadku odbicia promieniowania od powierzchni metalu dla prawa załamania mamy:

$$\sin(\theta_2) = \frac{n_1}{\hat{n}_2} \sin(\theta_1) \tag{3.55}$$

Ponieważ \hat{n}_2 jest zespolone, wielkości \hat{P}_s i \hat{P}_p są także zespolone, co oznacza, że różnica faz pomiędzy składowymi polaryzacji przyjmuje wartości pośrednie pomiędzy 0 a π , a co za tym idzie, odbite promieniowanie w ogólnym przypadku jest spolaryzowane eliptycznie. Ze względu na zespoloną wartość n_2 nie zachodzi przypadek całkowitej liniowej polaryzacji promieniowania odbitego tj. składowa R_p nie przyjmuje wartości zerowej. Kąt padania, dla którego względna różnica faz jest równa $\frac{\pi}{2}$ zwany jest głównym kątem padania. Jeżeli dobierzemy azymut liniowo spolaryzowanej fali tak, aby $r_s = r_p$ to odbite pod tym kątem światło będzie kołowo spolaryzowane. Kąt, dla którego występuje minimum R_p , zwany jest kątem quasipolaryzującym. W przypadku gdy $n^2(1 + k^2) \gg 1$ główny kąt padania jest niemal równy kątowy kwazi-polaryzującemu [41].

Metale w zakresie LWIR posiadają część urojoną *k* o dużych wartościach (*Al*: 25 + *i*86, *Fe*: 7.1 + *i*28, *Cu*: 8.3 + *i*63). Skutkiem tego położenie maksimum funkcji tan(Ψ) przesuwa się ku dużym kątom padania. Na Rys. 3.18. przedstawiono wykresy reflektancji (R_s , R_p), funkcji ta n Ψ oraz względnego przesunięcia fazowego $\Delta\phi$.



Rys. 3.18. Reflektancja, stosunek amplitud składowych $\tan \Psi$ oraz przesunięcie fazowe $\Delta \phi$ dla odbicia fali od powierzchni *Al* w zakresie LWIR. Opracowanie własne.

Ponieważ przy tak dużych wartościach $\Im(\hat{n}_2)$ względna różnica faz zmienia się wolno wraz z kątem padania i wynosi w przybliżeniu π , a współczynniki R_s i R_p mają zbliżone wartości w szerokim zakresie zmienności θ to promieniowanie odbite od takiego metalu w zakresie LWIR ulega polaryzacji w niewielkim stopniu w porównaniu z odbiciem od powierzchni dielektryka.

Poprzez zespolony współczynnik załamania opisuje się również materiały, które posiadają znaczną absorpcję dla pewnego zakresu długości fali. Przykładowo szkło kwarcowe w zakresie widzialnym posiada znikomą absorpcję, jednak dla zakresu promieniowania LWIR jest nieprzezierne. Na Rys. 3.19. przedstawiono przebieg współczynników n i k dla szkła kwarcowego w zakresie LWIR opracowany na podstawie danych zawartych w [46]:



Rys. 3.19. Stałe optyczne SiO₂, opracowanie własne na podstawie danych zawartych w [46]

W zakresie LWIR szkło kwarcowe posiada dwa piki absorpcji. Za absorpcję w pobliżu długości fali $9.0 - 9.5 \,\mu m$ odpowiadają oscylacje asymetrycznego rozciągania molekuły Si-O-Si, za absorpcję w pobliżu długości fali $12.5 \,\mu m$ odpowiadają oscylacje symetrycznego rozciągania molekuły Si-O-Si wraz z wychyleniem atomu O w kierunku normalnym do wiązania Si-Si w płaszczyźnie Si-O-Si [46].

Na podstawie powyższych danych obliczono współczynniki: $R_{s,p}(\lambda, \theta), \Delta \phi(\lambda, \theta) = \phi_p(\lambda, \theta) - \phi_s(\lambda, \theta), \tan \Psi = \left|\frac{r_p}{r_s}\right|$. Wykresy tych funkcji przedstawiono na Rys. 3.20. W przypadku detekcji nieselektywnej ze względu na długość fali, wielkości te zostają uśrednione w paśmie detekcji, w szczególności średnie przesunięcie fazowe zostało obliczone jako:



Rys. 3.20. Reflektancja, stosunek amplitud składowych $\tan \Psi$ oraz przesunięcie fazowe $\Delta \phi$ dla odbicia fali od powierzchni SiO_2 w zakresie LWIR. Opracowanie własne.

Promieniowanie odbite od powierzchni wody ulega częściowej polaryzacji. Ze względu na fakt, że tafla wody niemal nigdy nie posiada gładkiej, równomiernej powierzchni, stan polaryzacji promieniowania odbitego od jej powierzchni jest trudny do wyznaczenia analitycznie. Pomiary stopnia polaryzacji radiancji pochodzącej z powierzchni wody w funkcji kąta od nadiru podaje [47]. Na Rys. 3.21. przedstawiono stopień polaryzacji promieniowania odbitego (górna część wykresu) oraz emitowanego (dolna część wykresu). W przypadku promieniowania odbitego polaryzacja następuje na skutek odbicia pod kątem Brewstera. W przypadku zakresu LWIR stopień polaryzacji jest mniejszy od jedności ze względu na większą wartość części urojonej współczynnika załamania wody w tym zakresie. W przypadku promieniowania emitowanego stopień polaryzacji rośnie wraz z kątem obserwacji dla obu zakresów, jednak w przypadku zakresu LWIR stopień polaryzacji jest mniejszy niż w zakresie MWIR.



Rys. 3.21. Stopień polaryzacji liniowej promieniowania pochodzącego z powierzchni wody dla promieniowania z zakresu MWIR i LWIR [48]

3.5. Wnioski wynikające z analizy opisanych zjawisk fizycznych

Z analizy prawa Plancka wynika, że w przypadku obiektów o temperaturze zbliżonej do normalnej (25°C), najkorzystniejsze warunki do detekcji takich obiektów występują w przypadku obserwacji w zakresie LWIR. W tym zakresie występuje największy kontrast energetyczny i występuje on dla długości fali 8,03 [μm].

Promieniowanie termiczne emitowane przez obiekty częściowo odbijające może być częściowo spolaryzowane, w zależności od stanu powierzchni obiektu. Dodatkowo ze względu na dużą długość fali w zakresie LWIR, powierzchnie odbijające dyfuzyjnie światło widzialne, mogą odbijać zwierciadlanie promieniowanie w zakresie LWIR.

Propagujące się w atmosferze promieniowanie ulega częściowo zarówno pochłanianiu jak i rozpraszaniu. Na skutek występowania tych dwóch zjawisk następuje utrata energii dostępnej dla urządzenia obserwacyjnego (ekstynkcja promieniowania). Mała wartość ekstynkcji jest istotna w przypadku detekcji obiektów na dużych odległościach. Ponadto niewielki udział rozpraszania powoduje, że praktycznie nie występuje depolaryzacja propagującego się w atmosferze promieniowania z zakresu LWIR.

W wyniku analizy zjawisk pochłaniania i rozpraszania ustalono, że pomimo ogólnie nieco większej ekstynkcji promieniowania LWIR niż promieniowania widzialnego to zakres promieniowania LWIR jest korzystny ze względu na najmniejszą wartość albedo pojedynczego rozpraszania w tym zakresie. W przypadku obserwacji w warunkach zadymienia lub zamglenia (w szczególności smogu), obserwacja w zakresie LWIR jest szczególnie korzystna, ze względu na znacznie mniejszą wartość ekstynkcji w tym zakresie niż w zakresie widzialnym.

W przypadku rozpraszania na małych cząstkach ($\chi \ll 1$) promieniowanie rozproszone pod katem 90° jest całkowicie liniowo spolaryzowane, dla mniejszych kątów jest częściowo liniowo spolaryzowane. Detekcja promieniowania spolaryzowanego w zakresie LWIR jest korzystna ze względu na niewielkie jego rozpraszanie w atmosferze, a co za tym idzie, duży stosunek sygnału do szumu (niewielki stopień polaryzacji "promieniowania tła", np. rozproszonego promieniowania słonecznego lub Księżyca), w przeciwieństwie do zakresu widzialnego.

W przypadku rozpraszania na dużych cząstkach ($\chi \gg 1$) promieniowanie ulega słabej polaryzacji. Największy stopień polaryzacji liniowej obserwuje się dla promieniowania rozproszonego wstecznie, którego wartość strumienia promieniowania jest wiele rzędów mniejsza niż promieniowania rozproszonego do przodu. W związku z tym spolaryzowane promieniowanie, mające zostać zarejestrowane przez urządzenie nie będzie ulegać znacznej depolaryzacji przy propagacji na dużych odległościach.

Po przeprowadzeniu analizy wzorów Fresnela stwierdzono, że wystąpienie w przyrodzie promieniowania spolaryzowanego kołowo jest mało prawdopodobne,

ponieważ wymaga spełnienia ściśle określonych warunków, w szczególności w przypadku odbicia od materiału pochłaniającego: padania promieniowania spolaryzowanego liniowo pod kątem θ , dla którego różnica faz składowych *p* i *s* wynosi dokładnie $\frac{\pi}{2}$ i takiej orientacji płaszczyzny polaryzacji względem płaszczyzny padania, aby zachodziło tan $\Psi(\theta) = 1$.

W przypadku zdalnej detekcji obiektów można więc założyć, że detekcję polaryzacji kołowej można pominąć.

4. Metoda przetwarzania sygnału i budowa polarymetru

W celu praktycznego zrealizowania metody detekcji polarymetrycznej z podziałem czasu, zaprojektowano układ optyczny oraz konstrukcję mechaniczną urządzenia. W urządzeniu zastosowano matrycę mikrobolometryczną firmy ULIS o rozdzielczości 640x480 detektorów i wymiarze pojedynczego detektora 17 [μm]. Matryca ta posiada maksymalną częstotliwość odczytu obrazów równą 50 [Hz]. Na Rys. 4.1. przedstawiono schemat ideowy zaprojektowanego polarymetru obrazowego.



Rys. 4.1. Schemat ideowy polarymetru obrazowego

4.1. Zasada działania detektora bolometrycznego

Jednym z głównych elementów polarymetru z podziałem czasu jest zespół matrycy detektorów podczerwieni. W skład tego zespołu wchodzą: matryca detektorów mikrobolometrycznych oraz płytka drukowana z układami zasilającymi, kondycjonującymi sygnał oraz bufory cyfrowych sygnałów sterujących.

W polarymetrze z podziałem czasu zastosowano matrycę detektorów mikrobolometrycznych wykonanych z amorficznego krzemu, która nie wymaga chłodzenia. Aktywny element (bolometr) tworzy membrana z amorficznego krzemu wraz z położonym na niej absorberem. Detektor ten jest mikromechaniczną strukturą przestrzenną. Część detekcyjna w przeważającej części jest fizycznie odizolowana do pozostałego fragmentu matrycy w tym obudowy. Dzięki takiej budowie absorber oraz czujnik temperatury są termicznie odizolowane od pozostałej części układu [49].

Schematyczną budowę elementarnego detektora oraz zdjęcie matrycy mikrobolometrów wykonane mikroskopem elektronowym przedstawiono na Rys. 4.2.



Rys. 4.2. Mikrobolometr wykonany w technologii krzemowej. a) Schemat, b) zdjęcie SEM

Na skutek oświetlenia promieniowaniem podczerwonym, temperatura bolometru wzrasta, w efekcie czego zmienia się jego rezystancja. Pomiaru zmiany rezystancji dokonuje się poprzez układ odczytu, którego schemat przedstawiono na Rys. 4.3.



Rys. 4.3. Schemat elektroniczny układu odczytu pojedynczego detektora

Układ składa się z dwóch "quasi-identycznych" mikrobolometrów. Jeden jest wystawiony na oddziaływanie promieniowania pochodzącego z obserwowanej sceny i nazywany jest bolometrem aktywnym. Drugi z nich występuje w obwodzie jako rezystancja odniesienia i zwany jest bolometrem ślepym. Bolometr aktywny jest podłączony do układu pomiarowego poprzez tranzystory ustalające punkt pracy bolometru, którego sterowanie odbywa się poprzez regulację napięć V_{FID}, V_{SK}.

Wzmacniacz transimpedancyjny całkuje różnicę prądów w obu gałęziach i zamienia ją na napięcie U_{wy} . Napięcie to dane jest wzorem:

$$U_{wy}(\Phi) = U_{BUS} - \frac{1}{C_{int}} \int_{0}^{t_{int}} I_{comp} - I_{AC} dt =$$

= $U_{BUS} - \frac{I_{comp}t_{int}}{C_{int}} + \frac{U_{AC}}{C_{int}R_0} \int_{0}^{t_{int}} \exp\left(-\frac{E_a}{kT(t,\Phi)}\right) dt$ (4.1)

i podawane jest dalej na wejście przetwornika analogowo-cyfrowego. Temperatura T w powyższym wzorze jest temperaturą bolometru, którą należy odróżnić od temperatury obserwowanej sceny, emitującej strumień promieniowania Φ .

Zmiana temperatury bolometru na skutek absorpcji padającego promieniowania dana jest wzorem:

$$T = T_0 + R_{th} \Phi \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right), \tag{4.2}$$

gdzie T_0 jest temperaturą początkową, R_{th} jest rezystancją termiczną wyrażoną w $\left[\frac{\kappa}{w}\right]$, Φ strumieniem zaabsorbowanego promieniowania, τ jest termiczną stałą czasową. W stanie ustalonym, dla $t \gg \tau$, można przyjąć:

$$T = T_0 + R_{th}\phi. \tag{4.3}$$

Z przeprowadzonej analizy wynika, że w ograniczonym zakresie zmiany temperatury napięcie na wyjściu wzmacniacza jest liniową funkcją strumienia docierającego do detektora:

$$U_{wy}(\phi) = G\phi(T_{sc}) + C. \tag{4.4}$$

Dla zastosowanej w urządzeniu matrycy bolometrycznej współczynnik wzmocnienia *G* (ang. *gain*) ma wartość ujemną, co oznacza, że przyrostowi strumienia odpowiada malejąca wartość napięcia. T_{sc} jest temperaturą obserwowanej sceny, *C* jest tzw. offsetem właściwym dla danego mikrobolometru.

4.2. Konstrukcja optomechaniczna polarymetru obrazowego

W konstrukcji urządzenia zastosowano polaryzator o średnicy $\Phi 50$ mm firmy SPECAC o podłożu wykonanym z ZnSe. Polaryzator ten jest przeznaczony do urządzeń obrazujących, tj. wprowadza niewielkie zniekształcenia frontu falowego. W Tab. 4.1. przedstawiono główne parametry układu optycznego oraz układu odczytu zastosowanej matrycy.

Pole widzenia (FOV)	7,3°x5,5°
Rozmiar detektora	640x480, 17µm
Ogniskowa (f')	85 mm
Liczba otworowa (F#)	1
Zakres widmowy	8-14 μm
Średnica czynna polaryzatora	50 mm

Tab. 4.1. Parametry optyczne pierwszego rzędu układu optycznego polarymetru obrazowego

Ponieważ zdecydowano się na układ o źrenicy wejściowej większej niż średnica elementu polaryzacyjnego, układ optyczny posiada część teleskopową realizującą powiększenie kątowe $\gamma > 1,7$ i tworzący źrenicę wyjściową mniejszą niż średnica czynna polaryzatora. Takie rozwiązanie pozwala na obserwację na dużych odległościach przy zastosowaniu stosunkowo niewielkiego polaryzatora.

W pierwszej kolejności zaprojektowano układ cienko-soczewkowy, w celu wyznaczenia podstawowych parametrów składowych elementów układu optycznego. Schemat projektu takiego układu przedstawiono na Rys. 4.4.



Rys. 4.4. Model cienkosoczewkowy układu optycznego polarymetru obrazowego

Projekt układu optycznego zoptymalizowano w programie ZEMAX i obliczono parametry elementów optycznych. Na Rys. 4.5. przedstawiono schemat zaprojektowanego układu optycznego polarymetru obrazowego.

Zaprojektowany układ jest ograniczony dyfrakcyjnie w całym polu widzenia. Średnia transmisja promieniowania w zakresie 8 - 12 µm wynosi 75%, w zakresie 8 - 14 µm wynosi 64% (nie uwzględniając strat polaryzatora). Na Rys. 4.6. i 4.7. przedstawiono wykresy odpowiednio aberracji frontu falowego (OPD) oraz MTF dla kilku wartości kąta pola widzenia.



Rys. 4.5. Schemat optyczny polarymetru obrazowego



Rys. 4.6. Polichromatyczna funkcja MTF dla kilku wartości pola widzenia



Rys. 4.7. Aberracja frontu falowego dla kilku wartości pola widzenia i długości fali

Ze względu na złożoność urządzenia i dużą liczbę elementów optycznych oraz przeprowadzony bilans tolerancji mechanicznych wykonania elementów, niezbędne było uwzględnienie w konstrukcji możliwości dokonania odpowiednich ruchów justerskich każdego z elementów. W czasie projektowania zespołów mechanicznych założono możliwość justowania oraz możliwość regulacji układu optycznego w wielu stopniach swobody. W skład urządzenia wchodzi sześć głównych zespołów mechanicznych:

- zespół teleskopu,
- zespół napędu polaryzatora,
- stolik regulacji X-Y-Z polaryzatora,
- zespół ogniskujący,
- zespół silnika napędu ogniskującego,
- stolik osi Z zespołów ogniskującego i napędu polaryzatora.

Na Rys. 4.8. przedstawiono rysunek złożeniowy polarymetru obrazowego z wyszczególnionymi najważniejszymi elementami mechanicznymi urządzenia.


Rys. 4.8. Rysunek złożeniowy polarymetru obrazowego

Elementem urządzenia pozwalającym na analizę promieniowania ze względu na polaryzację jest obracany polaryzator. Precyzja obrotu polaryzatora jest krytycznym czynnikiem wpływającym na jakość urządzenia z dwóch powodów: konieczności precyzyjnego wyznaczenia kąta polaryzacji oraz wpływu niedokładności wykonania polaryzatora na ugięcie wiązki.

Aby uzyskać synchronizację czasu odczytu z matrycy z sygnałem fazy obrotu polaryzatora zastawano sterowanie bazujące na precyzyjnym silniku krokowym. Silnik krokowy Ezi-Step Plus-R firmy Fastech zapewnia synchronizację obrotu wrzeciona z sygnałem taktującym sterownika poprzez wewnętrzną pętlę synchronizacji fazy. Zapewnia to stałość obrotów w czasie, bez konieczności stosowania osobnego układu synchronizującego.

Niedoskonałość wykonania polaryzatora powoduje ugięcie wiązki formującej obraz na matrycy i jest zależna od kąta obrotu polaryzatora. Powoduje ona wraz z obrotem polaryzatora efekt przesuwania się całego obrazu na matrycy zataczając zgodnie z obrotem polaryzatora kształt zbliżony do okręgu. Usunięcie bądź minimalizacja efektu błądzenia wiązki wymaga określenia wielkości przesunięcia

w poszczególnych obrazach. Wielkość przesunięcia można określić za pomocą metody korelacji fazy (ang. *phase correlation*).



Rys. 4.9. Polarymetr obrazowy - fotografia opracowanego układu (demonstratora)

Niech będą dane dwie funkcje $f_1(x, y)$, $f_2(x, y)$ określone na \mathbb{R}^2 i :

$$\mathcal{F}\left(f_{1,2}(x,y)\right) = F_{1,2}(\omega_x,\omega_y),\tag{4.5}$$

gdzie operator $\mathcal F$ oznacza transformację Fouriera, takie, że

$$f_2(x, y) = f_1(x + x_0, y + y_0).$$
(4.6)

Zgodnie z właściwością przesunięcia oryginału funkcji w dziedzinie (x, y):

$$F_2(\omega_x, \omega_y) = F_1(\omega_x, \omega_y) \exp[i(\omega_x x_0 + \omega_y x_0)], \qquad (4.7)$$

lub ekwiwalentnie:

$$\exp[i(\omega_{x}x_{0} + \omega_{y}x_{0})] = \frac{F_{2}(\omega_{x},\omega_{y})F_{1}^{*}(\omega_{x},\omega_{y})}{|F_{2}(\omega_{x},\omega_{y})F_{1}^{*}(\omega_{x},\omega_{y})|'}$$
(4.8)

Prawa strona powyższego równania znana jest jako unormowana wzajemna widmowa gęstość mocy.

Przesunięcie funkcji (obrazów) dane jest jako delta Diraca o współrzędnych (x_0, y_0) w odwrotnej transformacie Fouriera prawej strony powyższego równania, ponieważ:

$$\mathcal{F}^{-1}\left\{\exp\left[i\left(\omega_x x_0 + \omega_y x_0\right)\right]\right\} = \delta(x_0, y_0),\tag{4.9}$$

Metoda ta została uogólniona i umożliwia również określenie przesunięcia będącego ułamkiem piksela pomiędzy obrazami (subpikselowego). Szersze informacje nt. metody można znaleźć w pracy [50]. Określenie przesunięcia subpikselowego dokonuje się poprzez usunięcie przesunięcia całkowitego oraz zastosowanie wyżej cytowanej metody do określenia przesunięcia ułamkowego.

Poniżej przedstawiono różnicę obrazów zarejestrowanych dla dwóch położeń polaryzatora oraz wzajemną widmową gęstość mocy w skali logarytmicznej:



Rys. 4.10. a) Różnica obrazów dla dwóch azymutów obracanego klina oddalonych o 180°, b) wzajemna widmowa gęstość mocy obu obrazów



Rys. 4.11. Wykres ułamkowego przesunięcia obrazu w trakcie obrotu polaryzatora

Aby wyznaczyć przesunięcie pomiędzy obrazami w funkcji obrotu polaryzatora zarejestrowano sekwencję obrazów dla pięciu pełnych obrotów przy próbkowaniu 30 obrazów na obrót. Do każdego z przesunięć Δx , Δy dopasowano funkcję w postaci szeregu Fouriera:

$$\Delta x, \Delta y = a_0 + \sum_{n=1}^{3} (a_n \cos n\theta + b_n \sin n\theta).$$
(4.10)

Na Rys. 4.11. przedstawiono wyniki pomiaru oraz aproksymację przesunięć pomiędzy rejestrowanymi obrazami:

Z przeprowadzonej analizy wynika, że w przypadku posiadanego polaryzatora błądzenie wiązki jest małe i nie będzie ono dodatkowo korygowane.

4.3. Analiza sygnału w metodzie detekcji polarymetrycznej z podziałem czasu

Zastosowanie silnika krokowego Ezi-Step Plus-R umożliwia utrzymanie synchronizacji pomiędzy obrotem polaryzatora a odczytem matrycy bez zastosowania pętli synchronizacji fazy. Z silnikiem zintegrowany jest układ cyfrowego przetwarzania sygnału, który poprzez monitorowanie wstecznej siły elektromotorycznej wykrywa utratę synchronizacji obrotu wirnika z generatorem fali. Ponieważ oba kluczowe elementy – napęd analizatora stanu polaryzacji oraz odczyt matrycy taktowane są sygnałem o stabilnej częstotliwości, możliwe jest zachowanie synchronizacji pomiędzy tymi elementami.



Rys. 4.12. Przebiegi czasowe wybranych sygnałów zastosowanej matrycy ULIS, na podstawie dokumentacji producenta

Błędy wyznaczenia stanu polaryzacji związane z synchronizacją i zależnościami czasowymi w układzie zależą przede wszystkim od rodzaju matrycy, a w szczególności od sposobu odczytu sygnału z pojedynczych detektorów. W

przypadku zastosowanej w polarymetrze obrazowym matrycy detektorów firmy ULIS całkowanie sygnału użytecznego (związanego z padającym na matryce promieniowaniem) odbywa się wiersz po wierszu – sygnały z detektorów z jednego wiersza są całkowane w tym samym czasie. Zależności czasowe związane z odczytem detektorów matrycy mikrobolometrycznej ULIS przedstawiono na Rys. 4.12.

Azymut analizatora w funkcji czasu dany jest zależnością:

$$\theta(t) = 2\pi f_A t + \theta_0 \mod 2\pi, \tag{4.11}$$

gdzie f_A jest częstotliwością obrotu analizatora, θ_0 jest jego początkowym azymutem. Aktualnie całkowany wiersz matrycy dany jest wzorem:

$$r(t) = \frac{(t \mod T_{\mu}N_{w})}{T_{\mu}} = \frac{\left(t - T_{\mu}N_{w} \left| \frac{t}{T_{\mu}N_{w}} \right| \right)}{T_{\mu}},$$
(4.12)

gdzie T_{μ} jest okresem całkowania wiersza, który przy zastosowanej częstotliwości zegara taktującego wynosi 65,7 µ*s*, N_w jest liczbą wierszy w ramce. Oznaczenia oraz schemat odczytu kolejnych wierszy przedstawiono na Rys. 4.13.



Rys. 4.13. Schemat czasowy całkowania kolejnych wierszy ramki wraz z uwzględnieniem odstępu pomiędzy całkowaniem kolejnych ramek

Odstęp pomiędzy całkowaniem ostatniego wiersza aktualnej ramki a pierwszym wierszem kolejnej ramki (Δt) został ustawiony na zero, tj. całkowane są one tak jak wiersze w tej samej ramce.

W Tab. 4.2. przedstawiono parametry czasowe układu odczytu matrycy UL04322.

Tab. 4.2. Parametry czasowe układu odczytu matrycy UL04322

Częstotliwość zegara	10 MH 7
taktującego	
Czas całkowania wiersza	64 µs
Okres całkowania wiersza T_{μ}	65,7 µs

Położenie azymutu analizatora θ w kolejnych ramkach przedstawiono schematycznie na Rys. 4.14.



Rys. 4.14. Całkowanie obrazu podczas stałego obrotu polaryzatora. Po lewej kolorem zielonym zaznaczono aktualnie odczytywany wiersz, kolorem czerwonym aktualnie całkowany

Maksymalna częstotliwość taktująca kolejne kroki silnika Ezi-Step, którą można uzyskać w urządzeniu, ze względu na ograniczony moment obrotowy, wynosi 170 000 *pps* (impulsów na sekundę), co przy zastosowanej rozdzielczości 10 000 *ppr* (impulsów na obrót) pozwala na uzyskanie prędkości obrotowej silnika 17 Hz. Przełożenie zastosowanej przekładni pasowej wynosi Z = 3,8117, więc częstotliwość obrotu polaryzatora wynosi 5,45 Hz. Powyższe zależności czasowe matrycy oraz silnika oznaczają, że obrót polaryzatora względem sygnału całkowania matrycy wynosi: $0.9 \frac{rad}{fr}$ (radiana na ramkę) lub $0,186 \frac{mrad}{r}$ (miliradiana na wiersz). Znajomość powyższych parametrów pozwala na synchronizację położenie polaryzatora z momentem odczytu każdego kolejnego wiersza matrycy.

Istnieje konflikt między dokładnością pomiaru a szybkością uzyskania wyniku. Zgromadzenie danych zawierających czas będący wielokrotnością okresu obrotu polaryzatora pozwalałoby na zastosowanie techniki uśrednienia sygnału w celu zmniejszenia szumów czasowych. Rozwiązanie to ma wadę w postaci wydłużenia czasu oczekiwania na pomiar oraz błędów pojawiających się w wyniku przesunięcia obiektów na obrazie. Dlatego pożądane byłoby ograniczenie liczby ramek obrazu niezbędnych do uzyskania wyniku pomiaru. W przypadku małej liczby próbek na okres obrotu analizatora większą dokładność można uzyskać wyznaczając parametry wektora Stokesa poprzez zastosowanie regresji liniowej. Ponieważ mierzona wartość strumienia promieniowania jest liniową kombinacją parametrów Stokesa to wynik pomiaru można zapisać w postaci równania liniowego:

$$\boldsymbol{U}_{\boldsymbol{m}} = \boldsymbol{W}_{\boldsymbol{m}}(t)\boldsymbol{S}^{\boldsymbol{o}},\tag{4.13}$$

gdzie $W_m(t)$ jest macierzą o wierszach:

$$W_m(t) = \frac{1}{2} [1 \quad \cos(4\pi f_A t_m + \theta_0) \quad \sin(4\pi f_A t_m + \theta_0) \quad 0].$$
(4.14)

Wartość parametru θ_0 podczas procedury justowania zostanie ustalona na poziomie $\theta_0 = 0$.

Ze względu na brak elementu opóźniającego w układzie parametr polaryzacji kołowej nie jest możliwy do wyznaczenia. W praktyce ma on zwykle niewielką amplitudę, więc w przyjętej metodzie założono:

$$S_3 \equiv 0, \tag{4.15}$$

ze względu na to, że nie jest możliwe wyznaczenie parametru S_3 wektora Stokesa. W dalszej części pracy wektor Stokesa zostanie więc zredukowany do postaci:

$$\boldsymbol{S} = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \end{bmatrix}, \tag{4.16}$$

a m-ty wiersz macierzy $W_m(t)$ do postaci:

$$W_m(t) = \frac{1}{2} [1 \quad \cos(4\pi f_A t_m) \quad \sin(4\pi f_A t_m)]. \tag{4.17}$$

Dodatkowo, wektor Stokesa zostanie znormalizowany do parametru S_0 , tj.:

$$\boldsymbol{S} = \begin{bmatrix} 1\\S_1\\S_2 \end{bmatrix}, \tag{4.18}$$

więc parametry S_1 , S_2 będą dalej bezwymiarowe.

Aby możliwe było wykonywanie działań zgodnie z rachunkiem macierzy Muellera to również ona zostaje zredukowana do postaci:

$$\boldsymbol{M} = \begin{bmatrix} m_{00} & m_{01} & m_{02} & m_{03} \\ m_{10} & m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{20} & m_{21} & m_{22} & m_{23} \\ m_{30} & m_{31} & m_{32} & m_{32} \end{bmatrix} \rightarrow \begin{bmatrix} m_{00} & m_{01} & m_{02} \\ m_{10} & m_{11} & m_{12} \\ m_{20} & m_{21} & m_{22} \end{bmatrix}.$$
(4.19)

W przypadku pełnego wektora Stokesa do opisu stanu polaryzacji stosuje się często opis za pomocą sfery Poincaré. W przypadku zredukowanego wektora Stokesa opis ten zostanie zredukowany do płaszczyzny:



Rys. 4.15. Opis stanu polaryzacji we współrzędnych sferycznych (sfera Poincare) – wykres po lewej, opis stanu polaryzacji we współrzędnych biegunowych – wykres po prawej

Wyznaczenie wektora Stokesa metodą regresji liniowej może odbywać się w sposób inkrementalny. Estymowany wektor Stokesa, wyznaczony poprzez regresję liniową dany jest wzorem:

$$\widehat{S} = (W_m(t)^T W_m(t))^{-1} W^T U_m + \epsilon, \qquad (4.20)$$

lloczyn macierzowy $W_m(t)^T W_m(t)$ ma postać:

$$\boldsymbol{W}_{\boldsymbol{m}\boldsymbol{m}} = \begin{bmatrix} \sum_{m} 1 & \sum_{m} \cos(2\theta_{m}) & \sum_{m} \sin(2\theta_{m}) \\ \sum_{m} \cos(2\theta_{m}) & \sum_{m} \cos(2\theta_{m})^{2} & 0.5 \sum_{m} \sin(4\theta_{m}) \\ \sum_{m} \sin(2\theta_{m}) & 0.5 \sum_{m} \sin(4\theta_{m}) & \sum_{m} \sin(2\theta_{m})^{2} \end{bmatrix}, \quad (4.21)$$

Natomiast iloczyn $W^T U_m$:

$$\boldsymbol{W}_{\boldsymbol{m}\boldsymbol{U}} = \begin{bmatrix} \sum_{m} U_{m} \\ \sum_{m} U_{m} \cos(2\theta_{m}) \\ \sum_{m} U_{m} \sin(2\theta_{m}) \end{bmatrix}, \qquad (4.22)$$

gdzie $\theta_m = 2\pi f_A t_m$, $\epsilon = \widehat{W}_m(t) - U_m$ jest wektorem błędu (niestandaryzowaną resztą regresji liniowej). Zaletą takiego podejścia jest fakt, że zasoby potrzebne do zapisania dowolnej liczby punktów pomiarowych są stałe (tj. rozmiary macierzy). Macierz W_{mm} może zostać zapisana w pamięci dla różnych wartości θ_m za pomocą zależności czasowych przedstawionych wcześniej. Do macierzy W_{mU} dodawane są

kolejne wartości mierzonego sygnału. Generalnie macierz (bez redukcji wektora Stokesa) W_{mm} jest osobliwa i wymagane jest obliczanie macierzy pseudoodwrotnej, co wymaga zastosowania złożonych i wydajnych zasobów sprzętowych. Jest to o tyle istotne, że działanie to musi zostać wykonane dla każdego piksela matrycy. Ze względu na zredukowanie wektora Stokesa możliwe jest wyznaczenie macierzy odwrotnej, przy znacznie mniejszych wymaganiach sprzętowych.

Ponieważ niespolaryzowane promieniowanie może ulec częściowej polaryzacji na skutek przejścia przez układ optyczny urządzenia, konieczne jest wyznaczenie funkcji przejścia dla urządzenia, tj. jego macierzy Muellera:

$$S^o = M_p S^i , \qquad (4.23)$$

gdzie S^o jest mierzonym wektorem Stokesa, S^i jest wektorem Stokesa na wejściu urządzenia, który należy wyznaczyć:

$$M_p^{-1}S^o = S^i. (4.24)$$

Podstawiając powyższe do równania (4.20) otrzymujemy:

$$\widehat{S} = M_p^{-1} (W_m(t)^T W_m(t))^{-1} W^T U_m + \epsilon = W_{mm} M_p)^{-1} W_{mU} + \epsilon.$$
(4.25)

Jest to polarymetryczne równanie pomiaru, wiążące mierzoną wartość sygnału U_m z estymowanym wektorem Stokesa \hat{S} na wejściu urządzenia. Wyznaczenie macierzy M_p jest celem kalibracji polarymetrycznej, omówionej w dalszej części pracy.

5. Kalibracja urządzenia

Aby możliwe było wyznaczenie parametrów Stokesa padającego promieniowania konieczne jest przeprowadzenie kalibracji radiometrycznej oraz polarymetrycznej. Kalibracja radiometryczna przebiega analogicznie do dwupunktowej korekcji niejednorodności NUC (NonUniformity Correction) i jest szeroko opisywana w literaturze. Kalibracja radiometryczna nie jest zależna od wybranej architektury układu polarymetru i nie będzie tu szczegółowo opisywana. Przykłady takiej kalibracji można znaleźć w [51], [18].

5.1. Procedura justowania azymutu polaryzatora

W pierwszej kolejności konieczne jest ustalenie początkowego azymutu polaryzatora θ_0 , co oznacza ustalenie orientacji wektora Stokesa względem układu (η, ξ) matrycy. Procedura justowania polega na zadaniu wektora Stokesa o znanej orientacji względem urządzenia. Odbywa się to poprzez polaryzację promieniowania na skutek przejścia przez pochyloną płytkę krzemową, precyzyjnie zorientowaną względem podstawy urządzenia. W pierwszej kolejności położenie płytki krzemowej justowane jest względem urządzenia, tj. wektor normalny powierzchni płytki zostaje ustalony równolegle do osi optycznej urządzenia.

Procedura justowania jest dwuetapowa. Etapy justowania schematycznie przedstawiono na Rys. 5.1.



Rys. 5.1. Justowanie referencyjnej płytki krzemowej

W pierwszym etapie justowaniu podlega wiązka lasera (L) względem powierzchni odniesienia: zwierciadła umieszczonego na powierzchni urządzenia (Z). Zakłada się, że wektor normalny zwierciadła jest równoległy do osi optycznej urządzenia. Wiązka dzielona jest poprzez dzielnik wiązki (BS). Jedna z wiązek zawracana jest poprzez retro-pryzmat (RP) oraz pryzmat prostokątny (P). Pryzmat prostokątny służy wyłącznie do wygodnego wyprowadzenia wiązki z układu. Druga wiązka zostaje odbita od zwierciadła referencyjnego Z. Justowanie polega na obserwacji wyniku interferencji i minimalizacji liczby prążków jednakowego nachylenia. Ponieważ jedna z wiązek odbita jest od retro-pryzmatu, wraca ona równolegle do kierunku padania dzięki czemu orientacja dzielnika wiązki i samego retro pryzmatu nie jest istotna. Na Rys. 5.1 a) przedstawiono bieg wiązki lasera przed justowaniem, na Rys. 5.1 b) wiązkę wyjustowaną względem płaszczyzny odniesienia urządzenia.

W drugim etapie justowaniu podlega płytka krzemowa. Poprzez pokrycie i zinterferowanie wiązek: odbitej od płytki krzemowej oraz od retro-pryzmatu uzyskuje się równoległość normalnej płytki krzemowej do osi optycznej układu. Na Rys. 5.1. c) przedstawiono płytkę krzemową oraz bieg wiązki lasera przed wyjustowaniem

położenia płytki, na Rys. 5.1. d) przedstawiono płytkę i bieg wiązki po zakończeniu justowania. Rys. 5.2. przedstawia zdjęcie stanowiska kalibracyjnego, natomiast na Rys. 5.3. przedstawiono widok prążków interferencyjnych zarejestrowanych podczas justowania układu dla różnych pochyleń płytki krzemowej.



Rys. 5.2. Procedura justowania referencyjnej płytki krzemowej. Po lewej etap justowania wiązki lasera względem urządzenia, po prawej justowanie płytki krzemowej



Rys. 5.3. Prążki interferencyjne pochylonych wiązek. Po lewej prążki przy lekko pochylonej płytce, po prążki interferencyjne przy wyjustowanej płytce

Płytka zostaje pochylona wokół osi równoległej do podstawy urządzenia, następnie zostaje wykonany pełny obrót polaryzatora (analizatora). Na osi optycznej urządzenia, zgodnie ze wzorami Fresnela zachodzi $T_s < T_p$. W tym przypadku T_s oznacza współczynnik transmisji dla składowej pola równoległej do podstawy urządzenia. Znajdując położenie polaryzatora, dla którego wartość sygnału przyjmuje maksimum, ustalony zostaje azymut polaryzatora taki, że wektor elektryczny drga w płaszczyźnie równoległej do podstawy urządzenia.

5.2. Kalibracja polarymetryczna

Ponieważ promieniowanie ulega częściowej polaryzacji w urządzeniu (na skutek odbić Fresnela, przejścia przez powłoki antyrefleksyjne lub ewentualnej dwójłomności materiałów), wymagana jest kalibracja polarymetryczna urządzenia. Celem przeprowadzenia kalibracji jest uwzględnienie tych efektów poprzez wyznaczenie macierzy Muellera urządzenia.

Kalibracja urządzenia polega na pomiarze znanego stanu polaryzacji, którego źródłem jest generator stanu polaryzacji. Stanowi on referencyjne źródło wektora Stokesa dla polarymetru obrazującego. Jeżeli znany jest stan polaryzacji na wejściu urządzenia, możliwe jest wyznaczenie macierzy Muellera urządzenia [52].

Ponieważ zredukowana macierz Muellera urządzenia posiada dziewięć stopni swobody, wymagane są minimalnie trzy pomiary znanych wektorów Stokesa. Jeżeli Macierz wektorów Stokesa na wejściu urządzenia oznaczymy jako:

$$S^{i} = [S^{i,0} \quad S^{i,1} \quad \dots \quad S^{i,Q-1}], \tag{5.1}$$

gdzie:

$$\mathbf{S}^{i,q} = \begin{bmatrix} S_0^{i,q} \\ S_1^{i,q} \\ S_2^{i,q} \end{bmatrix}, q = \langle 0, 1, 2, \dots, Q - 1 \rangle$$
(5.2)

jest q-tym zadanym wektorem Stokesa, to macierz wektorów Stokesa S^o na wyjściu z urządzenia określa wzór:

$$S^o = M_p S^i, (5.3)$$

gdzie M_p jest macierzą Muellera urządzenia.

W przypadku, gdy macierz S^i jest macierzą kwadratową 3×3 powyższy układ równań posiada dokładnie jedno rozwiązanie, tzn. jest jednoznacznie określony. W przypadku, gdy Q > 3 (tj. macierz S^i jest macierzą $3 \times Q$) układ równań jest nadokreślony i jego pseudorozwiązanie można wyznaczyć w sensie sumy najmniejszych kwadratów.

5.2.1. Antycypowana macierz Muellera urządzenia

W celu wyznaczenia antycypowanej macierzy Muellera przeprowadzono śledzenie promieni przez układ optyczny z uwzględnieniem stanu polaryzacji w programie Zemax. Schematycznie procedurę przedstawiono na Rys. 5.4.



Rys. 5.4. Bieg promieni przez arbitralny układu optyczny; oznaczenia i współrzędne stosowane w śledzeniu promieni w programie ZEMAX.

Dla każdego punktu pola widzenia (h_x, h_y) generowany jest pęk promieni wypełniających źrenicę wejściową układu Φ_z . Promieniom tym przypisany jest q-ty wektor Jonesa opisujący stan polaryzacji pęku na wejściu układu $J^{i,q}$ oraz długość fali λ_k . Promienie propagowane są przez układ optyczny do płaszczyzny obrazowej wraz z informacją o składowych pola elektrycznego. Każdemu punktowi płaszczyzny obrazowej odpowiada pewien rozkład pola elektrycznego w źrenicy wyjściowej układu Φ'_z . Konwencją programu jest definiowanie punktów pola widzenia poprzez znormalizowane współrzędne pola (h_x, h_y) , oraz współrzędnych źrenicy poprzez (η, ξ) do znormalizowanych współrzędnych (h_x, h_y) odbywa się za pomocą wzorów:

$$h_x = \frac{\xi - 32}{320}$$
, $h_y = \frac{\eta - 240}{240}$. (5.4)

Ponieważ zakładany na wejściu stopień polaryzacji wynosi p = 1, to wektor Jonesa można wyrazić za pomocą parametrów Stokesa zgodnie ze wzorem:

$$J^{i,q} = \begin{bmatrix} \sqrt{\frac{1}{2}} (1 + S_1^{i,q}) \\ \frac{S_2^{i,q}}{\sqrt{\frac{1}{2}} (1 + S_1^{i,q})} \end{bmatrix}.$$
 (5.5)

W modelu obliczeniowym zastosowano dane powłok antyrefleksyjnych dla podłoża germanowego oraz ZnSe zawarte w bazie programu ZEMAX. Dostarczycielem danych powłok jest firma Thorlabs. Na Rys. 5.5. przedstawiono wartości dichroizmu *D* oraz

opóźnienia fazowego $\Delta \phi$ w funkcji długości fali oraz kąta padania dla obu zastosowanych powłok. Schemat blokowy głównych etapów obliczeń przedstawiono na Rys. 5.6.



Rys. 5.5. Wartość dichroizmu (po lewej) oraz opóźnienia fazowego (po prawej) dla powłok Thorlabs na podłożach a) germanowym, b) ZnSe zastosowanych do wyznaczenia antycypowanej macierzy Muellera



Rys. 5.6. Schemat przetwarzania danych zastosowany do wyznaczenia antycypowanej macierzy Muellera urządzenia

Jako punkty kalibracyjne wybrano 10 punktów tworzących dziesięciobok foremny (Rys. 5.7).



Rys. 5.7. Kalibracyjne punkty pomiarowe S^{*i*,*q*}

Próbkowanie źrenicy zostało ustalone na 31x31 punktów jako kompromis pomiędzy dokładnością a czasem wymaganym na obliczenia. Zwiększenie liczby punktów próbkowania źrenicy powyżej tej wartości nie wpływa znacząco na wynik symulacji. Próbkowanie pola widzenia zostało ustalone na 24x32 punkty (po 20 punktów w każdym kierunku), zakresu widmowego natomiast na 6 punktów w przedziale 8-14 µm.

Na Rys. 5.8. przedstawiono antycypowaną macierz Muellera znormalizowaną do wyrazu m_{00} urządzenia w całym polu widzenia. Do wyznaczenia macierzy w punktach pośrednich pola widzenia zastosowano interpolację dwusześcienną. Jak wynika z danych przedstawionych na rysunku macierz Muellera urządzenia można uznać za macierz jednostkową w całym polu widzenia. Wyrazy poza główną przekątną macierzy przyjmują wartości rzędu 10^{-3} co oznacza że układ optyczny praktycznie nie zmienia stanu polaryzacji promieniowania przezeń przechodzącego. Widoczne w symulacji wzory najprawdopodobniej są poniżej progu szumu matrycy nie będą możliwe do zaobserwowania.



Rys. 5.8. Antycypowana macierz Muellera polarymetru obrazowego, znormalizowana do wartości wyrazu m_{00}

Dokładność symulacji ograniczona jest głównie przez dokładność danych dotyczących powłok antyrefleksyjnych. Zastosowane w symulacji dane nie odpowiadają powłokom faktycznie naniesionym na elementy optyczne, można jednak oczekiwać, że dane rzeczywiste nie będą różnić się w sposób znaczący. W rzeczywistości dodatkowo powłoki nie posiadają jednorodnej grubości w aperturze soczewki, czego model nie uwzględnia. Uśrednienie w paśmie detekcji urządzenia ma charakter średniej arytmetycznej, podczas gdy faktycznie należałoby zastosować średnią ważoną, co wymaga jednak znajomości czułości widmowej urządzenia. Z przeprowadzonej symulacji wynikają następujące wnioski:

- urządzenie w całym polu widzenia posiada znikomą wartość dichroizmu,
- antycypowana macierz Muellera urządzenia jest w dobrym przybliżeniu macierzą jednostkową, tj. urządzenie w sposób pomijalny zmienia stan polaryzacji promieniowania.

W przyjętym modelu regresji założono postać macierzy Muellera zgodną z postacią antycypowaną, tj.:

$$\boldsymbol{M}_{\boldsymbol{p}} = \begin{bmatrix} m_{00} & m_{01} & m_{02} \\ m_{01} & m_{11} & m_{12} \\ m_{02} & -m_{12} & m_{22} \end{bmatrix}.$$
 (5.6)

5.2.2. Eksperymentalne wyznaczenie macierzy Muellera urządzenia

Aby aproksymować macierz M_p na podstawie mierzonych wartości sygnału matrycy równanie pomiaru należy przekształcić do postaci modelu regresji liniowej:

$$y_m = X_m \beta. \tag{5.7}$$

W przypadku aproksymacji macierzy M_p jest to zagadnienie regresji liniowej wielorakiej. Równanie pomiaru (4.13) po podstawieniu $M_pS^i = S^o$ ma postać:

$$U_m = W_m M_p S^i. ag{5.8}$$

Przekształcenie powyższego wzoru prowadzi do pożądanej postaci równania regresji liniowej:

$$(W_m^T W_m)^{-1} W_m^T U_m = M_p S^i \to (W_{mm}^{-1} W_{mU})^T = (S^i)^T M_p^T$$
(5.9)

$$y = \left(\boldsymbol{W_{mm}}^{-1} \boldsymbol{W_{mU}}\right)^{T} \tag{5.10}$$

$$X = (\mathbf{S}^i)^T \tag{5.11}$$

$$\beta = M_p^T \tag{5.12}$$

Zadanie stanu polaryzacji liniowej o określonym azymucie oraz kontrolowanym stopniu polaryzacji liniowej odbywa się poprzez obracany polaryzator liniowy umieszczony w pobliżu źrenicy wejściowej układu. Ponieważ czynna średnica polaryzatora jest mniejsza niż średnica źrenicy wejściowej układu, promieniowanie docierające do detektora nie jest całkowicie spolaryzowane. Jest to korzystna sytuacja ze względu na fakt, że wartość strumienia promieniowania nie spada poniżej czułości urządzenia przy skrzyżowanych polaryzatorach.

Ponieważ zarówno promieniowanie emitowane przez sam polaryzator jak i od niego odbite jest częściowo spolaryzowane konieczne jest uniezależnienie wyniku kalibracji od wpływu promieniowania nie przechodzącego bezpośrednio przez polaryzator. Zakładając liniową charakterystykę detektora w odpowiedzi na strumień promieniowania, napięcie na wyjściu pojedynczego detektora opisuje następująca zależność:

$$U_m((\eta,\xi),T) = G(\eta,\xi)I(T)A_d + C(\eta,\xi),$$
(5.13)

gdzie (η , ξ) są współrzędnymi detektora matrycy, takimi, że: $\eta = 1 \dots 480$, $\xi = 1 \dots 640$,

$$I(T)A_d = \phi(T) \tag{5.14}$$

jest wartością strumienia promieniowania docierającego do detektora o polu powierzchni A_d . Ponieważ pole powierzchni detektora jest takie samo dla każdego detektora i jest to stała multiplikatywna, w dalszych rozważaniach zostanie ono ujęte w wartości czułości urządzenia.

Jeśli oznaczymy pierwszy wiersz zredukowanej macierzy Muellera obróconego polaryzatora jako:

$$M_D = \frac{1}{2} [1 \cos(2\theta) \sin(2\theta)],$$
 (5.15)

Napięcie na wyjściu detektora można zapisać jako:

 $U_{1,2}(\eta, \xi, T_{1,2}) = G(\eta, \xi) \mathbf{M}_D \cdot (I_\tau (T_{1,2}) \mathbf{S}_\tau + I_R(T_A) \mathbf{S}_R + I_\epsilon(T_P) \mathbf{S}_\epsilon + I_B(T_B) \mathbf{S}_B) + C(\eta, \xi),$ (5.16) gdzie I_ϵ oznacza wartość strumienia promieniowania emitowanego przez płytkę, I_r oznacza wartość strumienia odbitego od płytki, I_τ oznacza wartość strumienia emitowanego przez ciało czarne.



Rys. 5.9. Układ optyczny podczas kalibracji polarymetrycznej

Rys. 5.9. ilustruje poglądowo udział różnych źródeł promieniowania docierającego do układu optycznego polarymetru podczas przeprowadzania kalibracji, natomiast na Rys. 5.10. przedstawiono fotografię zestawionego stanowiska kalibracyjnego.

Wartość sygnału różnicy obrazów zarejestrowanych dla dwóch różnych wartości temperatury ciała czarnego T_1 oraz T_2 określona jest wzorem:

$$U_1 - U_2 = G(\eta, \xi) (I_\tau (T_1) - I_\tau (T_2)) \mathbf{M}_D \cdot \mathbf{S}_\tau$$
(5.17)

Na Rys. 5.11. przedstawiono przebiegi napięcia U_1 oraz U_2 na wyjściu jednego z detektorów podczas obrotu polaryzatora dla dwóch różnych wartości temperatury ciała czarnego T_1 oraz T_2 .



Rys. 5.11. Napięcie na wyjściu jednego z detektorów podczas obrotu polaryzatora dla dwóch różnych temperatur ciała czarnego

W celu przeprowadzenia kalibracji urządzenia należy dobrać liczbę punktów pomiarowych oraz ich położenie na płaszczyźnie (S_1 , S_2) tak, aby z jednej strony nie

obniżyć niepewności wyznaczenia macierzy Muellera układu (trzy punkty pomiarowe zapewnią jednoznaczne rozwiązanie równania (5.3) a z drugiej ograniczyć liczbę punktów pomiarowych do niezbędnego minimum. Aby rozwiązać ten problem przeanalizowano wskaźnik:

$$\left\|\boldsymbol{M}_{\boldsymbol{p}}\boldsymbol{S}^{i}-\boldsymbol{S}^{o}\right\|_{2},\tag{5.18}$$

tj., drugą normę macierzy reszt regresji liniowej dla centralnego piksela matrycy. Wskaźnik ten przestaje się znacząco zmieniać dla 10 i więcej punktów pomiarowych i wynosi ≈0,063. Wskaźnik ten jest miarą niepewności wyznaczenia macierzy Muellera urządzenia.

W przypadku wyznaczania wszystkich czterech parametrów Stokesa cztery optymalne punkty pomiarowe powinny tworzyć czworościan foremny wpisany w sferę Poincaré. W ogólności punkty pomiarowe powinny znajdować się możliwie najdalej od siebie, co oznacza, że muszą tworzyć figurę foremną [53].



Rys. 5.12. Aproksymacja parametrów macierzy M_p w całym polu widzenia urządzenia

W wyniku przeprowadzenia regresji liniowej wyznaczono macierz Muellera urządzenia. Na Rys. 5.12. przedstawiono aproksymację macierzy M_p znormalizowanej do wyrazu m_{00} w całym polu widzenia urządzenia, natomiast na Rys.

5.13. przedstawiono wartość skorygowanego współczynnika determinacji dla przeprowadzonej regresji. Jak widać na przedstawionych rysunkach wyrazy aproksymowanej macierzy Muellera posiadają wzory – pionowe pasy oraz koła. Są one wynikiem błędów systematycznych, które najprawdopodobniej wynikają ze zmiany temperatury wokół urządzenia pomiędzy pomiarami kolejnych wektorów Stokesa. Pomimo tego, że wartość współczynnika determinacji \bar{R}^2 bliska jedności wskazuje na dobrą jakość regresji (dane dobrze odpowiadają przyjętemu modelowi), to jednak nie uwzględnia on ewidentnych błędów systematycznych.



Rys. 5.13. Wartość skorygowanego współczynnika determinacji na powierzchni matrycy

Standardowa procedura kalibracyjna nie jest jednak dostatecznie powtarzalna, w szczególności nawet niewielkie zmiany temperatury otoczenia pomiędzy pomiarami dla wartości temperatury ciała czarnego T_1 oraz T_2 powodują, że estymowana macierz Muellera może być w znacznym stopniu przepolaryzowująca (tj. może wygenerować wektor Stokesa, którego stopień polaryzacji jest większy od jedności). Zaproponowano więc alternatywną metodę kalibracji, w dużym stopniu odporną na zmiany warunków otoczenia i dającą bardziej powtarzalne wyniki.

5.2.3. Metoda kalibracji z synchroniczną zmianą temperatury ciała czarnego

W celu zapewnienia powtarzalności wyników zaproponowano alternatywną metodę kalibracji, odporną na zmiany warunków otoczenia. Aby zminimalizować wpływ zakłócających źródeł promieniowania (innych niż obserwowane podczas kalibracji ciało czarne) oraz zmian temperatury otoczenia obrót analizatora został zsynchronizowany ze zmianą temperatury obserwowanego ciała.

Metoda ta zakłada słuszność następujących założeń:

- zależność strumienia promieniowania od temperatury w niewielkim zakresie zmiany temperatury zmienia się liniowo: $\Phi(T) = a_1T + a_0$
- punkt pracy matrycy znajduje się w liniowym zakresie, tj.:

$$U_m(\Phi) = G\Phi(\mathbf{T}) + C$$

Na podstawie przeprowadzonych pomiarów stwierdzono, że zależność zmiany temperatury emitera ciała czarnego w funkcji czasu można opisać za pomocą wielomianu drugiego stopnia, tj.:

$$T_e(t) = q_2 t^2 + q_1 t + q_0.$$
(5.19)

Ponieważ zależność strumienia promieniowania od temperatury uznaje się za liniową, zależność strumienia od czasu $\Phi(t)$ również można opisać wielomianem drugiego stopnia:

$$\Phi(t) = c_2 t^2 + c_1 t + c_0. \tag{5.20}$$

Przebieg zmiany temperatury emitera ciała czarnego podczas jego stabilizacji przedstawiono na Rys. 5.14.



Rys. 5.14. Mierzone wartości sygnału jednego z detektorów matrycy oraz temperatura emitera ciała czarnego podczas jego stabilizacji

Sygnał z matrycy podczas zmiany temperatury oraz obrotu polaryzatora opisuje zależność:

$$U_m(t) = (c_2 t^2 + c_1 t + c_0)(S_0 + S_1 \cos(2\omega t) + S_2 \sin(2\omega t)) + C.$$
(5.21)

W ten sposób amplituda sygnału, który jest wynikiem przejścia promieniowania przez analizator skorelowana jest z jego obrotem.

Stałe c_i muszą zostać wyznaczone dla jednego z detektorów. W tym przypadku wartości tych parametrów wynoszą: $c_0 = -434, c_1 = -6,222, c_2 = 0,01014.$

Ponieważ zależność strumienia od temperatury jest liniowa, równanie 5.8 można rozwiązać metodą regresji liniowej. Macierz W_m w tym przypadku ma postać:

$$W_m(t) = [1 \ c_t \ c_t \cos(2\omega t) \ c_t \sin(2\omega t)],$$
 (5.22)

gdzie:

$$c_t = c_2 t^2 + c_1 t + c_0. ag{5.23}$$

Rozwiązaniem równania 5.8 jest macierz M_p o postaci:

$$\boldsymbol{M}_{\boldsymbol{p}} = \begin{bmatrix} C & 0 & 0 \\ & \boldsymbol{M} & \end{bmatrix}, \tag{5.24}$$

gdzie *M* jest poszukiwaną macierzą Muellera. Częstość obrotu analizatora ustalono arbitralnie na $\omega = 24 \left[\frac{deg}{s}\right] = 0,4189 \left[\frac{rad}{s}\right].$

Podczas stabilizacji ciała czarnego zarejestrowano 300 próbek na każdy zadany wektor Stokesa. Na Rys. 5.15. przedstawiono wynik regresji liniowej dla jednego z pikseli matrycy podczas stabilizacji ciała czarnego. Czas stabilizacji wynosił ok. 230 s. Jak pokazano na rysunku dane pomiarowe dobrze odpowiadają przyjętemu modelowi a wektor reszt regresji nie posiada widocznego trendu (lub innej widocznej prawidłowości), tj. ma on postać szumu białego a wartości przez niego przyjmowane są kilka rzędów wielkości mniejsze niż wartość sygnału.



Rys. 5.15. Mierzony sygnał jednego z detektorów matrycy podczas stabilizacji ciała czarnego oraz obrotu polaryzatora wraz z dopasowaniem przejętego modelu do danych pomiarowych oraz wektorem residuów.



Rys. 5.16. Aproksymacja parametrów macierzy M_p w całym polu widzenia urządzenia



Rys. 5.17. Wartość skorygowanego współczynnika determinacji na powierzchni matrycy

Wyniki tak przeprowadzonej kalibracji przedstawiono poniżej. Wartości wyrazów na przekątnej macierzy Muellera są bliskie jedności, zgodnie z wcześniej przeprowadzoną symulacją. Macierz tę charakteryzuje pewna wartość dichroizmu, która wynikać może z błędów systematycznych spowodowanych luzem napędu polaryzatora referencyjnego. Podstawą do takiego wniosku jest przeprowadzenie pomiaru źródła niespolaryzowanego, w wyniku którego zmierzono sygnał polaryzacyjny na poziomie 5%. Pomimo tego faktu, opracowaną metodę należy uznać za lepszą niż standardową, ze względu na powtarzalne wyniki oraz zgodność z innymi symulacjami, które zostały przeprowadzone na potrzeby weryfikacji tej metody. Na

Rys. 5.16 przedstawiono aproksymację macierzy Muellera urządzenia w całym polu widzenia, natomiast na Rys. 5.17 przedstawiono wartość skorygowanego współczynnika determinacji dla przyjętego modelu statystycznego. Współczynnik determinacji pozbawiony jest wzorów i charakteryzuje się jednorodnością na powierzchni matrycy. Wartości przyjmowane przez współczynnik determinacji są bliskie jedności co świadczy o dobrym dopasowaniu modelu do danych eksperymentalnych. Wyrazy aproksymowanej macierzy Muellera również nie posiadają widocznych poprzednio wzorów i są znacznie bardziej jednorodne. Aproksymowana macierz Muellera posiada pewne właściwości polaryzujące (wartości parametrów $m_{0,1}$ przyjmują relatywnie duże wartości). Może być to spowodowane nieuwzględnionymi błędami systematycznymi. Wartości na głównej przekątnej przyjmują wartości nieznacznie większe od jedności, co oznacza, że wyznaczona macierz jest przepolaryzowująca na skutek obecności szumu w sygnale. Sugeruje to, że dokładność kalibracji ograniczona jest do kilku procent.

Istotność poszczególnych parametrów regresji (wyrazów macierzy Muellera) sprawdzono przeprowadzając test t-Studenta. Na Rys. 5.18. przedstawiono wyniki testu t-Studenta dla poszczególnych parametrów tej macierzy.



Rys. 5.18. Wartości testu t-Studenta dla współczynników regresji liniowej w przyjętym modelu statystycznym (wielkości bezwymiarowe)

Statystyka t dana jest wzorem:

$$t_{p,q} = \frac{m_{p,q}}{\sigma_{p,q}}, p, q = 0,1,2.$$
 (5.25)

Hipoteza zerowa ma postać:

$$H_0: m_{p,q} = 0, (5.26)$$

natomiast hipoteza alternatywna:

$$H_1: m_{p,q} \neq 0.$$
 (5.27)

Wartość krytyczna testu t-Studenta wynosi (dla poziomu istotności 0,1):

$$t_{\overline{\gamma},n-(k+1)} = t_{0,05,8} = 1,86, \tag{5.28}$$

$$t_{-\frac{\alpha}{2},n-(k+1)} = t_{-0,05,8} = -1,86.$$
(5.29)

Z analizy testu t wynika, że parametry $m_{02} = m_{20}$ są na pograniczu istotności na znacznej powierzchni matrycy, jednak zdecydowano się na odrzucenie hipotezy zerowej dla wszystkich parametrów i przyjęcie wyznaczonej macierzy Muellera.

6. Detekcja obiektów z zastosowaniem polarymetrii obrazowej

Rozdział ten poświęcony jest części eksperymentalnej, w której przeprowadzono praktycznie detekcję wybranych obiektów z zastosowaniem opracowanego polarymetru. Jako kryterium detekcji najczęściej przyjmuje się stopień polaryzacji liniowej, choć jako kryterium może posłużyć również dowolny z parametrów S_1 lub S_2 , bądź azymut polaryzacji. Azymut polaryzacji może posłużyć jako kryterium detekcji w przypadku, gdy stopień polaryzacji sceny i obiektów jest zbliżony.

Zadanie detekcji może ułatwić odpowiedni sposób wizualizacji stanu polaryzacji promieniowania dochodzącego ze sceny. W celu wizualizacji stanu polaryzacji często stosuje się pseudokolorowanie, z zastosowaniem przestrzeni barw HSV (Hue, Saturation, Value). Składowej H przypisany jest azymut polaryzacji ψ , składowej S przypisany jest stopień polaryzacji liniowej (DoLP), składowej V natomiast wartość parametru *S*₀ [54], [55]. Przykład takiej metody pseudokolorowania przedstawiono na Rys. 6.1.



Rys. 6.1. Samochód osobowy: po lewej tradycyjny obraz termowizyjny, w środku obraz stopnia polaryzacji liniowej, po prawej obraz pseudokolorowany wg standardowej metody. Pomiary własne.

Ponieważ w zastosowanej metodzie parametry Stokesa są estymowane za pomocą regresji liniowej, to wyznaczane są one z rożnym poziomem statystycznej istotności. Aby uwzględnić jakość regresji w obrazie parametr S_0 mnożony jest przez skorygowany współczynnik determinacji \overline{R}^2 . Pełni to rolę filtracji, dzięki której zadanie detekcji jest prostsze, ze względu na większy poziom kontrastu w obrazie. Na Rys. 6.2. pokazano porównanie standardowej metody oraz metody z filtracją \overline{R}^2 . Obraz z zastosowaną filtracją (po prawej) jest wyraźnie bardziej kontrastowy a kolory sprawiają wrażenie bardziej nasyconych. Obraz filtrowany jest subiektywnie łatwiejszy w odbiorze i łatwiejszy w ocenie. Odległość do widocznego ogrodzenia wynosi 55 m.



Rys. 6.2. Porównanie metod wizualizacji stanu polaryzacji. Po lewej standardowe mapowanie ψ , *DoLP*, $S_0 \rightarrow$ HSV, po prawej mapowanie z zastosowaniem filtracji \overline{R}^2 . Pomiary własne.

6.1. Rejestracje i analiza danych dla wybranych obiektów

Aby zweryfikować skuteczność metody detekcji przeprowadzono rejestracje terenowe. Detekcji podlegały:

- zestaw testów,
- plastikowe butelki symulujące improwizowane ładunki wybuchowe (IED),
- maskowanie w postaci karimaty wykonanej z poliuretanu,
- niewielkie elementy wykonane z tworzyw sztucznych (PEEK, PEI, PAI).

Zestaw specjalnie przygotowanych testów, przedstawionych na Rys. 6.3., umieszczonych w odległości ok. 50 m od stanowiska pomiarowego.



Rys. 6.3. Zestaw testów służących do weryfikacji metody detekcji

Jak pokazano na Rys. 6.4. tradycyjny obraz termowizyjny jest mało kontrastowy i testy nie są dobrze widoczne. Test po prawej stronie w ogóle nie jest widoczny w obrazie termowizyjnym. Dzięki zastosowaniu analizy stanu polaryzacji możliwe jest wykrycie testu niewidocznego w obrazie termowizyjnym. Nawet jeżeli obiekt nie odróżnia się od tła stopniem polaryzacji liniowej, to może wyróżniać się ustalonym azymutem. Sytuacja ta ma miejsce na poniższym rysunku.

Na Rys. 6.5. przedstawiono dwie butelki na tle drzewa (w środku obrazu) oraz rozrzucone próbki wykonane z różnych tworzyw sztucznych. W tradycyjnym obrazie termowizyjnym obie butelki są ledwo widoczne i mogłyby być łatwo przeoczone, plastikowe próbki są całkowicie niewidoczne. W obrazie pseudokolorowanym butelki są wyraźnie widoczne, próbki również można dostrzec, choć są rozmiarów pojedynczych pikseli.



Rys. 6.4. Obrazy termowizyjny (S₀) oraz polaryzacyjne (DoLP, Pseudokolor) badanych testów oraz płytki szklanej z odległości 70 m.



Rys. 6.5. Obrazy termowizyjny (S0) oraz polaryzacyjne (DoLP, Pseudokolor) plastikowej butli na tle drzewa, szklanej butelki oraz plastikowych elementów z odległości 40 m.

Na Rys. 6.6. przedstawiono częściowo zamaskowaną plastikową butlę (na pierwszym planie, po lewej) oraz szklaną butelkę na tle krawężnika (na pierwszym planie, po prawej). Oba elementy testowe są niewidoczne w tradycyjnym obrazie termowizyjnym.



Rys. 6.6. Obrazy termowizyjny (S0) oraz polaryzacyjne (DoLP, Pseudokolor) plastikowej butli i szklanej butelki (na pierwszym planie) z odległości 10 m.

Na Rys. 6.7. przedstawiono maskowanie karabinu w postaci karimaty oraz losowo umieszczone w kadrze butelki. Maskowanie w postaci karimaty jest praktycznie niedostrzegalne w obrazie termowizyjnym, jak również butelki.



Rys. 6.7. Obrazy termowizyjny (S0) oraz polaryzacyjne (DoLP, Pseudokolor) dla maskowania za pomocą karimaty oraz butelki

Ponadto przeprowadzono również testy, podczas których polarymetr obrazowy zogniskowany był w odległości znacznie bliższej niż test podlegający wykryciu. Na Rys. 6.8. przedstawiono obrazy płyty wykonanej z PMMA, całkowicie niewidocznej w nieostrym obrazie termowizyjnym. W obrazie przedstawiającym DoLP płyta jest wyraźnie widoczna, co oznacza, że obiekty mogą zostać wykryte nawet jeżeli obiekt nie jest rozdzielany optycznie.



Rys. 6.8. Obrazy termowizyjny (S0) oraz polaryzacyjne (DoLP, Pseudokolor) zarejestrowane z niezogniskowanym obiektywem

Przeprowadzone badania pozwalają na wysunięcie wniosku, że niektóre typy obiektów mogą zostać o wiele skuteczniej wykryte dzięki analizie sygnatury polarymetrycznej niż w obrazie termowizyjnym lub wizyjnym. Dotyczy to szczególnie obiektów podobnych do tych stosowanych jako improwizowane ładunki wybuchowe takich jak plastikowe butelki i puszki, płyty i pianki służące do maskowania itp.

Zaproponowana metoda dostarcza informacji o stanie polaryzacji promieniowania, ale oprócz tego pozwala na oszacowanie jakości sygnału polarymetrycznego co w wyniku zastosowania odpowiedniej filtracji mogłoby istotnie zmniejszyć prawdopodobieństwo fałszywego alarmu w stosunku do znanych i stosowanych dotychczas metod.

Odporność metody na parametry układu optycznego takie jak rozdzielczość przestrzenna otwiera możliwości dalszych badań nad nią pod kątem detekcji poniżej przestrzennej zdolności rozdzielczej układu optycznego.

6.2. Implementacja metody z progresywnym wyznaczaniem stanu polaryzacji

Zaproponowana metoda obliczania stopnia i azymutu polaryzacji ma istotną właściwość predestynującą ją do zastosowania w systemach pracujących w czasie rzeczywistym i z bardzo niewielkim opóźnieniem. Wynikają one z możliwości rozdzielenia kontekstu przetwarzania danych obrazowych do pojedynczej linii obrazowej oraz do bieżącej ramki obrazu. Uzyskano to dzięki uniknięciu przetwarzania o dużym kontekście często używanego w innych technikach detekcji. Na przykład w przypadku przetwarzania danych za pomocą transformaty Fouriera sygnał najpierw jest rejestrowany w dość długim oknie czasowym, następnie dokonywana jest

transformata Fouriera. Opracowana metoda może być przetwarzana strumieniowo z opóźnieniem przetwarzania danych wynoszącym niewiele więcej niż czas odczytu jednej linii obrazowej. Metoda może być zaimplementowana w procesorze ogólnego zastosowania lub w procesorze DSP, jednak ze względu na stosunkowo dużą liczbę operacji matematycznych przypadających na przetwarzanie jednego piksela obrazu i jednocześnie stałą liczbę i strukturę matematyczną funkcji przetwarzającej, najlepszym środowiskiem do wykonywania obliczeń według metody byłby układ FPGA lub specjalizowany.

Skuteczność metody została potwierdzona poprzez jej implementację w środowisku MATLAB z zachowaniem zasady przetwarzania danych w sposób strumieniowy zbliżony pod względem logicznym do tego jaki byłby realizowany w strukturze FPGA, przy czym na obecnym etapie implementacji wymagane byłoby zastosowanie najnowszych układów FPGA obsługujących operacje zmiennoprzecinkowe jak na przykład Stratix10 firmy Intel.

Zebrane dane do testowania implementacji składały się z 200 ramek obrazu z matrycy, rejestrowanych podczas gdy polaryzator wirował ze stałą prędkością kątową. Zarejestrowane dane kolejnych ramek obrazu zostały przetworzone tak aby ich reprezentacja odpowiadała kolejnym liniom obrazowych wysyłanym z systemu akwizycji obrazu. W wyniku tego przetwarzania uzyskano macierz o rozmiarze 96000x640, gdzie kolejne wiersze macierzy odpowiadały kolejnym liniom obrazowym uzyskiwanym w czasie z systemu przetwarzania obrazu. Pojedynczy obraz zajmuje w tej macierzy 480 linii, a całkowity jej rozmiar wynika z liczby zarejestrowanych ramek. Obliczenia wykonywane są w pętli indeksowanej indeksem $m = 0 \dots 480 \cdot 200 - 1$. Linie matrycy są odczytywane w ściśle ustalonych odstępach czasu, istnieje więc możliwość dokładnej synchronizacji odczytu danej linii w rejestracji z kątem obrotu polaryzatora. Obliczenia niezbędne do przeprowadzenia synchronizacji czasowej sygnałów z matrycy i układu sterującego polaryzatorem zostały przedstawione we wzorach poniżej:

$$t_{act} = T_{\mu}m, \tag{6.1}$$

$$\theta_m = \frac{2\pi f_A t_{act}(m)}{Z} = \frac{2\pi f_A T_\mu m}{Z},\tag{6.2}$$

$$r(m) = m \mod 480 + 1. \tag{6.3}$$

Poprzez zachowanie informacji o tym ile czasu upłynęło od rozpoczęcia rejestracji (t_{act}) można wyznaczyć aktualnie całkowany wiersz r(m) oraz aktualne położenie

analizatora θ_m . Do obliczeń używane są dwie macierze: jedna o wymiarach 480 x 3 x 3, gdzie każdy z jej 480 elementów jest macierzą W_{mm} o postaci (4.21), oraz druga o wymiarach 480 x 640 x 3 jest macierzą W_{mU} , której każdy z elementów podmacierzy 480 x 640 jest macierzą o postaci (4.22). Macierz W_{mm} jest przypisana danemu wierszowi r(m) matrycy i musi zostać wymnożona przez macierz kalibracyjną M_p , a ich iloczyn zostaje odwrócony. Macierz W_{mll} zostaje obliczona dla każdego piksela w aktualnym wierszu, następnie piksel po pikselu obliczany jest iloczyn W_{mU} i macierzy W_{mm}^{-1} a tym samym obliczony zostaje estymowany wektor Stokesa dla danego piksela. Podczas rejestracji kolejnej ramki wyrazy obu macierzy są inkrementowane zgodnie ze wzorami 4.21, 4.22 i 6.2, co odpowiada dodaniu kolejnego punktu pomiarowego do równania regresji. W przypadku gdy konieczne jest odświeżenie informacji o scenie konieczne jest wyzerowanie obu macierzy. Macierz W_{mm}^{-1} można obliczyć na bieżąco dla każdej kolejnej linii obrazu lub można ją uprzednio obliczyć z dużą rozdzielczością a następnie podczas obliczeń jedynie zindeksować, co w dobie bardzo pojemnych i tanich pamięci Flash i DRAM jest rozwiązaniem korzystnym. Sposób przetwarzania pokazano na Rys. 6.9.



Rys. 6.9. Schemat przetwarzania danych w proponowanej metodzie
7. Podsumowanie i wnioski

Celem pracy było opracowanie metody przetwarzania sygnału z polarymetru obrazowego pozwalającej na wykrycie w zakresie dalekiej podczerwieni obiektów zamaskowanych w sposób naturalny lub sztuczny. Opracowana metoda uwzględnia błąd związany z obrotem elementu polaryzacyjnego w trakcie odczytu ramki obrazu oraz umożliwia działanie urządzenia bez konieczności stosowania sprzężenia zwrotnego. W ramach pracy został zaprojektowany i wykonany model urządzenia, który posłużył do weryfikacji opracowanej metody.

Bardzo szeroki zakres tematyczny rozprawy z konieczności zawężono do problematyki opisu ilościowego stanu polaryzacji oraz opracowania uproszczonego modelu atmosfery, uwzględniającego mechanizmy absorpcji oraz rozpraszania i umożliwiającego porównanie zakresów widmowych pod względem przezierności atmosfery. Pominięto lub opisano skrótowo problemy związane z propagacją sygnału optycznego oraz zjawiska interferencji i odbić światła od obiektów terenowych. Skupiono się na analizie sygnału rejestrowanego za pomocą polarymetru obrazowego z podziałem czasu z zastosowaniem regresji liniowej oraz na konstrukcji urządzenia umożliwiającego wykrywanie obiektów za pomocą opracowanej metody.

Zadania badawcze zrealizowane w ramach prezentowanej rozprawy miały na celu wyznaczenie podstawowych zasad i kryteriów dotyczących projektowania i budowy optoelektronicznych, pasywnych systemów wykrywania obiektów. Tematyka rozprawy jest zbieżna z badaniami realizowanymi na potrzeby najbardziej zaawansowanych technicznie armii na świecie.

Podsumowując przeprowadzone w poszczególnych rozdziałach rozważania należy stwierdzić, że założony cel rozprawy został osiągnięty. Poniżej wymieniono najważniejsze osiągnięcia rozprawy do których można zaliczyć:

- Opracowanie oryginalnej, zweryfikowanej podczas badań poligonowych, metody przetwarzania sygnału z polarymetru obrazowego umożliwiającej wykrycie obiektu.
- Opracowanie projektu i praktyczne wykonanie polarymetru obrazowego z podziałem czasu z zastosowaniem regresji liniowej, działającego bez zastosowania pętli synchronizacji fazy i zbudowanego na bazie matrycy detektorów mikrobolometrycznych.

- Opracowanie nowej metody kalibracji polarymetrycznej w dużej mierze nieczułej na zmianę warunków środowiskowych, która w przyszłości może stanowić podstawę do opracowania metody kalibracji radiometrycznej.
- Implementację opracowanej metody przetwarzania poprzez wykonanie oprogramowania z zastosowaniem obliczeń stałoprzecinkowych i macierzy małych rozmiarów, przystosowanego do przetwarzania silnie zrównoleglonego i potokowego.
- 5. Zastosowanie specjalnej metody filtracji sygnału i zobrazowania, opartej na analizie statystycznej, zmniejszającej szumy oraz umożliwiającej poprawę jakości uzyskiwanego obrazu i łatwiejszą interpretację przez człowieka.
- Praktyczne osiągnięcie częstotliwości wyznaczania obrazu polarymetrycznego wynoszącej 5,45 Hz z możliwością zwiększenia częstotliwości poprzez zastosowanie napędu polaryzatora o większej mocy.
- 7. Przeprowadzenie rejestracji sygnału z polarymetru obrazowego dla kilku typów obiektów i specjalnie opracowanego zestawu testów znajdujących się w różnych odległościach w stosunku do położenia polarymetru, z maskowaniem i bez maskowania badanego obiektu.

Przeprowadzone podczas realizacji pracy analizy teoretyczne, wykonane obliczenia oraz otrzymane rezultaty badań laboratoryjnych pozwalają na sformułowanie następujących wniosków:

- W polarymetrach obrazowych stosowne są różne metody przetwarzania sygnału i rozwiązania konstruktorskie, przy czym stosowane polarymetry rejestrują jedynie polaryzację liniową.
- 2. Polarymetr obrazowy z podziałem czasu cechuje się prostą konstrukcją bez konieczności stosowania specjalnych, drogich i skomplikowanych elementów takich jak np. macierze mikropolaryzatorów. W takich polarymetrach stosuje się metodę analizy częstotliwościowej lub metodę fazoczułą, przy czym metoda analizy częstotliwościowej cechuje się opóźnieniem przetwarzania uniemożliwiającym stosowanie metody w systemach pracujących w czasie rzeczywistym, zaś metoda fazoczuła wymaga standardowo zastosowania pętli synchronizacji fazy.

- Ze względu na mniejszą wartość ekstynkcji w zakresie dalekiej podczerwieni niż w zakresie widzialnym możliwa jest obserwacja obiektów w warunkach zadymienia lub zamglenia (w szczególności smogu).
- 4. Opracowana metoda analizy numerycznej sygnału z polarymetru obrazowego umożliwia detekcję różnych obiektów niezależnie od ich zamaskowania i wielkości, także w przypadku braku kontrastu termicznego obiekt – tło.
- Opracowana metoda przetwarzania sygnału z polarymetru obrazowego cechuje się krótkim czasem wykonania i nie ogranicza znacząco częstotliwości odświeżania obrazu, co umożliwia jej zastosowanie w systemach czasu rzeczywistego.
- Maksymalna częstotliwość odświeżania obrazu w opracowanym polarymetrze jest ograniczona głównie przez szybkość odczytu matrycy oraz częstotliwość obrotu polaryzatora.
- 7. Jest możliwa detekcja obiektów w zakresie dalekiej podczerwieni poprzez przetwarzanie sygnału zarejestrowanego za pomocą polarymetru obrazowego z podziałem czasu z zastosowaniem regresji liniowej zbudowanego na bazie matrycy detektorów mikrobolometrycznych.

W świetle przedstawionych wyników i wniosków wynikających z realizacji rozprawy uznać można, że postawiona w pracy teza została udowodniona.

Opracowana w rozprawie nowa metoda przetwarzania sygnału rejestrowanego za pomocą polarymetru obrazowego, oryginalne rozwiązania wybranych zespołów, analizy teoretyczne i wyniki badań doświadczalnych zostaną wykorzystane w dalszych pracach nad konstrukcjami i optymalizacją parametrów w optoelektronicznych, pasywnych systemach wykrywania obiektów działających w różnych zakresach widmowych. W szczególności planuje się zastosowanie chłodzonych detektorów działających w zakresie MWIR i LWIR oraz czułych detektorów pracujących w zakresie bliskiej podczerwieni od 0,7 do 2,5 µm.

8. Bibliografia

- [1] A. Rogalski, "History of Infrared detectors," *Opto-electronics review,* tom 20, nr 3, pp. 279-308, 2012.
- [2] S. J. Tyo, D. L. Goldstein, D. B. Chenault i J. A. Shaw, "Review of passive imaging polarimetry for remote," *Applied Optics*, tom 45, nr 22, pp. 2543-2569, 06 Sierpień 2006.
- [3] C. U. Keller, H. M. Schmid, L. B. Venema, H. Hanenburg i e. al., "EPOL: the exoplanet polarimeter for EPICS at the E-ELT," *Proc. of SPIE,* tom 7735, pp. 77356G-1 - 77356G-13, 2010.
- [4] L. Wu, F. Torres, I. Corbella i e. al., "Radiomteric Performance of SMOS Full Polarimetric Imaging," *IEEE Geoscience and remote sensing letters*, tom 10, nr 6, Październik 2013.
- [5] Felton M., K. P. Gurton, J. L. Pezzaniti, D. B. Chenault i L. E. Roth, "Measured comparison of the crossover periods for mid- and long-wave IR (MWIR and LWIR)," *Optics Express,* tom 18, nr 15, pp. 15704-15713, Lipiec 2010.
- [6] BAE Systems, 2019. [Online]. Available: https://www.baesystems.com/en/feature/adativ-cloak-of-invisibility. [Data uzyskania dostępu: 1 Marzec 2019].
- [7] F. Cremer, W. de Jong i K. Schutte, "Infrared polarization measurements and modeling applied to surface-laid antipersonnel landmines," *Optical Engineering Vol. 41 No. 5*, pp. 1021-1032, Maj 2002.
- [8] A. Ligienza, G. Bieszczad i S. Gogler, "Selected chemical substances detection using dual-band thermal imaging camera with microbolometer infrared focal plane array detectors," *Measurement Automation Monitoring*, nr 63 (2), pp. 69-72, 2017.
- [9] H. E. Scott, S. H. Jones i F. Ianarilli, "Imaging infrared polarimetry: initial results and potential in detection of scatterable mines and surface disturbances," *Proc. of SPIE 3710*, pp. 1188-1211, Kwiecieć 1999.

- [10] R. A. Millikan, "A study of the polarization of the light emitted by incandescent solid and liquid surfaces," *Phys. Rev.,* pp. 81-99, 1895.
- [11] D. F. J. Arago i A. J. Fresnel, "On the action of rays of polarized light upon each other," *Ann. Chim. Phys,* nr 3, 1819.
- [12] E. B. Kenrick i F. B. Kenrick, "The application of polarimetry to the estimation of tartaric acid," *Journal of The American Chemical Society*, nr 24(10), pp. 928-944, 19 Czerwiec 1902.
- [13] M. Baas, Red., Handbook of Optics, Wydanie drugie red., tom II, McGraw-Hill, 1995.
- [14] J. A. Tyson i R. W. Lee, "Charge-Coupled Device (CCD) Imaging Polarimeter," *Proc. SPIE 0290, Solid-State Imagers for Astronomy,* 1 Styczeń 1981.
- B. Ben-Dor, U. P. Oppenheim i L. S. Balfour, "Polarization properties of targets and backgrounds in the infrared," *Proc. SPIE 1971, 8th Meeting on Optical Engineering in Israel: Optical Engineering and Remote Sensing, 68, 13 Sierpień 1993.*
- [16] T. J. Rogne, F. G. Smith i J. E. Rice, "Passive target detection using polarized components of infrared signatures," *Proc. SPIE 1317, Polarimetry: Radar, Infrared, Visible, Ultraviolet, and X-Ray, 242,* 1 Październik 1990.
- [17] M. W. Kudenov i E. L. Dereniak, "2-Cam LWIR imaging Stokes polarimeter," *Proc. of SPIE Vol.* 6972, nr 69720K.
- [18] M. W. Kudenov, L. J. Pezzaniti i G. R. Gerhart, "Microbolometerinfrared imaging Stokes," *Optical Engineering* 48(6), nr 063201, pp. 1-19, Czerwiec 2009.
- [19] D. Chenault, J. Foster, L. Pezzaniti, J. Harchanko i T. Aycock, "Polarimetric Sensor Systems for Airborne ISR," *Proc. of SPIE Vol. 9076,* nr 90760K, 2014.
- [20] "Polaris Sensor Technologies Inc.," [Online]. Available: http://www.polarissensor.com.
- [21] J. B. Hanks, L. J. Pezzaniti, D. B. Chenault i J. M. Romano, "Real-Time Sub-Pixel Registration of Imagery for an IR Polarimeter," *Proc. of SPIE Vol.* 8364, nr 83640C, 2012.

- [22] L. J. Pezzaniti i D. B. Chenault, "A Divison of aperture MWIR imaging polarimeter," *Proc. of SPIE*, tom 5888, pp. 58880V1-58880V12, 2005.
- [23] C. S. L. Chun, D. L. Fleming, W. A. Harvey i E. J. Torok, "Target Discrimination Using a Polarization Sensitive," *Proc. SPIE.* 3062, 20 Czerwca 1997.
- [24] Moxtek, [Online]. Available: moxtek.com.
- [25] R. J. Stokes, E. L. Normand, I. D. Carrie, B. Foulger i C. Lewis, "Development of a QCL based IR polarimetric system for the stand-off detection and location of IEDs," *Proc. of SPIE*, tom 7486, pp. 748609-1 -748609-13, 2009.
- [26] S. J. Tyo i T. S. Turner Jr., "Variable-retardance, Fourier-transform imaging spectropolarimeters for visible spectrum remote sensing," *Applied Optics*, tom 40, nr 9, pp. 1450-1458, 20 Marca 2001.
- [27] J. Craven-Jones, B. M. Way, J. Hunt, M. W. Kudenov i J. A. Mercier, "Thermally stable imaging channeled spectropolarimetry," *Proc. of SPIE Vol. 8873*, nr 88730J, 2013.
- [28] M. W. Kudenov, N. A. Hagen, E. L. Dereniak i G. R. Gerhart, "Fourier transform channeled spectropolarimetry," *Optics Express Vol. 15, No. 20,* pp. 12792-12805, 1 Października 2007.
- [29] J. C. Maxwell, "On physical lines of force," *Philosophical Magazine*, 1861.
- [30] O. Heaviside, "Electromagnetic Theory," *The Electritian*, 1893.
- [31] E. Hecht, Optyka, Warszawa: PWN, 2016.
- [32] J. R. Howell, M. P. Mengüç i R. Siegel, Thermal Radiation Heat Transfer, CRC Press, 2016.
- [33] D. J. Strozzi i K. T. McDonald, "Polarization dependence of emissivity," *arXiv:physics/0005024,* 2000.
- [34] A. Resnick, C. Persons i G. Lindquist, "Polarized emissivity and Kirchoff's law," *Applied Optics*, tom 38, nr 8, pp. 1384-1387, Marzec 1999.
- [35] F. Reif, Fundamentals of statistical and thermal physics, Nowy Jork: McGraw-Hill, 1965.

- [36] M. Planck, The Theory of Heat Radiation, Nowy Jork: Dover Publications, 1991.
- [37] K. P. Gurton i R. Dahamani, "Effect of surface rougness and complex indices of refraction on polarized thermal emission," *Applied Optics*, tom 44, nr 26, pp. 5361-5367, September 2005.
- [38] V.E. Zuev Insitute of Atmosperic Optics (IAO), Tomsk, Russia, "HITRAN on the Web," National Research Tomsk State University (TSU), Tomsk, Russia, [Online]. Available: http://hitran.iao.ru/home.
- [39] R. Pendorff, "Tables of the Refractive Index for Standard Air and the Rayleigh Scattering Coefficient for the Spectral Region between 0.2 and 20 u and Their Application to Atmospheric Optics," *J. Opt. Soc. Amer.*, pp. 958-962, 1957.
- [40] C. Bohren i D. Huffman, Absorption and scattering of light by small particles, Weinheim: Wiley-VCH, 1983.
- [41] M. Born i E. Wolf, Principles of Optics, London: Pergamon Press, 1959.
- [42] J. Gál, G. Horváth, V. Benno, V. B. Meyer-Rochow i R. Wehner, "Polarization patterns of the summer sky and its neutral points measured by full–sky imaging polarimetry in Finnish Lapland north of the Arctic Circle," *Proceedings of the royal society A*, 2001.
- [43] J. R., "Tropospheric Aerosols," w *Aerosol-Cloud-Climate Interactions*, Londyn, Academic Press, 1993, pp. 1-33.
- [44] M. I. Mischenko, J. M. Dlugach i L. Liu, "Applicability of the effectivemedium approximation to heterogeneous aerosol particles," *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, nr 178, pp. 284-294, 2016.
- [45] M. B. McElroy, The Atmospheric Environment, Princeton University Press, 2002.
- [46] P. L. J. M. Kitamura R., "Optical constants of silica glass from extreme ultraviolet to far infrared at near room temperature," *Applied Optics*, tom 46, nr 33, pp. 8118-8113, 5 Listopad 2007.

- [47] J. A. Shaw, "Degree of linear polarization in spectral radiances from water-viewing infrared radiometers," *Applied Optics*, tom 38, nr 15, pp. 3157-3165, Maj 1999.
- [48] J. A. Shaw, "Degree of linear polarization in spectral radiances from water-viewing infrared radiometers," *Applied Optics Vol. 38, No. 15,* pp. 3157-3165, 20 Maja 1999.
- [49] S. Gogler, G. Bieszczad, A. Zarzycka, M. Szymańska i T. Sosnowski, "Model of an optical system's influence on sensitivity of microbolometric focal plane array," *Proc. SPIE 8541*, nr 85411K, 24 Października 2012.
- [50] H. Foroosh, J. B. Zerubia i M. Berthod, "Extension of Phase Correlation to Subpixel Registration," *IEEE Transactions on image processing*, tom 11, nr 3, Marzec 2002.
- [51] S. Gogler, G. Bieszczad i M. Krupiński, "Determination of the microbolometric FPA's responsivity with imaging system's radiometric considerations," *Proc. SPIE 8896*, nr 88960Y, 25 Października 2013.
- [52] **S. Gogler**, J. Świderski, G. Bieszczad i T. Sosnowski, "Termografia i Termometria w Podczerwieni," w *Kalibracja polarymetryczna polarymetru obrazującego działającego w zakresie LWIR*, Ustroń-Jaszowiec, 2019.
- [53] R. M. A. Azzam, I. M. Elminyawi i A. M. El-Saba, "General analysis and optimization of the four-detectro photopolarimeter," *J. Opt. Soc. Am. A 5,* pp. 681-689, 1988.
- [54] A. W. Kruse, A. S. Alenin i J. S. Tyo, "Review of visualization methods for passive polarization imaging," *Opt. Eng.*, tom 58(8), nr 082414, 2019.
- [55] G. Bieszczad, S. Gogler i M. Krupiński, "Polarization state imaging in long-wave infrared for object detection," *Proc. SPIE 8897,* 15 Października 2013.