

POLITECHNIKA WROCLAWSKA  
Instytut Telekomunikacji, Teleinformatyki i Akustyki

Raport nr I28/08/P-003

Analiza detekcji słabych, rozproszonych,  
dopplerowsko przesuniętych w częstotliwości  
wiązek laserowych

Adam Wąż

**Praca doktorska**

Promotor: prof. dr hab. inż.  
Krzysztof M. Abramski

Wrocław 2008

## SPIS NAJWAŻNIEJSZYCH OZNACZEŃ I AKRONIMÓW

ASE	Amplified Spontaneous Emission	– wzmacniona emisja spontaniczna,
APD	Avalanche Photodiode	– fotodioda lawinowa,
DBR	Distributed Bragg Reflector	– laser z rezonatorem zbudowanym ze zwierciadeł Bragga,
DFB	Distributed Feedback	– laser z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym,
DFT	Discrete Fourier Transform	– dyskretna transformata Fouriera,
DSP	Digital Signal Processor	– procesor sygnałowy,
EDFA	Erbium Doped Fiber Amplifier	– wzmacniacz światłowodowy domieszkowany erbem,
ESD	Electrostatic Discharge	– wyładowanie elektrostatyczne,
FFT	Fast Fourier Transform	– szybki algorytm wyznaczania DFT,
FM	Frequency Modulation	– modulacja częstotliwości,
GBP	Gain Bandwidth Product	– pole wzmacnienia,
GRIN	Gradient Refraction Index	– soczewka gradientowa,
ITU	International Telecommunication Union	– Międzynarodowy Związek Telekomunikacyjny,
NEP	Noise Equivalent Power	– moc równoważna szumom,
NF	Noise Figure	– liczba szumowa,
PLL	Phase Lock Loop	– pętla synchronizacji fazowej,
RMS	Root Mean Square	– wartość średniokwadratowa,
RSSI	Received Signal Strength Indicator	– wskaźnik mocy sygnału zmodulowanego,
SMD	Surface Mounted Devices	– elementy do montażu powierzchniowego,
SNR	Signal to Noise Ratio	– stosunek sygnału do szumu,
TDM	Time Division Multiplexing	– zwielokrotnianie z podziałem czasu,
THD	Total Harmonic Distortion	– współczynnik zniekształceń nieliniowych,
VCO	Voltage Controlled Oscillator	– generator sterowany napięciem,
WD	Working Distance	– roboczy zakres pracy,
WDM	Wavelength Division Multiplexing	– zwielokrotnianie z podziałem długości fali,
$\Delta v_s$	– szerokość linii spektralnej źródła światła,	
$\Delta \omega$	– dewiacja pulsacji,	
$\Delta f$	– dewiacja częstotliwości,	
$\Delta_g$	– błąd graniczny,	
$\Theta_B$	– kąt Bragga,	
$\Lambda$	– długość fali dźwiękowej,	
$\Omega_n$	– naturalna pulsacja pętli PLL,	
$\alpha$	– kąt pomiędzy kolimatorem odbiorczym i nadawczym,	
$\beta$	– indeks modulacji,	
$\epsilon_0$	– przenikalność dielektryczna próżni,	
$\eta$	– współrzędna w obrazie spekli; sprawność kwantowa,	
$\lambda$	– długość fali świetlnej,	
$\mu_0$	– przenikalność magnetyczna próżni,	
$v_D$	– zmiana częstotliwości wywołana efektem Dopplera,	
$\zeta$	– współrzędna w obrazie spekli,	
$\sigma$	– odchylenie standardowe,	
$\sigma_{ASE-ASE}^2$	– gęstość widmowa mocy szumów zduńnię ASE - ASE,	
$\sigma_S^2$	– wariancja szumu śrutowego,	
$\sigma_{S-ASE}^2$	– gęstość widmowa mocy szumów zduńnię sygnał – ASE,	
$\sigma_T^2$	– wariancja szumu termicznego,	
$\tau$	– stała czasowa filtru,	
$\phi_k$	– faza $k$ składowej,	
$\varphi(t)$	– faza chwilowa,	
$\omega_L$	– zakres trzymania pętli PLL,	
$\omega_S$	– zakres śledzenia synchronizacji pętli PLL,	
$\omega_m$	– pulsacja sygnału modulującego,	

$A_U$	–	wzmocnienie napięciowe wzmacniacza z otwartą pętlą sprzężenia zwrotnego,
$A_{U0}$	–	wzmocnienie napięciowe dla składowej stałej,
$A_{UF}$	–	wzmocnienie napięciowe wzmacniacza z zamkniętą pętlą sprzężenia zwrotnego,
$a_k$	–	amplituda $k$ – tej składowej,
$B_e$	–	elektryczne pasmo fotodetektora,
$B_{FM}$	–	pasmo sygnału zmodulowanego częstotliwościowo,
$B_O$	–	pasmo optyczne sygnału padającego na fotodetektor,
$C$	–	kontrast obrazu spekli,
$C$	–	prędkość światła,
$c^{(2)}$	–	unormowana autokowariancja intensywności obrazu spekli,
$D$	–	średnica wiązki oświetlającej; apertura układu obrazującego,
$\vec{E}$	–	wektor natężenia pola elektrycznego,
$e$	–	ładunek elektronu,
$F_O$	–	optyczna liczba szumowa,
$f$	–	ogniskowa układu obrazującego; częstotliwość,
$f_g$	–	górną częstotliwość graniczną wzmacniacza,
$f_m$	–	częstotliwość sygnału modulującego,
$f_p$	–	częstotliwość przesunięcia,
$G$	–	wzmocnienie wzmacniacza EDFA,
$\vec{H}$	–	wektor natężenia pola magnetycznego,
$h$	–	stała Planck'a,
$I$	–	natężenie światła,
$\langle I \rangle$	–	średnie natężenie światła,
$I_N$	–	fotoprąd wywołany szumami ASE,
$I_p$	–	prąd płynący przez diodę pompującą,
$I_S$	–	fotoprąd wywołany przez niewzmocniony sygnał optyczny,
$i_s$	–	fluktuacje prądu spowodowane szumem śrutowym,
$i_T$	–	fluktuacje prądu spowodowane szumem termicznym,
$K$	–	długość wektora falowego fali akustycznej,
$K_U$	–	wzmocnienie napięciowe,
$k$	–	długość wektora falowego fali świetlnej,
$k_B$	–	stała Boltzmana,
$L_C$	–	droga koherencji,
$l$	–	wektor jednostkowy w kierunku obserwacji źródła światła,
$m$	–	powiększenie układu obrazującego,
$N_1$	–	liczba jonów w stanie podstawowym,
$N_2$	–	liczba jonów w stanie wzbudzonym,
$n_0$	–	współczynnik załamania ośrodka,
$P_{ASE}$	–	poziom mocy wzmacnionej emisji spontanicznej,
$P_{ASE-ASE}$	–	moc szumów pochodzących od zdundień ASE-ASE,
$P_R$	–	moc sygnału odniesienia,
$P_S$	–	moc sygnału rozproszonego,
$P_{S-ASE}$	–	moc szumów pochodzących od zdundień sygnał użyteczny – ASE,
$R$	–	współczynnik proporcjonalności fotodetektora,
$R_L$	–	rezystancja obciążenia,
$r$	–	estymator współczynnika korelacji,
$\vec{S}$	–	wektor Poyntinga,
$T_{wave}$	–	temperatura podłoża diody laserowej zapewniająca emisję fali o wymaganej długości,
$t$	–	czas,
$U_m$	–	amplituda sygnału modulującego,
$U_{PP}$	–	napięcie międzyszczytowe,
$u, V$	–	prędkość obiektu,
$u$	–	niepewność standardowa pomiaru,
$u_c$	–	niepewność całkowita,
$V_U$	–	prędkość fali akustycznej w ośrodku czynnym,
$Z_0$	–	impedancja falowa próżni,
$z$	–	odległość pomiędzy obiektem rozpraszającym a ekranem.

## SPIS TREŚCI

Spis najważniejszych oznaczeń i akronimów .....	2
Wprowadzenie.....	6
1. Podstawy rozpraszania światła koherentnego.....	9
1.1. Zarys teorii spekli.....	9
1.2. Dopplerowskie przesunięcie częstotliwości sygnałów .....	14
1.3. Źródła światła koherentnego .....	16
1.4. Kolimatory światłowodowe .....	20
1.5. Pomiar charakterystyk rozpraszania.....	22
2. Przetwarzanie sygnałów optycznych... ..	26
2.1. Filtrowanie sygnałów optycznych.....	26
2.2. Izolatory i cyrkulatory optyczne .....	33
2.3. Braggowskie przesuwanie częstotliwości .....	35
2.4. Światłowodowy wzmacniacz EDFA.....	38
2.4.1. Budowa i zasada działania wzmacniaczy EDFA .....	39
2.4.2. Optyczne pompowanie wzmacniaczy EDFA.....	40
2.4.3. Parametry zbudowanego wzmacniacza EDFA .....	42
2.4.4. Szumy wzmacniacza EDFA.....	47
3. Wibrometria światłowodowa... ..	51
3.1. Interferometryczne metody pomiarowe .....	51
3.2. Fotodetekcja sygnałów interferometrycznych .....	54
3.2.1. Szum śrutowy .....	55
3.2.2. Szum termiczny.....	56
3.2.3. Współczynnik sygnał / szum w fotodetektorach z diodami p-i-n.....	57
3.2.4. Rodzaje detekcji sygnałów optycznych .....	58
3.3. Fotodetektor z przetwornikiem prąd – napięcie.....	61
3.4. Podstawowe konfiguracje wibrometrów światłowodowych.....	68
3.4.1. Wibrometry światłowodowe w konfiguracji Michelsona .....	68
3.4.2. Wibrometry światłowodowe w konfiguracji Mach - Zehndera .....	72
3.5. Wibrometry wielopunktowe.....	78
3.6. Światłowodowa wibrometria 3D.....	81
3.7. Wibrometry skanujące.....	85



4. Demodulacja i analiza sygnałów wibrometrycznych...	89
4.1. Widma sygnałów heterodynowania .....	89
4.2. Demodulacja sygnałów wibrometrycznych .....	94
4.2.1. Demodulator TDA7000 .....	95
4.2.2. Demodulator MC13155 .....	98
4.2.3. Demodulator NE564 .....	101
4.3. Przykłady sygnałów wibrometrycznych .....	105
4.3.1. Wibrometr jednokanałowy.....	105
4.3.2. Wibrometr wielopunktowy .....	107
4.3.3. Wibrometr z cyrkulatorem .....	110
4.4. Dokładność pomiarów wibrometrycznych.....	113
4.4.1. Wyznaczanie charakterystyk demodulacji.....	116
4.4.2. Wyznaczanie niepewności prędkości drgań.....	117
4.4.3. Ocena jakości sygnału zdemodulowanego.....	120
4.4.4. Pomiary demodulatorów TDA7000.....	120
4.4.5. Pomiary demodulatorów MC13155 .....	123
4.4.6. Pomiary demodulatorów NE564.....	126
4.5. Przetwarzanie sygnałów wibrometrycznych.....	129
Podsumowanie.....	133
Literatura .....	135

## WPROWADZENIE

Rozwój laserowych, interferometrycznych metod pomiarowych spowodował, że z powodzeniem stosuje się dziś urządzenia, które nie wymagają mechanicznego sprzężenia z badanym obiektem np. dopplerowskie wibrometry laserowe. Umożliwiają one pomiar parametrów drgań nie wprowadzając błędów wynikających z masy czujnika pomiarowego. Ze względu na dostępność i parametry źródeł koherentnych – laserów gazowych (głównie He–Ne) to one były i są głównie stosowane w interferometrii laserowej.

Postęp telekomunikacji światłowodowej spowodował rozwój technologii produkcji oraz zredukował ceny elementów stosowanych w technice światłowodowej, przede wszystkim takich jak: lasery półprzewodnikowe, multipleksery WDM (*Wavelength Division Multiplexing*), fotodetektory, wzmacniacze optyczne typu EDFA (*Erbium Doped Fiber Amplifier*), cyrkulatory, itp., niezbędnych do budowy interferometrów światłowodowych pracujących wokół długości fali 1550 nm, w trzecim oknie telekomunikacyjnym. Interferometry światłowodowe, w porównaniu do klasycznych, charakteryzują się prostszą konstrukcją mechaniczną, nie wymagają uciążliwego justowania poszczególnych elementów, a zastosowanie światłowodów znacząco ułatwia dotarcie do mierzonego obiektu.

Jest to pierwszy argument do stosowania w urządzeniach interferometrycznych tego zakresu długości fal. Drugi dotyczy bezpieczeństwa pracy z urządzeniami laserowymi. Stosowana powszechnie długość fali 632,8 nm nie pozwala na emisję w wolnej przestrzeni promieniowania o mocy przekraczającej 1 mW, ze względu na niebezpieczeństwo uszkodzenia siatkówki oka. Uznawane za bezpieczne, promieniowanie z zakresu III okna telekomunikacyjnego pozwala na zwiększenie mocy wiązki analizującej (wychodzącej z urządzenia), a tym samym upraszcza system detekcji, ponieważ zwiększa moc promieniowania rozproszonego wracającego do układu.

Trzecim argumentem jest możliwość zastosowania wzmacniacza światłowodowego EDFA, który zapewnia 25 dB wzmocnienie promieniowania w paśmie 1530 – 1565 nm. Moc promieniowania rozproszonego na powierzchni analizowanego obiektu jest niewielka, dlatego jego zastosowanie może być kluczowe dla działania układu. Maksymalne wzmocnienie tego typu wzmacniacza występuje dla światła o długości fali 1531 nm. Badaniem zastosowania tej długości fali w interferometrii światłowodowej w *Grupie Elektroniki Laserowej i Światłowodowej Politechniki Wrocławskiej* zajmował się Paweł Kaczmarek. Uzyskane wyniki badań, zamieszczone w jego pracy doktorskiej „*Analiza rozproszonego promieniowania laserowego z wykorzystaniem wzmacniaczy światłowodowych*”, były bardzo obiecujące. Zainspirowały one dalszy rozwój badań dotyczących wibrometrii światłowodowej w dwóch kierunkach.

Przede wszystkim powstała oryginalna koncepcja zastosowania w wibrometrii światłowodowej multiplekserów i demultiplekserów WDM. Urządzenia te powinny pozwolić na zbudowanie wielokanałowych systemów do jednoczesnej analizy wibracji, z dokładnością do fazy, w wielu wybranych punktach drgającej płaszczyzny. Istotną zaletą takich systemów jest też potencjalna możliwość wielokanałowej pracy z użyciem tylko jednego elementu przesuującego częstotliwość światła oraz wspólnego, dla wszystkich kanałów, wzmacniacza optycznego EDFA. Dotychczasowe rozwiązania pomiaru parametrów drgań w kilku punktach bazowały na zastosowaniu jednopunktowego wibrometru skanującego, który jednak nie dostarczał informacji o fazie drgań. Aby tę informację uzyskać budowano systemy złożone z dwóch wibrometrów: jednego mierzącego drgania w wybranym punkcie (odniesienie) oraz drugiego skanującego. Jednoczesny pomiar w trzech osiach odbywał się trzema niezależnymi wibrometrami ustawionymi pod różnymi kątami względem drgającego punktu. Są to, w porównaniu do możliwości wibrometrii z zastosowaniem techniki WDM, rozwiązania mało ekonomiczne.

Drugi kierunek rozwoju badań dotyczy elektronicznych układów przetwarzających sygnały heterodynowania w celu akwizycji i analizy podstawowych parametrów drgań: wychylenia, prędkości, przyspieszenia, widma.

Dopplerowskie wibrometry laserowo–światłowodowe, pracujące w zakresie III okna telekomunikacyjnego, wykorzystujące technikę WDM wraz z elektronicznymi układami przetwarzania sygnałów stanowią ogólnie nakreślony zakres badań dotyczący niniejszej pracy doktorskiej. Autor następująco postawił tezę i cel pracy:

**Teza naukowa:**

*Adaptacja technik zwielokrotnienia falowego WDM do detekcji koherentnej światła rozproszonego daje nową jakość i możliwości analizy ruchu obiektów.*

**Cel pracy:**

*Praktyczna realizacja wibrometrów laserowowo–światłowodowych potwierdzająca koncepcję określoną w tezie.*

Praca dotyczy trzech zakresów częstotliwości. Pierwszy z nich jest rzędu setek teraherców (częstotliwość fali emitowanej przez laser 1550 nm). Drugi zakres, typowo kilkadziesiąt MHz, zależy od wprowadzonego przesunięcia częstotliwości fali świetlnej w jednym z ramion interferometru (sygnały heterodynowania). Trzeci (pasmo akustyczne), związany jest z częstotliwością zdemodulowanych sygnałów heterodynowania, które w dopplerowskich wibrometrach laserowych odzwierciedlają prędkość drgań analizowanego obiektu.

Podział treści pracy wynika z przedstawionych wyżej uwag oraz budowy systemu analizy promieniowania rozproszonego. Dysertacja składa się z czterech rozdziałów.

**Rozdział I** przedstawia zarys teorii rozpraszania światła koherentnego na powierzchniach optycznie chropowatych. Opisana została klasyczna teoria spekli, która bardzo dobrze konweniuje ze zjawiskami występującymi w wibrometrii laserowej. W dalszej części rozdziału wyjaśniono zjawisko dopplerowskiego przesunięcia częstotliwości promieniowania laserowego rozproszonego na ruchomych obiektach. Następnie opisano źródła światła koherentnego używane w interferometrii światłowodowej. Podano parametry wykonanych przez autora sterowników zasilających laserowe diody półprzewodnikowe. Zaprezentowano kilka podstawowych charakterystyk źródeł światła. Zakończenie rozdziału stanowią istotne dla dalszych badań charakterystyki rozpraszania, poprzedzone krótkim opisem kolimatorów światłowodowych.

**Rozdział II** dotyczy przetwarzania sygnałów w dziedzinie optycznej. Jako pierwsza opisana została technika WDM. Zaprezentowano charakterystyki multiplekserów i demultiplekserów WDM badanych pod kątem zastosowania ich w wielokanałowej wibrometrii laserowo–światłowodowej. Omówiono elementy toru światłowodowego, dla których ważny jest kierunek propagacji światła. Następnie skupiono się na istotnym w detekcji heterodynowej akustooptycznym modulatorze Bragga. Największą część rozdziału stanowi opis wzmacniacza EDFA. Zamieszczono informacje dotyczące jego budowy i zasady działania, opisano optyczne pompowanie tego typu wzmacniaczy. Podano parametry i charakterystyki wzmacniacza EDFA zbudowanego przez autora, które poprzedzono opisem procesu jego optymalizacji. W zakończeniu tego rozdziału skupiono się na szumach występujących w tych wzmacniaczach.

**Rozdział III** opisuje proces optymalizacji wibrometrów laserowo–światłowodowych, w którym badano przede wszystkim wartość stosunku sygnału do szumu na wyjściu fotodetektora. W pierwszym punkcie rozdziału przedstawiono zarys interferometrycznych metod pomiarowych. Kolejne podrozdziały dotyczą zagadnień związanych z fotodetekcją sygnałów interferometrycznych. Opisano źródła szumów fotodetektorów, podano analityczne

zależności dotyczące koherentnej detekcji sygnałów optycznych. W dalszej części przedstawiono proces projektowania oraz parametry, wykonanych przez autora, fotodetektorów z przetwornikami prąd – napięcie. Na tym zakończono opis głównych elementów i podzespołów wchodzących w skład optycznej części systemu do analizy światła rozproszonego. Począwszy od tego miejsca prezentowane są różne, badane przez autora, konfiguracje pracy wibrometrów laserowo–światłowodowych. Jako pierwsze opisane zostały wyniki badań heterodynowych wibrometrów jednopunktowych. Następnie podano optymalne konfiguracje pracy wibrometrów wielopunktowych oraz wibrometrów analizujących drgania równocześnie w kilku osiach. Ostatni punkt rozdziału dotyczy możliwości wykonania światłowodowych wibrometrów skanujących z wykorzystaniem jednokolimatorowych interfejsów światłowód – wolna przestrzeń.

**Rozdział IV** w całości poświęcono przetwarzaniu sygnałów detekowanych w wibrometrach laserowo–światłowodowych. Na początku przedstawiono informacje dotyczące widm sygnału heterodynowania uzupełnione przykładami. Następnie zaprezentowano trzy systemy demodulacji FM współpracujące z opisanymi wcześniej wibrometrami. Przedstawiono kilka przykładowych oscylogramów obrazujących czasowe przebiegi prędkości drgań dla różnych pobudzeń testowanych obiektów. W kolejnym punkcie zwrócono uwagę na dokładność pomiarów wibrometrycznych, wyznaczono charakterystyki demodulacji, oszacowano niepewności wyznaczania prędkości drgań dla każdego systemu demodulacji. Zamieszczono również wyniki badań dotyczące zniekształceń nieliniowych tych demodulatorów. W ostatnim punkcie rozdziału opisano aplikację działającą w środowisku *LabView*, w której na podstawie próbek sygnału zdemodulowanego wyznacza się podstawowe parametry drgań mierzonego obiektu.

W podsumowaniu autor zawarł spis swoich osiągnięć naukowych i praktycznych. Przedstawił również perspektywy badań związanych z tematyką pracy.

Praca została zrealizowana w ramach:

- prac statutowych,
- Pierwszego Programu Stypendialnego ZPORR dla Doktorantów Politechniki Wrocławskiej (ZPORR – *Zintegrowany Program Operacyjny Rozwoju Regionalnego*),
- COST 219 (*European Cooperation in the field of Scientific and Technical Research*).

## ROZDZIAŁ I

### PODSTAWY ROZPRASZANIA ŚWIATŁA KOHERENTNEGO

Fala świetlna padając na dowolny obiekt może odbić się od jego powierzchni, przejść przez niego, lub zostać zaabsorbowana. Jeżeli powierzchnia obiektu nie jest gładka, tzn. jej mikronierówności są większe od długości fali świetlnej  $\lambda$  wówczas fala padająca na taki obiekt odbija się we wszystkich kierunkach – doznaje rozproszenia. Zmniejszając nierówności oświetlanej powierzchni odbicie staje się coraz bardziej ukierunkowane, aż dla powierzchni gładkich staje się odbiciem lustrzanym, dla którego stosuje się prawo odbicia [1.1].

Teoria rozpraszania fal na powierzchniach chropowatych rozwijana była nie tylko w dziedzinie optyki, ale także w radiotechnice oraz akustyce [1.2]. Praktyczne aplikacje wykorzystujące światło rozproszone na powierzchniach chropowatych zostały opisane między innymi przez Benneta i Mattsona [1.3].

Istnieje wiele metod analizy światła rozproszonego na powierzchniach optycznie chropowatych. Jedną z nich jest teoria spekli. Oprócz niej wyróżnia się dwie główne metody analiz [1.4]: *TIS* (*Total Integrated Scattering*) oraz *ARS* (*Angle-Resolved Scattering*). W pierwszej z nich (*TIS*) wyznacza się stosunek natężenia światła rozproszonego padającego na półsferę do natężenia źródła światła. Druga metoda jest bardziej skomplikowana, wymaga pomiaru natężenia światła jako funkcji kąta rozpraszania oraz brania pod uwagę stanu polaryzacji światła padającego i rozproszonego. Metoda *ARS* pozwala na wyznaczenie przestrzennego rozkładu chropowatości powierzchni. Coraz częściej do analizy światła rozproszonego [1.4] używana się funkcji *BRDF* (*Bidirectional Reflectance Distribution Function*) oraz pokrewnej *BTDF* (*Bidirectional Transmission Distribution Function*) [1.5]. Funkcje te mogą być traktowane jako warianty *ARS*.

Zjawiska dotyczące rozpraszania światła na powierzchniach optycznie chropowatych zostały opisane przez autora z wykorzystaniem teorii spekli.

#### 1.1. Zarys teorii spekli

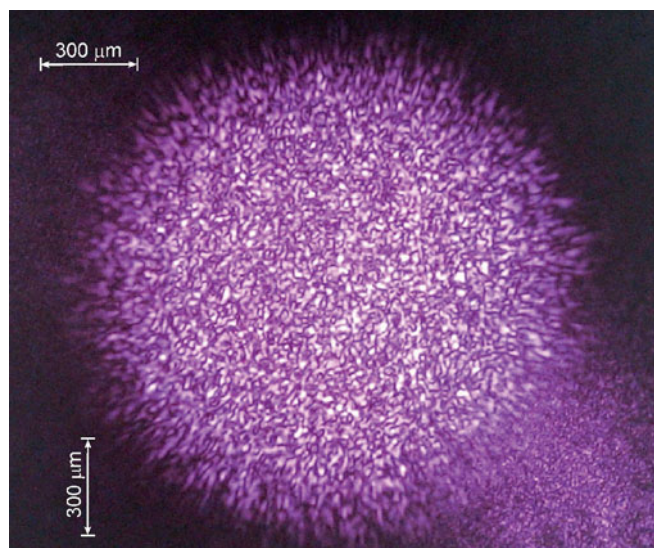
Oświetlając obiekt światłem koherentnym obserwuje się ciekawy efekt. Promieniowanie rozproszone docierające do obserwatora wydaje się mieć wyraźną ziarnistą strukturę złożoną z ciemnych i jasnych plamek (*speckles*).

Efekt plamkowania wynika z interferencji fal odbitych od różnych części oświetlonej powierzchni. Jeżeli rozpraszająca powierzchnia jest chropowata (nierówności porównywalne z długością fali oświetlającej), to z powodu różnic dróg optycznych pomiędzy elementarnym wycinkiem powierzchni (jego rozmiar zdeterminowany jest aperturą systemu obserwującego) a okiem obserwatora, lub ekranem, zespolona amplituda pola elektrycznego w danym punkcie obiektu (lub ekranu) może być zapisana jako suma fazorów pochodzących od elementarnych wycinków rozpraszającej powierzchni [1.6]:

$$E(x, y, z) = \sum_{k=1}^N |a_k| \exp(j\phi_k), \quad (1.1)$$

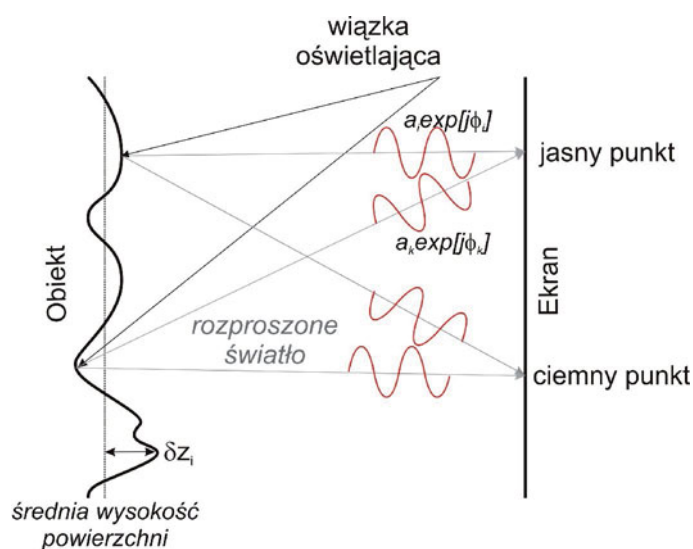
gdzie:  $a_k$  – amplituda  $k$  składowej,  $\phi_k$  – faza  $k$  składowej,  $N$  – liczba sumowanych elementów.





Rys 1.1. Obraz plamkowy powstały w wyniku oświetlenia powierzchni chropowatej światłem koherentnym, zarejestrowany na przetworniku aparatu fotograficznego.

Jeśli wynik tego sumowania będzie równy zero to na obiekcie (ekranie) zobaczymy ciemną plamkę, przeciwnie, gdy wszystkie promienie będą miały tę samą fazę, będzie obserwowany jasny punkt o maksymalnej amplitudzie (rys. 1.2).



Rys. 1.2. Powstawanie efektu plamkowania.

Pierwsze publikacje dotyczące efektu plamkowania pojawiły się wkrótce po wynalezieniu lasera (1960r.) [1.7, 1.8]. Początkowo zjawisko było traktowane wyłącznie jako szkodliwy szum, który ogranicza dokładność pomiarów z użyciem lasera, ale szybko pojawiły się prace, w których opisano wykorzystanie efektu plamkowania do pomiarów chropowatości powierzchni [1.9 – 1.11]. Uważano wówczas, że efekt spekli spowodowany jest wyłącznie wysoką koherencją światła laserowego. Późniejsze badania pokazały, że można go zaobserwować również w przypadku źródeł światła o mniejszej koherencji, jak np. lamp rtęciowych, czy nawet światła słonecznego [1.4].

Obrazy spekli są losowe i mogą być opisywane tylko statystycznie. Statystyki obrazów speklowych zostały zapoczątkowane i rozwijane przez Goodmana [1.12, 1.13].

Ich stosowanie jest możliwe, przy spełnieniu następujących założeń dotyczących powierzchni rozpraszającej [1.14]:

- (1) amplituda i faza elementarnego obszaru rozpraszającego są statystycznie niezależne od siebie oraz innych elementów powierzchni rozpraszającej,
- (2) fazy światła rozproszonego mają jednostajny rozkład w przedziale  $(-\pi, \pi)$ ,
- (3) elementarny obszar rozpraszający jest znacznie większy od długości fali oraz znacznie mniejszy niż punktowa funkcja rozmycia zastosowanego systemu obrazującego.

Powierzchnie, które spełniają powyższe warunki nazywane są powierzchniami optycznie chropowatymi.

Wyróżnia się dwa rodzaje statystyk obrazów spekli, których właściwości opisano poniżej.

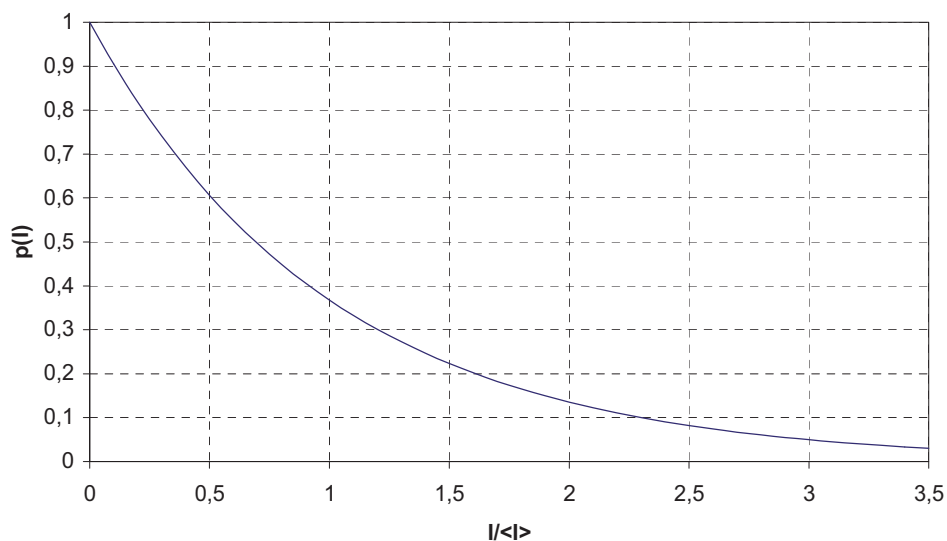
### Statystyka pierwszego rzędu (*first order statistics*)

Statystyka pierwszego rzędu zawiera informacje o rozkładzie natężenia światła w obrazach speklowych. Funkcja gęstości prawdopodobieństwa natężenia światła [1.12]:

$$p(I) = \frac{1}{\langle I \rangle} e^{-\frac{I}{\langle I \rangle}}, \quad (1.2)$$

gdzie:  $\langle I \rangle$  - wartość oczekiwana (średnia) natężenia światła.

Wykres rozkładu wykładniczego, zapisanego powyżej przedstawiono na rys. 1.3.



Rys. 1.3. Gęstość prawdopodobieństwa natężenia światła dla obrazu spekli.

Najbardziej prawdopodobną wartością natężenia jest zero (rys. 1.3). Powoduje to, że kontrast obrazów speklowych jest bardzo duży. Teoretycznie w niektórych punktach intensywność jest nieskończona (w praktyce ograniczona ilością energii dostarczonej do układu). Ważnym parametrem opisującym statystykę pierwszego rzędu jest odchylenie standardowe natężenia światła w obrazach speklowych, które dla rozkładu wykładniczego jest równe wartości średniej:

$$\sigma = \langle I \rangle. \quad (1.3)$$

Kontrast  $C$  obrazu spekli jest zdefiniowany następująco [1.4]:

$$C = \frac{\sigma}{\langle I \rangle}. \quad (1.4)$$

Biorąc pod uwagę zależność 1.3 oraz założenia definiujące powierzchnie optycznie chropowate, kontrast obrazu speklowego jest zawsze równy jedności.

### Statystyka drugiego rzędu (*second order statistics*)

Statystyka obrazów plamkowych drugiego rzędu opisuje gradient natężenia światła przy przejściu z jednego, do drugiego punktu obserwacji. Daje informację o rozmiarach spekli i ich rozkładzie na powierzchni ekranu obserwacji. W statystyce drugiego rzędu najczęściej wykorzystuje się znormalizowaną autokowariancję intensywności [1.4]:

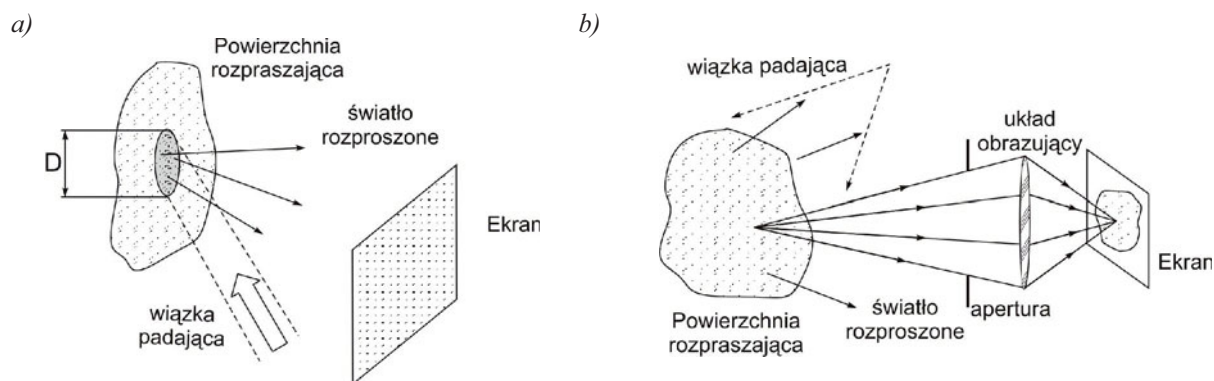
$$c^{(2)}(\delta\xi, \delta\eta) = \frac{\langle [I(\delta\xi, \delta\eta) - \langle I \rangle][I(\xi + \delta\xi, \eta + \delta\eta) - \langle I \rangle] \rangle}{\sigma^2}, \quad (1.5)$$

gdzie:

$\xi, \eta$  – współrzędne punktu w obrazie spekli,

Tak zdefiniowana funkcja  $c^{(2)}$  osiąga wartość maksymalną, równą jedności, gdy  $\delta\xi = \delta\eta = 0$  i zmierza do zera, dla nieskończonych wartości przemieszczeń  $\delta\xi, \delta\eta$ . Wartości przemieszczeń, dla których  $c^{(2)}$  osiąga określoną wartość (np. 1/2, 1/e) mogą być użyte do określenia średniego rozmiaru spekli.

Średni rozmiar plamek zależy tylko od konfiguracji układu, w którym są one obserwowane.



Rys. 1.4. Obserwacja plamek a) obiektywnych, b) subiektywnych [1.4].

Wyróżnia się dwa podstawowe przypadki (rys. 1.4):

- **plamki obiektywne (w polu dalekim)** – całe promieniowanie rozproszone na powierzchni chropowatej obserwowane jest na ekranie; rozmiar plamek zależy od rozmiaru oświetlonej powierzchni (np. średnicy  $D$ ), im większy obszar został oświetlony, tym więcej występuje elementów sumy dla każdego, obserwowanego punktu, a tym samym rozmiar plamek jest mniejszy; średni rozmiar plamek obiektywnych dla wiązki Gaussowskiej wynosi [1.15]:



$$\langle \sigma_o \rangle = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \frac{\lambda z}{D}, \quad (1.6)$$

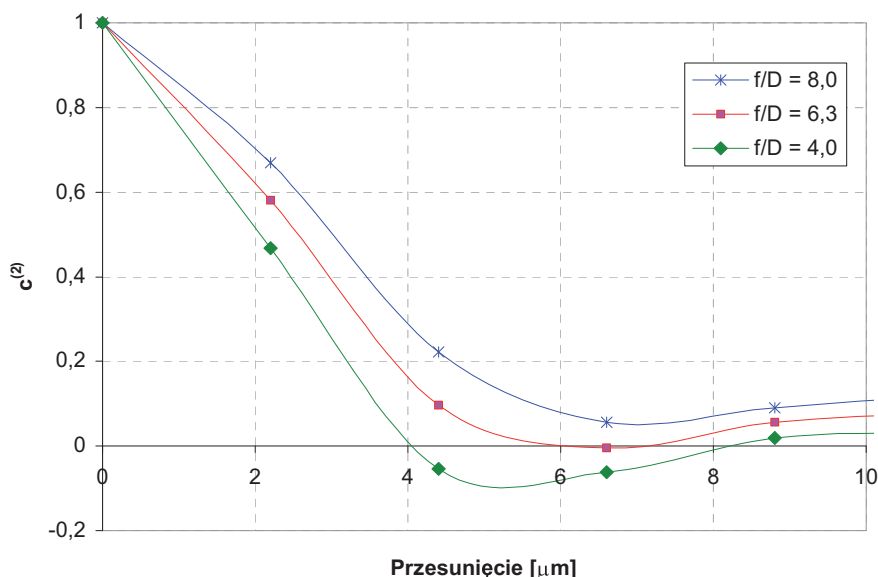
gdzie:  $z$  – odległość pomiędzy oświetlonym, rozpraszającym obiektem, a ekranem,

- **plamki subiektywne (obrazowe)** – pomiędzy powierzchnią rozpraszającą a ekranem umieszczony jest układ obrazujący, średni rozmiar plamek zależy od parametrów układu obrazującego: apertury (im mniejsza tym rozmiar plamek większy), ogniskowej, kształtu przesłony [1.16, 1.17]:

$$\langle \sigma_s \rangle = 1,22(1+m) \frac{\lambda f}{D}, \quad (1.7)$$

gdzie:  $f$  – ogniskowa układu obrazującego,  $D$  – jego apertura,  $m$  – powiększenie układu obrazującego,  $m = (b-f)/f$ ,  $b$  jest odległością między układem obrazującym a ekranem.

Plamki subiektywne obserwujemy np. patrząc nieuzbrojonym okiem na powierzchnię rozpraszającą (rozmiar plamek zależy od średnicy źrenicy). Z wyrażenia 1.7 wynika, że rozmiar spekli zależy bezpośrednio od stosunku  $f/D$ . Autor cyfrowym aparatem fotograficznym zarejestrował kilka obrazów rozpraszanej powierzchni (biała kartka papieru ksero) oświetlanej laserem He-Ne ( $\lambda = 632,8$  nm) dla kilku wartości  $f/D$ . Z obrazów tych wyodrębniono obszar (350 x 350 piksele), na którym widoczne były spekle. Jasność i kontrast zostały poprawione w programie graficznym, a następnie, korzystając z równania 1.5, w programie *Matlab*, obliczono wartości znormalizowanej autokowariancji intensywności. Wyniki dla przesunięcia wzdłuż jednej osi ( $\delta\eta = \text{const.}$ ) przedstawiono na rys. 1.5.



Rys. 1.5. Znormalizowana autokowariancja zarejestrowanych spekli subiektywnych.

Zbiór charakterystyk (rys. 1.5) jest praktyczną weryfikacją zależności 1.7 (im większy  $f/D$ , tym rozmiar spekli większy). Wyznaczając argument, dla którego wartość funkcji autokowariancji wynosi np.  $1/e$  można ocenić średni rozmiar spekli. Autor wykonał zdjęcia aparatem cyfrowym (*Canon, PowerShot S2*), w którym rozmiar piksela wynosi  $2,22 \mu\text{m}$

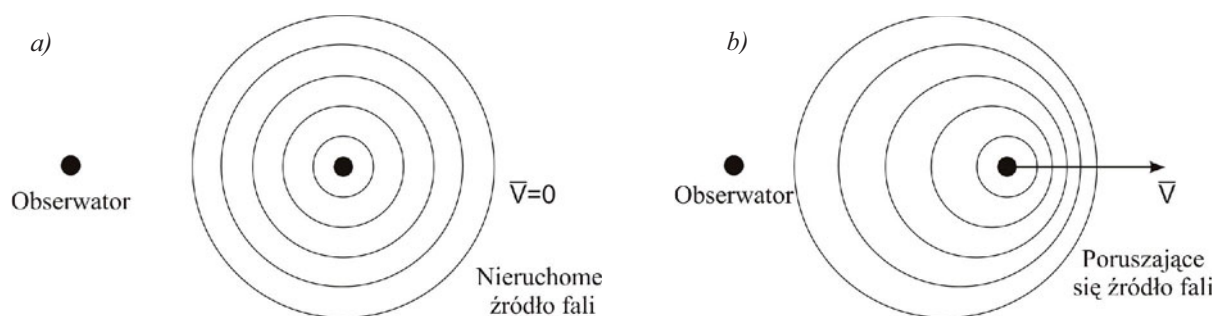
x 2,22  $\mu\text{m}$ . Przyjmując, że w układzie obrazującym  $b \approx f$  otrzymane wyniki są zbliżone do średnich rozmiarów spekli określonych zależnością 1.7.

Występowanie efektu spekli podczas oświetlania obiektu optycznie chropowatego powoduje znaczne trudności w analizie światła rozproszonego. Jest to szczególnie uciążliwe w układach, gdzie światło analizuje się punktowo, na przykład w wibrometrii laserowej. Jakikolwiek ruch obiektu rozpraszającego, bądź fotodetektora powoduje fluktuacje amplitudy na jego wyjściu [1.18]. W podrozdziale 1.5 przedstawiono wyniki pomiarów, w których spekle odgrywają znaczącą rolę.

## 1.2. Dopplerowskie przesunięcie częstotliwości sygnałów

Zjawisko polegające na zmianie częstotliwości wywołane ruchem źródła sygnału względem obserwatora zostało opisane w 1842 roku przez *Christiana Dopplera*.

W przypadku fal wymagających do propagacji ośrodka, np. fal dźwiękowych, zmiana częstotliwości w przypadku poruszającego się źródła względem ośrodka z nieruchomym obserwatorem jest inna niż w przypadku nieruchomego źródła a poruszającego się względem niego obserwatora [1.19]. Dla fal elektromagnetycznych, które propagują się bez udziału ośrodka, istotna jest tylko względna prędkość źródła i obserwatora.



Rys. 1.6. Ilustracja efektu Dopplera.

Prostą ilustrację efektu Dopplera przedstawiono na rys 1.6. W przypadku nieruchomego źródła i obserwatora, obserwator rejestruje falę o długości tożsamej z długością fali źródła. Jeżeli źródło fali zacznie się oddalać, obserwator zauważy dłuższą falę.

Sytuację przedstawioną na rys. 1.6.b można rozpatrywać w dwóch układach odniesienia ( $S_1$  i  $S_2$ ), przedstawionych na rys. 1.7. Układ  $S_1$  jest w spoczynku, natomiast  $S_2$  porusza się ruchem jednostajnym, z prędkością  $u$ , wzdłuż osi  $X$ . W chwili początkowej układ  $S_2$  był tożsamy z układem  $S_1$ .

W układzie  $S_2$  źródło światła emituje fale kuliste, równania ich frontów falowych można zapisać w układzie  $S_1$ :

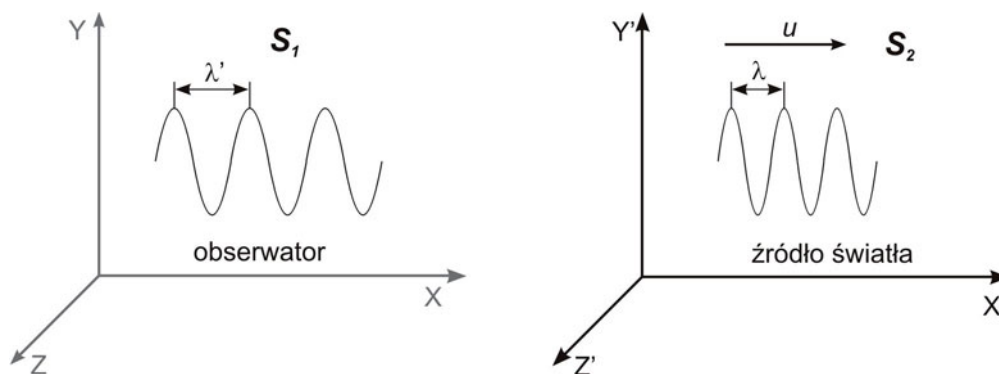
$$x^2 + y^2 + z^2 = c^2 t^2, \quad (1.8)$$

gdzie:  $c$  – prędkość światła,  $t$  – czas

oraz  $S_2$ :

$$x'^2 + y'^2 + z'^2 = c^2 t'^2. \quad (1.9)$$

Obydwa równania są spełnione, gdy zachodzą między nimi zależności opisane transformacjami *Lorentza* [1.20].



Rys. 1.7. Układ odniesienia dla poruszającego się źródła światła i nieruchomego obserwatora.

Korzystając z nich można wyznaczyć długość fali światła, jaką zarejestruje obserwator:

$$\lambda' = \frac{\lambda + uT}{\sqrt{1 - \left(\frac{u}{c}\right)^2}}, \quad (1.10)$$

gdzie:  $T$  – okres fali świetlnej emitowanej przez źródło.

Wiedząc, że:

$$T = \frac{\lambda}{c} \quad (1.11)$$

oraz przyjmując:  $\beta = \frac{u}{c}$  otrzymuje się:

$$\lambda' = \lambda \frac{1 + \beta}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (1.12)$$

Po przekształceniach uzyskuje się zależność między częstotliwością emitowanej i rejestrowanej fali świetlnej:

$$\nu' = \nu \frac{1 - \beta}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (1.13)$$

Zakładając  $u \ll c$  (prędkość ruchu źródła znacznie mniejsza od prędkości światła) zależność 1.13 upraszcza się do postaci:

$$\nu' = \nu(1 - \beta). \quad (1.14)$$

Zmiana częstotliwości rejestrowana przez obserwatora:

$$\Delta \nu = \nu' - \nu = -\nu \frac{u}{c} = -\frac{u}{\lambda}, \quad (1.15)$$

W układach interferometrycznych, które stanowiły przedmiot badań autora, rejestruje się wynik zdudniania światła rozproszonego na ruchomych obiektach z wiązką odniesienia. Zarówno źródło światła jak i detektor są nieruchome. Układ taki można traktować wówczas,

jako złożenie dwóch: ruchomego detektora i nieruchomego źródła oraz ruchomego źródła i nieruchomego detektora. Zmiana częstotliwości fali świetlnej, obserwowana przez detektor, będzie w tym przypadku dwa razy większa:

$$\Delta\nu = -2\frac{\overline{ul}}{\lambda}, \quad (1.16)$$

gdzie:  $l$  – wektor jednostkowy w kierunku obserwacji źródła światła.

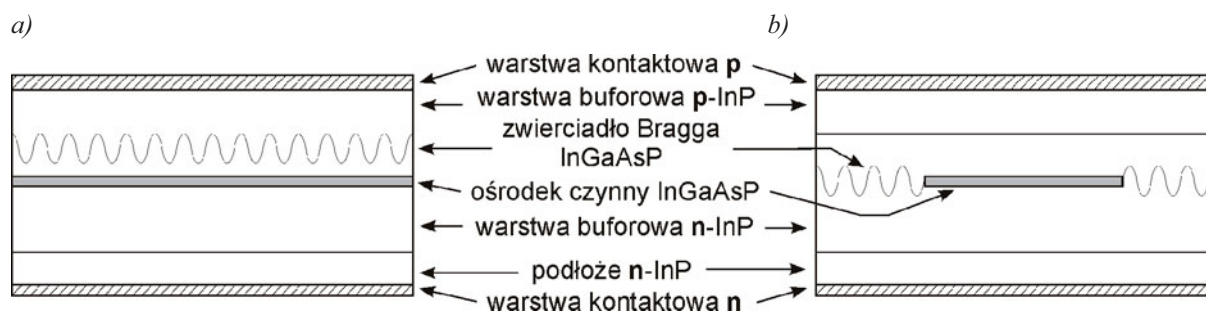
Zależność 1.16 jest fundamentalna w analizie światła rozproszonego na poruszających się obiektach. Zmiana częstotliwości zależy od długości fali zastosowanego lasera (tab. 1.1), im krótsza, tym większa zmiana częstotliwości przy tej samej prędkości źródła (lub obserwatora). Zależy również ona od kierunku obserwacji, w przypadku wibrometrii laserowej, odpowiedni układ pomiarowy umożliwia analizę drgań obiektu we wszystkich trzech osiach.

Tab. 1.1. Zmiana częstotliwości fali elektromagnetycznej wywołanej efektem Dopplera ( $u = 1$  m/s) dla kilku przykładowych laserów.

L.p.	Typ lasera	Długość fali $\lambda$ [nm]	Częstotliwość [THz]	$\Delta\nu$ (przy 1 m/s) [MHz]
1	Argonowy	457,9	654,7	4,37
2	He-Ne	632,8	473,7	3,16
3	Nd: YAG	1064	282	1,88
4	Telekomunikacyjny	1550	193,4	1,29
5	CO <sub>2</sub>	10 600	28,2	0,19

### 1.3. Źródła światła koherentnego

Podstawowym typem laserów stosowanych w optoelektronice są lasery półprzewodnikowe [1.21]. Ich zalety, takie jak: łatwość modulacji natężenia promieniowania, niewielkie napięcia zasilania, małe rozmiary, duże moce wyjściowe, spowodowały, że są one szeroko stosowane w wielu dziedzinach nauki i techniki. Parametry diod laserowych w dużej mierze zależą od konstrukcji rezonatora. Stosuje się w nich zwierciadła w postaci siatek dyfrakcyjnych albo struktur, nazywanych zwierciadłami Bragga (kilkanaście warstw dielektrycznych na przemian o większym i mniejszym współczynniku załamania, które zachowują się jak selektywne zwierciadła dielektryczne) [1.22]. Wyróżnia się dwa typy jednoczęstotliwościowych laserów półprzewodnikowych, których rezonator zbudowany jest ze zwierciadeł Bragga.



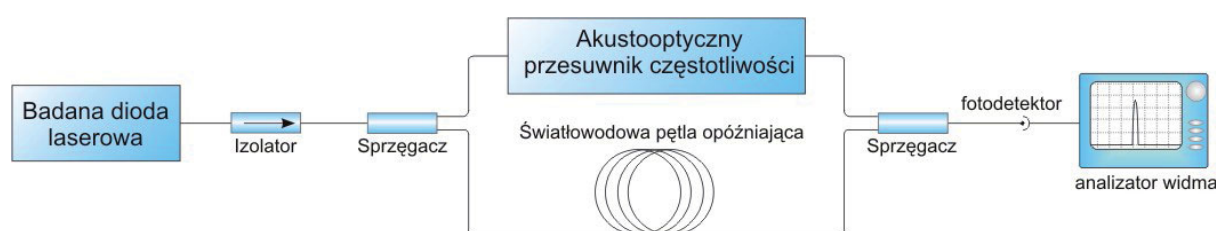
Rys. 1.8. Schemat budowy lasera półprzewodnikowego a) DFB, b) DBR [1.22].

Jeżeli cały ośrodek czynny jest zwierciadłem Bragga, wówczas są to diody z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym – **DFB** (*Distributed Feedback Bragg*), rys. 1.8a. Lasery, których rezonatory stanowią zwierciadła Bragga są laserami **DBR** (*Distributed Bragg Reflector*), rys. 1.8b [1.23].

Podstawowymi parametrami, określającymi przydatność danego źródła światła w układach interferometrycznych są: czas koherencji  $t_c$  i droga koherencji  $L_c$  emitowanego przez niego światła [1.24]. Wyznaczają one maksymalną różnicę dróg optycznych w interferometrze, przy której zachodzi interferencja. Są one związane z szerokością spektralną źródła  $\Delta\nu_s$ :

$$L_c \cong c \cdot t_c \cong \frac{c}{\Delta\nu_s}. \quad (1.17)$$

Szerokość linii spektralnej jednoczęstotliwościowych laserów półprzewodnikowych z selektywnymi rezonatorami jest rzędu kilku megaherców [1.21]. Pomiar wartości tego parametru wykonuje się różnymi metodami. Jeżeli szerokość spektralna źródła jest duża, to odczytuje się ją bezpośrednio z ekranu optycznego analizatora widma. W przypadku źródeł światła stosowanych w interferometrii metoda ta nie jest właściwa, ponieważ szerokości spektralne linii tych źródeł są znacznie mniejsze niż rozdzielczość optycznych analizatorów widma. W tym przypadku pomiarów dokonuje się metodami interferometrycznymi, głównie bazującymi na technice samohomodynowej lub samoheterodynowej [1.25]. Metody te polegają na zdudnieniu dwóch fal pochodzących z tego samego źródła, przy czym jedna z nich jest opóźniona względem drugiej o czas dużo większy od czasu koherencji badanego lasera. Spełnienie tego warunku oznacza, że interferujące fale są statystycznie niezależne. Szerokość widma sygnału interferencyjnego jest dwa razy szersza od szerokości spektralnej badanego lasera. W wersji homodynowej widmo skupione jest wokół częstotliwości 0 Hz. Technika heterodynowa polega na wprowadzeniu dodatkowego przesunięcia częstotliwości jednej z fal; pomiar nie jest zakłócony amplitudowymi szumami badanego źródła, a widmo skupione jest wokół przesuniętej częstotliwości. Układ do pomiaru szerokości spektralnej laserów półprzewodnikowych, zbudowany w grupie Elektroniki Laserowej i Światłowodowej Politechniki Wrocławskiej [1.26], przedstawiono na rysunku 1.9.



Rys. 1.9. Heterodynowy pomiar szerokości spektralnej [1.27].

Pętlę opóźniającą stanowiło kilka kilometrów światłowodu. W eksperymencie badano laserową diodę półprzewodnikową typu DBF. Zmierzona szerokość linii emisyjnej wynosiła 2 MHz, co odpowiada drodze koherencji  $L_c \cong 150$  m. Potwierdza to przydatność tych diod do interferometrii światłowodowej.

W swojej pracy badawczej autor używał czterech jednoczęstotliwościowych diod półprzewodnikowych typu DFB. Ich najważniejsze parametry zestawiono w tab. 1.2. Długość fal emitowanych  $\lambda_n$  przez diody laserowe powinny być zgodne ze standardem ITU (*International Telecommunication Union*) aby możliwe było ich stosowanie w systemach zawierających **WDM** (*Wavelength Division Multiplexing*). Długość emitowanej fali przez



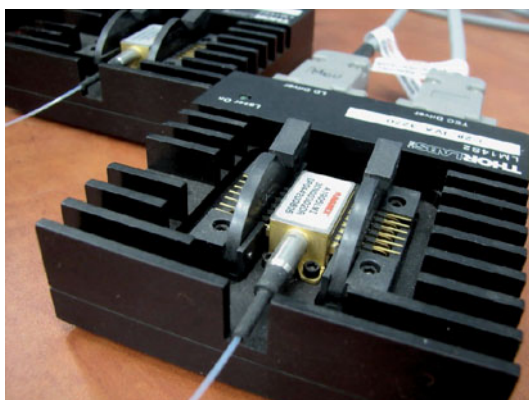
diodę DFB zależy od temperatury jej struktury. Producent diod, używanych przez autora w eksperymentach, podał parametr  $T_{wave}$ , który określa jaka powinna być temperatura struktury, aby dioda emitowała promieniowanie o długości fali zgodnym ze standardem ITU.

Tab. 1.2. Najważniejsze parametry diod sygnałowych używanych przez autora.

L.p.	Typ	$\lambda$ (T = 25°C) [nm]	$\lambda_n$ [nm]	$\Delta\nu_s$ [MHz]	$P_{max}$ [mW]	$I_{th}$ [mA]	$T_{wave}$ [°C]
1	3CN00302DR	1548,48	1549,32	2	30	18,5	33,70
2	3CN00410DT	1550,56	1550,12	2	20	21,4	20,42
3	3CN00302DV	1551,24	1550,92	2	30	14,6	21,70
4	3CN00302DX	1551,40	1551,72	2	30	11,9	28,30

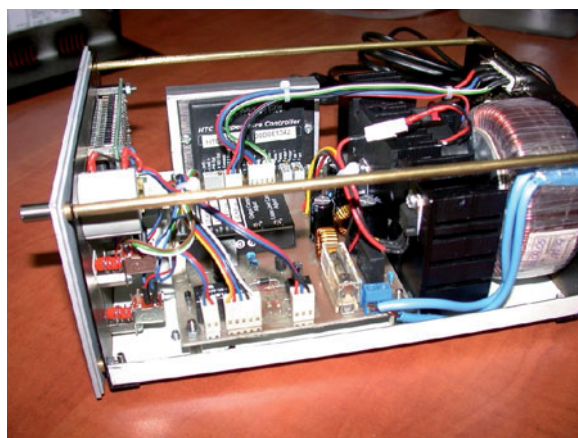
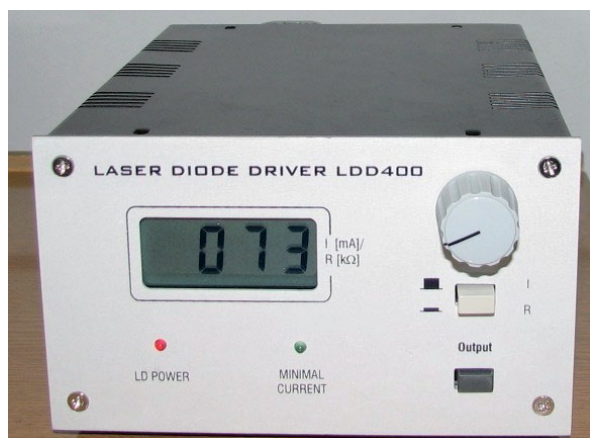
$I_{th}$  – prąd progowy,

Aby możliwa była regulacja i stabilizacja temperatury struktury tych diod, w jednej obudowie typu *butterfly* oprócz diody znajdują się: element Peltiera, termistor, fotodioda. Na rys. 1.10 przedstawiono zdjęcie demonstrujące jedną z diod umieszczoną w specjalizowanej podstawie.



Rys. 1.10. Dioda DFB w obudowie typu *butterfly* zamontowana w podstawie.

Sterowanie elementem Peltiera, zasilanie diody, odczyt temperatury realizowane jest za pośrednictwem dwóch złączy DB-9, w które zaopatrzona jest podstawa.



Rys. 1.11. Sterownik do zasilania diod laserowych.

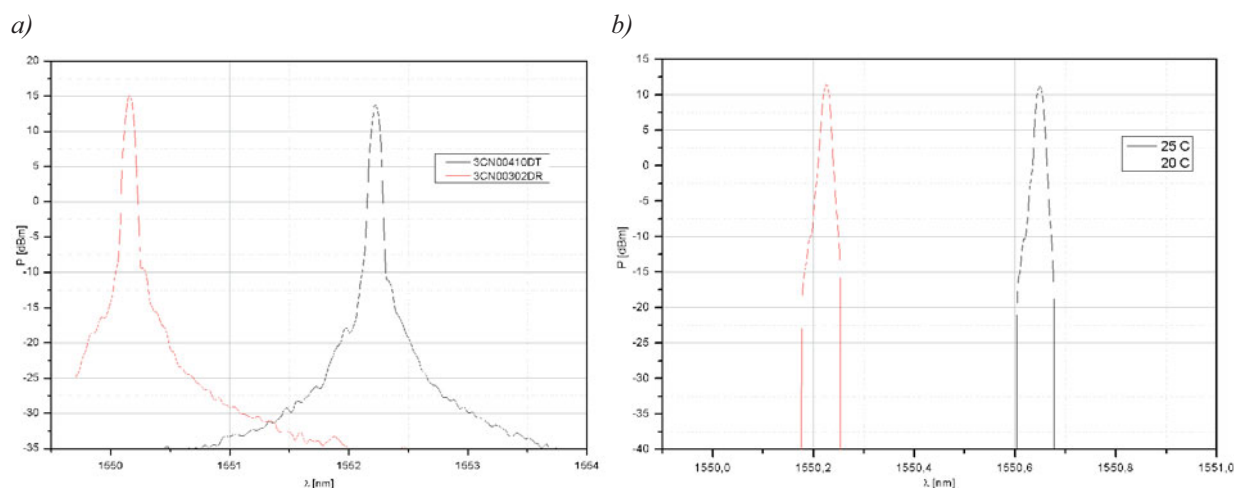
Diody laserowe wymagają specjalnych układów zasilania, które przede wszystkim powinny się charakteryzować niskimi szumami, brakiem zakłóceń impulsowych, układem miękkiego startu. Są one niezwykle czułe na wyładowania elektrostatyczne – **ESD** (*Electrostatic Discharge*) [1.27]. Autor zaprojektował i wykonał sterowniki zasilające (rys. 1.11) wszystkie używane diody laserowe (sygnałowe i pompujące), wykorzystując moduły: sterowników diod laserowych (LDD200-1P firmy Wavelength) oraz kontrolerów temperatury (HTC3000 Wavelength) [1.28]. W tabeli 1.3 zestawiono najważniejsze parametry wykonanych sterowników.

Tab. 1.3. Najważniejsze parametry sterowników diod laserowych LDD400

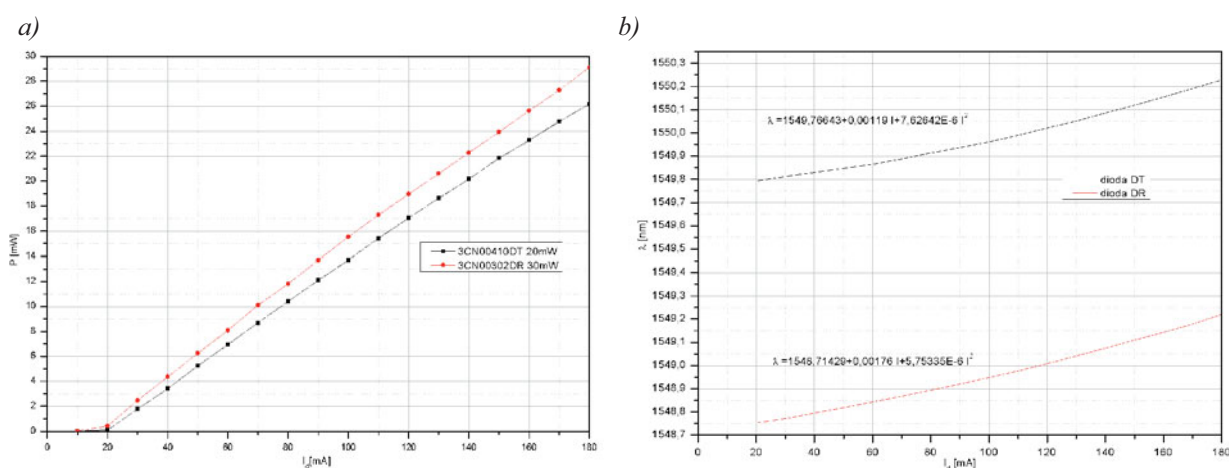
Parametr lub funkcja	Wartości lub opis
Maksymalny prąd diody $I_{max}$	Regulowany, w przedziale od 0 – 400 mA.
Regulacja prądu diody	Płynna w przedziale 0 - $I_{max}$ , regulacja potencjometrem dziesięcioobrotowym.
Maksymalny prąd ogniwa Peltiera	Regulowany skokowo, poprzez odpowiednie ustawienia zwerek (opis dostępny po zdjęciu obudowy), wartości: 1 A, 2 A, 3 A.
Regulacja prądu płynącego przez czujnik temperatury zintegrowany z diodą	Płynna, w przedziale 0 – 10 mA – możliwa współpraca z różnymi typami czujników temperatury.
Dokładność stabilizacji temperatury (wartość podana przez producenta)	0,001 °C
Pomiar prądu diody	Wartość prądu płynącego przez diodę podawana jest na wyświetlaczu LCD z dokładnością do 1 mA.
Pomiar temperatury struktury diody	Pośrednio, wyświetlana wartość jest spadkiem napięcia na czujniku pomiarowym. Dla termistora o wartości rezystancji $R(T = 25^{\circ}\text{C}) = 10 \text{ k}\Omega$ , wartości wskazywane na wyświetlaczu są jego rezystancją termistora w $\text{k}\Omega$ .
Dodatkowe zabezpieczenia przed skokową zmianą prądu diody	Oprócz układu miękkiego startu, autor zastosował zabezpieczenie polegające na tym, że po włączeniu sterownika, dopóki suwak potencjometru nie będzie znajdował się w położeniu właściwym dla minimalnej wartości prądu diody układ zabezpieczenia nie załączy sterownika diody, a tym samym nie będzie płynął przez nią prąd.
Dodatkowe zabezpieczenia przez wyładowaniami elektrostatycznymi ESD	Po wyłączeniu sterownika anoda z katodą diody laserowej jest zwierana przez tranzystor unipolarny z kanałem wbudowanym.
Dostępne tryby pracy diody laserowej	Sterownik umożliwia tryb pracy ze stałym prądem diody oraz ze stałą mocą (w tym przypadku w pętli sprzężenia zwrotnego znajduje się fotodioda, która jest umieszczona w jednej obudowie z diodą laserową).

Zmontowany, kompletny sterownik został wstępnie przetestowany z wykorzystaniem obciążenia zastępczego (zgodnie z zaleceniem producenta modułów) złożonego z dwóch diod i rezystora  $1 \Omega$  połączonych szeregowo [1.28]. Po upewnieniu się, że sterownik działa poprawnie podłączono do niego diodę laserową. Przykładowe charakterystyki widmowe dla diod typu DR i DT (pozycja 1 i 2 w tab. 1.2) pokazano na rys. 1.12a. Na rys. 1.12b zaprezentowano charakterystyki widmowe diody DR w dwóch różnych temperaturach.

Z przeprowadzonych badań wynika, że termiczne przestrajanie powoduje zmianę długości emitowanej fali około  $0,1 \text{ nm}/^{\circ}\text{C}$ . Przebadano również zależność mocy emitowanego światła od prądu płynącego przez diodę (rys. 1.13a). Na rys. 1.13b pokazano jak zmienia się długość emitowanej fali w zależności od prądu płynącego przez diodę, przy włączonej stabilizacji temperatury podłoża.



Rys. 1.12. Przykładowe charakterystyki widmowe diod: a) dwie diody, ta sama temperatura struktury, b) charakterystyka diody DR dla dwóch różnych temperatur, przy prądzie diody  $I_d = 180$  mA.



Rys. 1.13. Moc diody (a), długość emitowanej fali (b) w zależności od prądu diody.

Długość fali emitowanej przez diody DFB zależy od prądu zasilania. Wzrasta ona o około 0,45 nm przy zmianie wartości prądu od 20 mA do 180 mA. W systemach WDM może spowodować to wyjście poza okno transmisyjne danego kanału.

#### 1.4. Kolimatory światłowodowe

W wielu podzespołach stosowanych w technice światłowodowej (izolatory, cyrkulatory, tłumiki, multipleksery WDM, itp.) fale elektromagnetyczne propagowane są nie tylko w światłowodzie. Konieczne jest w nich odpowiednie wyprowadzenie i wprowadzenie światła do światłowodu. Również w urządzeniach pomiarowych wykorzystujących technikę światłowodową (np. wibrometr laserowo–światłowodowy) występuje problem interfejsu światłowód – wolna przestrzeń.

Wprowadzanie i wyprowadzanie światła bezpośrednio ze światłowodu charakteryzuje się dużą stratnością. Efektywność sprzężenia poprawia się stosując dodatkowe układy optyczne, które odpowiednio kształtują wiązkę światła wychodzącego ze światłowodu lub do niego wchodzącego. W najprostszym przypadku składa się on z soczewki skupiającej, w której ognisku umieszcza się czoło obciętego światłowodu. Wady tego rozwiązania to między innymi: duże rozmiary, potrzeba precyzyjnego pozycjonowania elementów. Znacznie lepszym interfejsem między układem światłowodowym a wolną przestrzenią są kolimatory

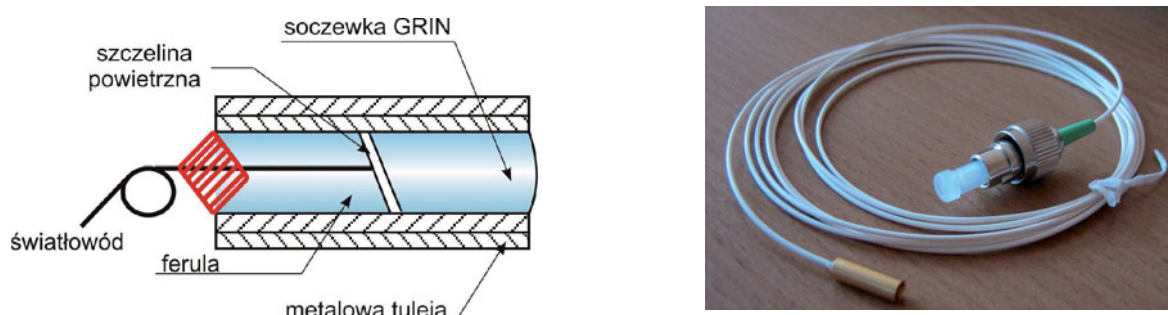


światłowodowe [1.29]. Najważniejszym elementem kolimatora światłowodowego jest soczewka **GRIN** (*Gradient Refraction INdex*). Rozkład współczynnika załamania w przekroju poprzecznym takich soczewek opisywany jest wyrażeniem [1.30]:

$$n_r = n_0 \left( 1 - \frac{Ar^2}{2} \right), \quad (1.18)$$

gdzie:  $r$  – odległość od osi soczewki,  $A$  – stała,  $n_0$  – współczynnik załamania w osi.

Budowę kolimatora światłowodowego oraz zdjęcie kolimatora używanego w eksperymentach autora przedstawiono na rys. 1.14.



Rys. 1.14. Kolimator światłowodowy.

Zazwyczaj pomiędzy światłowodem a soczewką GRIN zostawia się niewielką (około  $1\mu\text{m}$ ) szczelinę powietrzną, która zmniejsza niepożądane odbicia wsteczne.

Kolimatory światłowodowe są produkowane również jako dwuświatłowodowe. Ich konstrukcja podobna jest do jednoświatłowodowych, różnica polega na tym, że w pobliżu soczewki GRIN znajdują się dwa światłowody, z których jeden może służyć jako wejście a drugi wyjście. Odległość, w której wiązki z obu światłowodów spotykają się jest niewielka, rzędu kilku milimetrów.

Najważniejszym parametrem kolimatorów światłowodowych jest roboczy zakres pracy – **WD** (*working distance*). Określa on położenie punktu (odległość od czoła kolimatora), w którym wiązka wychodząca z kolimatora ma najmniejszą średnicę. Innymi parametrami, podawanymi przez producentów kolimatorów są: straty mocy światła przy przejściu przez kolimator (**IL** – *Insertion Loss*), współczynnik odbicia od kolimatora (**RL** – *Return Loss*), średnica wiązki, rozbieżność wiązki.

Autor dysponował kilkoma rodzajami kolimatorów, tego samego producenta, ich parametry zamieścił w tab. 1.4.

Tab. 1.4. Podstawowe parametry kolimatorów, którymi dysponował autor.

Nr zestawu kolimatorów	WD [mm]	IL [dB]	RL [dB]	Maksymalna średnica wiązki [mm]	Rozbieżność wiązki [deg]
1	20	0,15	> 65	0,50	0,2
2	100	0,20	> 65	0,50	0,2
3	300	0,50	> 60	0,90	0,1

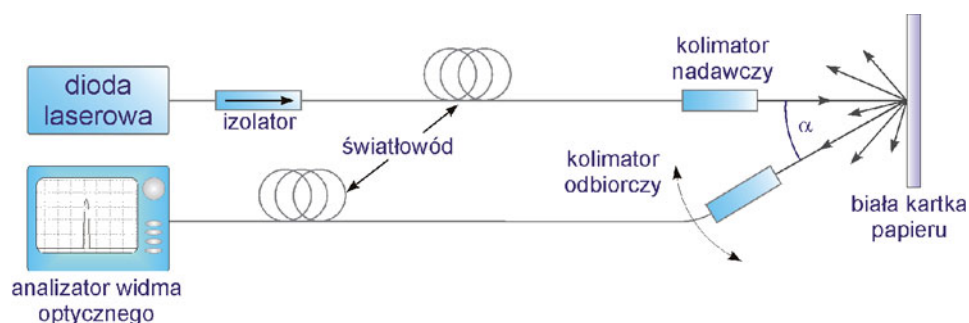
Wszystkie kolimatory, które autor używał do badań sprzężone są z jednomodowym światłowodem zakończonym złączem kątowym FC/APC.

## 1.5. Pomiary charakterystyk rozpraszania

Eksperymenty dotyczące analizy światła rozproszonego autor rozpoczął od badań, których celem było ustalenie przede wszystkim:

- efektywności zastosowania interfejsu: światłowód – wolna przestrzeń – obiekt rozpraszający – wolna przestrzeń – światłowód, zbudowanego z wykorzystaniem kolimatorów światłowodowych,
- wartości mocy powracającej do układu w funkcji odległości pomiędzy układem nadawczo – odbiorczym a obiektem rozpraszającym oraz wzajemnego ustawienia kolimatorów: nadawczego i odbiorczego,
- wpływu efektu speklki na wyniki pomiarów.

Badania wyżej wymienionych zależności zostały przeprowadzone z wykorzystaniem zaprezentowanych wcześniej półprzewodnikowych źródeł światła koherentnego oraz kolimatorów. Zestawiono układ pomiarowy, którego schemat przedstawiony został na rys. 1.15 [1.31].



Rys. 1.15. Układ do pomiaru charakterystyk rozpraszania

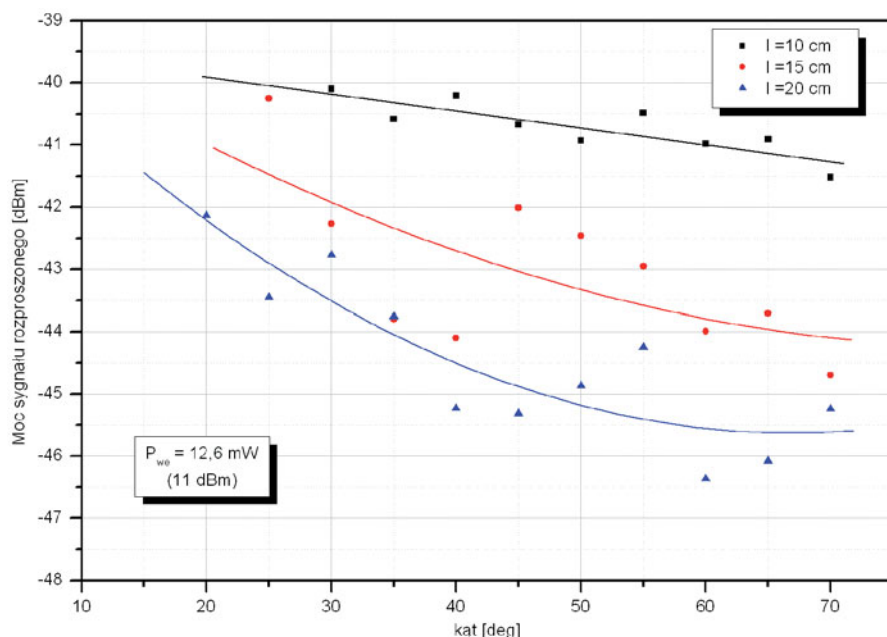
Przedstawiony (rys. 1.15) izolator jest elementem wbudowanym w obudowę diody laserowej, autor celowo zaznaczył jego obecność, gdyby dioda nie była wyposażona w wewnętrzny izolator, w celu zapobieżenia powrotu mocy do lasera, należałoby zastosować izolator zewnętrzny. Układ nadawczo – odbiorczy złożony z kolimatorów światłowodowych, dla których  $WD = 100 \text{ mm}$ , został umieszczony na precyzyjnych stolikach  $X$ – $Y$ – $Z$  wyposażonych w śruby mikrometryczne. Obiektem rozpraszającym była biała kartka papieru ksero (standard przyjęty przy badaniu rozpraszania w dziedzinie wibrometrii laserowej). W eksperymencie źródłem światła była dioda DR. Moc na wyjściu kolimatora nadawczego wynosiła około 11 dBm (13 mW).

Zmierzono moc sygnału powracającego do kolimatora odbiorczego po rozproszeniu w funkcji kąta pomiędzy kolimatorami. Pomiarów przeprowadzono dla kilku ustalonych odległości pomiędzy kolimatorami a obiektem rozpraszającym. Dla każdego punktu pomiarów wykonano trzykrotnie, przy czym każdorazowo ustawiano stolik i regulowano śrubami mikrometrycznymi położenie kolimatora odbiorczego tak, aby uzyskać maksymalną moc sygnału rozproszonego powracającego do kolimatora. Otrzymane wyniki pomiarów następnie uśredniono (rys. 1.16).

Na podstawie charakterystyk przedstawionych na rys. 1.16 można wyciągnąć następujące wnioski:

- moc powracająca do układu jest niewielka, rzędu dziesiątych części  $\mu\text{W}$ , a tłumienie wynosi około 50 dB,
- dla odległości pomiędzy kolimatorem a obiektem rozpraszającym równej  $WD$  (10 cm) moc sygnału powracającego do układu najmniej zależy od kąta  $\alpha$ ,
- duże rozrzuty zmierzonej mocy powracającej do układu są spowodowane speklami, pomimo uśredniania wyników pomiarów są one znaczne,

- moc sygnału powracającego przy odległości: kolimator – obiekt równej WD nawet dla dużych kątów, rzędu 70°, jest porównywalna z wartościami dla kątów rzędu 30°.



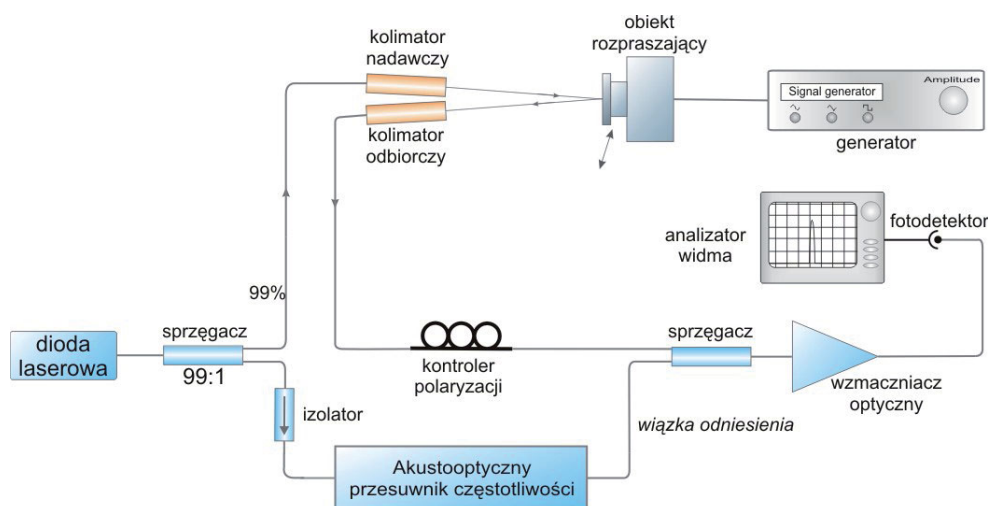
Rys. 1.16. Moc powracająca do układu po rozproszeniu w zależności od kąta pomiędzy kolimatorami.

Stosunkowo mały wpływ kąta  $\alpha$ , przy odległościach porównywalnych z WD kolimatorów, na moc powracającą do układu jest ważną informacją przy projektowaniu i budowie systemów analizujących drgania obiektu w trzech osiach, w których odpowiednie ustawienie kolimatorów daje możliwość uzyskania informacji o wszystkich składowych ruchu.

Powyższe wyniki badań skłoniły autora do dalszych analiz, których celem było zbadanie czy moc światła rozproszonego powracającego do układu jest wystarczająco duża oraz jaki jest wpływ spekli na stosunek sygnał/szum. Pomiary przeprowadzono w układzie przedstawionym na rysunku 1.17 [1.32]. Światło z diody laserowej (dioda DR o mocy 30 mW) jest rozdzielane na dwie wiązki: pomiarową, stanowiącą 99% mocy źródła oraz odniesienia. Wiązka pomiarowa oświetla obiekt poprzez kolimator nadawczy. Wiązka odniesienia doznaje przesunięcia w częstotliwości o wartość  $f_p = 40$  MHz w akustooptycznym przesuwniku. Światło rozproszone na obiekcie przez kolimator odbiorczy jest wprowadzane do światłowodu. Następnie przechodzi przez kontroler polaryzacji i wchodzi do sprzęgacza (zastosowano sprzęgacz o stopniu podziału: 90/10, w tym przypadku 90% na wyjściu sprzęgacza stanowi światło rozproszone), gdzie doprowadzona jest również przesunięta w częstotliwości wiązka odniesienia. Obie wiązki prowadzone wspólnym światłowodem są wzmacniane we światłowodowym wzmacniaczu optycznym (opisanym w rozdziale 2). Wyjście wzmacniacza połączone jest z fotodetekтором. W wyniku interferencji na elektrycznym analizatorze widma otrzymuje się prążek o częstotliwości  $f_p$ . Amplituda sygnału obserwowanego na analizatorze widma zależy od natężenia składowej interferencyjnej  $I_I$ , która wynosi [1.1]:

$$I_I = 2\sqrt{I_1 I_2} \cos[\Omega t + \Delta\varphi(t)], \quad (1.19)$$

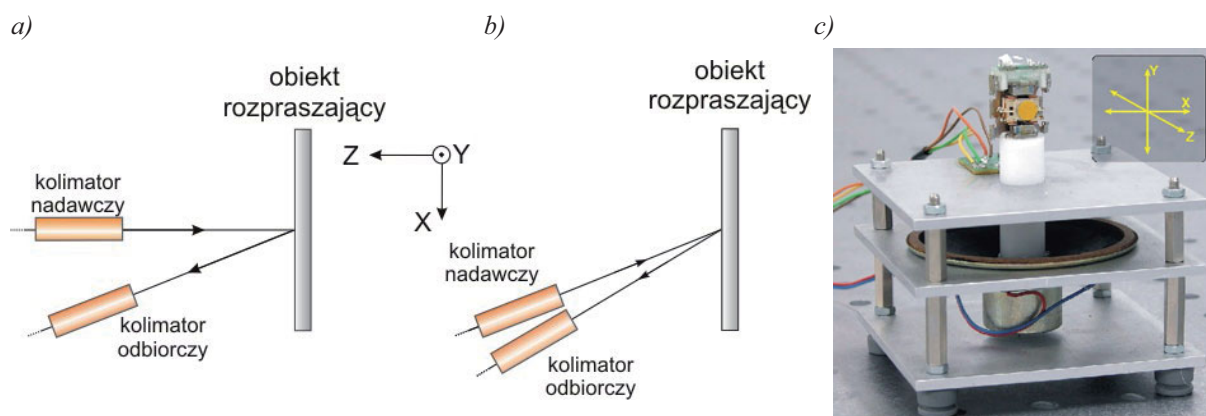
gdzie:  $I_1, I_2$  – natężenie światła odpowiednio: wiązki odniesienia i pomiarowej,  $\Omega = 2\pi f_p$  ( $f_p$  – częstotliwość przesunięcia – 40 MHz),  $\Delta\varphi$  – różnica faz fal składowych.



Rys. 1.17. Heterodynowy układ do pomiaru światła rozproszonego.

Badania przeprowadzono dla dwóch różnych powierzchni rozpraszających: białej kartki papieru oraz naklejki retrorefleksyjnej. Obie powierzchnie rozpraszające zostały przetestowane w dwóch różnych konfiguracjach układu nadawczo – odbiorczego (rys. 1.18). W pierwszej konfiguracji kolimator nadawczy został ustawiony prostopadłe do obiektu rozpraszającego, natomiast odbiorczy ustawiono pod kątem  $20^\circ$  do nadawczego. W drugiej konfiguracji obydwie kolimatory zostały ustawione pod kątem  $20^\circ$  względem normalnej do obiektu rozpraszającego.

Na potrzeby tego i dalszych eksperymentów autor zbudował obiekt drgający w trzech wzajemnie prostopadłych osiach (rys. 1.18c). Wykorzystano w nim układ pozycjonowania soczewki z napędu CD-ROM, który zapewnia kontrolowane przemieszczenia w dwóch osiach ( $X$ ,  $Z$ ). Cały mechanizm spoczywa na membranie głośnika, który umożliwia przemieszczanie w trzeciej osi ( $Y$ ).

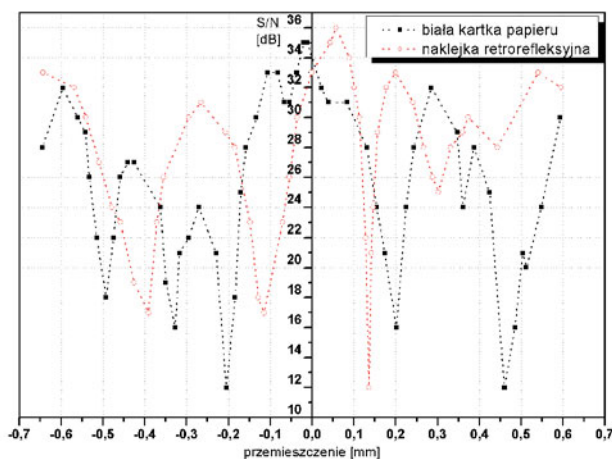


Rys. 1.18. Konfiguracje układów nadawczo – odbiorczych a) i b), obiekt drgający w 3 osiach z płaszczyzną rozpraszającą c).

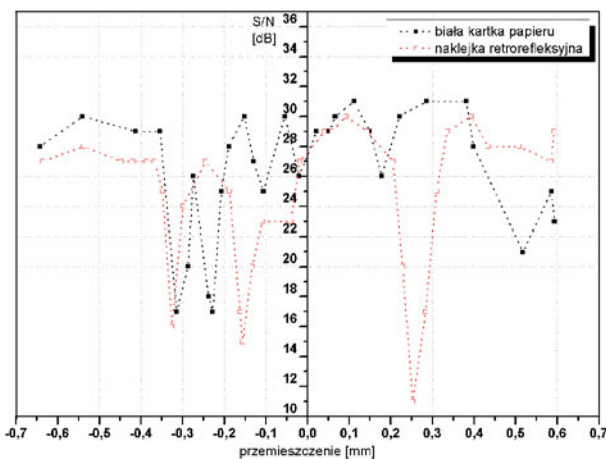
W eksperymencie rejestrowano (analyzerem widma elektrycznego) wartość stosunku sygnał/szum w zależności od położenia obiektu rozpraszającego. Obiekt ten przemieszczano zgodnie z kierunkiem  $X$  (rys. 1.18). Wybrano ten kierunek, ponieważ zmiana struktury powierzchni jest największa (taka sama zmiana jest również w osi  $Y$ ). Jeżeli obiekt przemieszcza się wzdłuż osi  $Z$  efekt speckli też występuje, ale jest dużo mniejszy (zostało to

zbadane przez autora, wyniki zamieszczono w dalszych rozdziałach dysertacji). Przemieszczanie obiektu odbywało się poprzez zmianę prądu płynącego przez odpowiednie, dla kierunku  $X$ , uzwojenie. Po zmianie położenia każdorazowo tak zmieniano stan polaryzacji (kontrolerem polaryzacji), aby uzyskać najlepszy stosunek sygnał/szum na analizatorze widma elektrycznego. Wyniki badań przedstawiono na rys. 1.19.

a)



b)



Rys. 1.19. Stosunek sygnał/szum w funkcji przesunięcia: a) układ z rys. 1.18. a, b) układ z rys. 1.18. b.

Nawet dla niewielkich przemieszczeń, rzędu ułamka milimetrów, obserwuje się duże wahania stosunku sygnał/szum w obydwu badanych układach. W pierwszym z nich dynamika zmian jest na poziomie 23 dB, w drugim 14 dB (w przypadku papieru). Zastosowanie naklejki retrorefleksyjnej nie jest wskazane, zwłaszcza w drugim z układów. Takie fluktuacje sygnału są niekorzystne w analizie promieniowania rozproszonego. Podczas przemieszczania się obiektu wzdłuż osi  $X$  sygnał obserwowany na wyjściu detektora jest silnie modulowany amplitudowo, miejscami praktycznie ginie w szumach.



## ROZDZIAŁ II

### PRZETWARZANIE SYGNAŁÓW OPTYCZNYCH

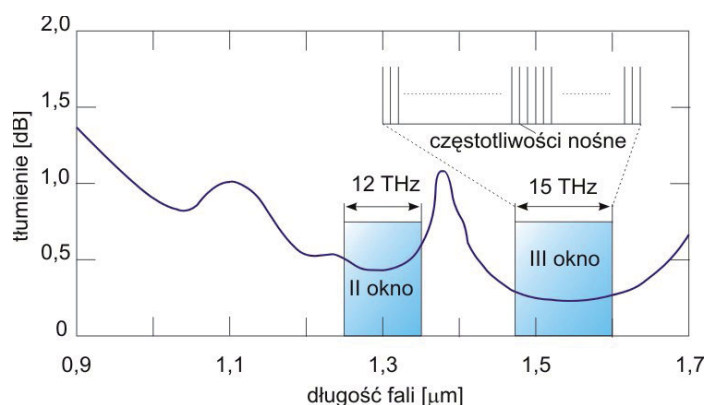
W rozdziale tym opisane zostały urządzenia i elementy światłowodowe, które w istotny sposób wpływają na parametry wibrometrów laserowo–światłowodowych. Opisana w pierwszej kolejności technika WDM umożliwia budowę wibrometrów wielokanałowych. Izolatory i cyrkulatory optyczne zapewniają propagację światła w określonym kierunku. Akustooptyczny modulator Bragga jest kluczowym podzespołem przy wykorzystaniu detekcji heterodynowej. Światłowodowy wzmacniacz optyczny EDFA służy do wzmocnienia małej mocy promieniowania rozproszonego.

#### 2.1. Filtrowanie sygnałów optycznych

Pomysł zastosowania światła do przesyłania informacji jest bardzo stary, ale dopiero w 1966 roku zaproponowano wykorzystanie do tego celu szklanych światłowodów [2.1]. Możliwości przesyłania informacji światłowodami, są ogromne, jednym włóknem można teoretycznie przesłać nawet  $10^7$  kanałów telewizyjnych [1.21]. W praktyce ilości przesyłanych informacji są mniejsze, głównie ze względu na dyspersję materiałową światłowodów. Obecnie szeroko stosowane są metody, które umożliwiają zwiększenie przepływu informacji przesyłanej jednym światłowodem: zwielokrotnianie z podziałem czasowym (*TDM – Time Division Multiplexing*), w której kanały są przesunięte między sobą w czasie oraz zwielokrotnianie z podziałem długości fali (*WDM – Wavelength Division Multiplexing*), gdzie każdemu kanałowi przypisuje się inną długość fali jako nośną optyczną.

W swoich badaniach autor wykorzystywał standardowe urządzenia stosowane w światłowodowej technice WDM (multipleksery i demultipleksery), dlatego dalsza część tego podrozdziału dotyczy tej techniki.

Na rysunku 2.1 przedstawiono zależność tłumienia światłowodu krzemionkowego w funkcji długości fali. Zaznaczono obszar wykorzystywany w technice WDM, w zakresie III okna telekomunikacyjnego.

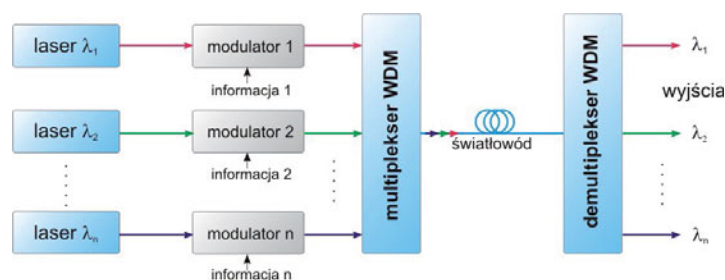


Rys. 2.1. Tłumienie światłowodu krzemionkowego z zaznaczonymi oknami telekomunikacyjnymi [2.2].

Koncepcja WDM została zaprezentowana w roku 1980 w postaci systemu, który używał do transmisji dwa kanały, pierwszy z zakresu II okna telekomunikacyjnego, drugi z zakresu III [2.2]. W latach osiemdziesiątych skupiono się na redukcji odstępów między kanałami,

wielokanałowy system z odstępem między kanałami mniejszym od 0,1 nm został zademonstrowany w roku 1990 [2.3].

Na rys. 2.2. przedstawiona została idea optycznego systemu telekomunikacyjnego ze zwielokrotnianiem z podziałem długości fal. Multiplekser WDM jest elementem wprowadzającym światło ze wszystkich wejść do jednego światłowodu, przy czym z danego wejścia multipleksersa na wyjście przechodzi tylko fala o określonej długości. Sygnały transmitowane jednym światłowodem docierają do demultipleksersa WDM, który rozdziela światło na poszczególne wyjścia.



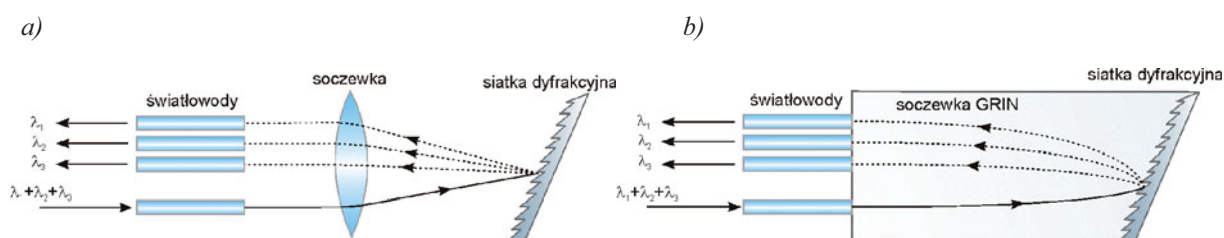
Rys. 2.2. Optyczny system transmisji WDM.

Pojemność systemów WDM zależy głównie od tego jak blisko kanały mogą być położone obok siebie. Minimalna odległość między nimi jest zdeterminowana pasmem transmitowanych sygnałów oraz przesłuchami między kanałami (przejście części mocy z jednego kanału do drugiego), które są spowodowane między innymi: rozbieżnościami przy produkcji multipleksersów i demultipleksersów, zmiennością długości fal emitowanych przez laserowe diody półprzewodnikowe [2.4], nieliniowe zjawiska zachodzące w światłowodach [2.5, 2.6].

Częstotliwości środkowe (długości fal) kanałów w systemach WDM zostały ustalone przez ITU (*International Telecommunication Union*). Przyjmują wartości z zakresu 186 – 196 THz, z odstępem 100 GHz (0,8 nm), (pasmo C i L w zakresie długości fal 1530 – 1612 nm) [2.2]. Obecnie stosowane są też systemy WDM z odstępem 50 GHz, 25 GHz i 12,5 GHz.

Multiplekser i demultiplekser WDM jest tym samym urządzeniem, nazwa wynika z funkcji, jaką pełni w układzie. Selektywność, jaką muszą się odznaczać te urządzenia (zwłaszcza demultiplekser) jest realizowana głównie na dwa sposoby.

Pierwszy sposób polega na wykorzystaniu efektów dyfrakcyjnych. W urządzeniach znajduje się element rozpraszający padające na niego światło, kąt pomiędzy wiązką padającą a rozproszoną zależy od długości fali [2.7]. Przykładowe konstrukcje takich demultipleksersów zostały pokazane na rys. 2.3.

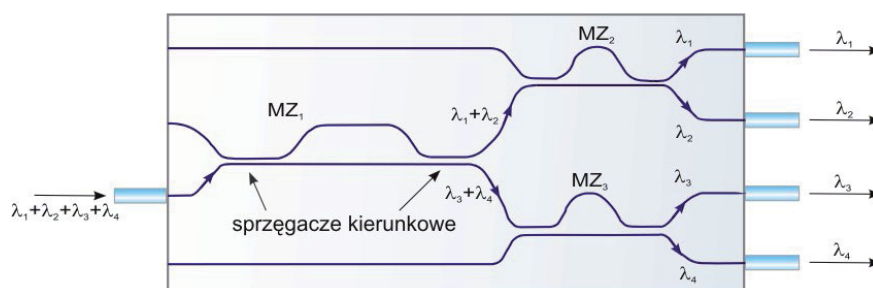


Rys. 2.3. Budowa demultipleksersa WDM z użyciem: a) standardowej soczewki, b) soczewki GRIN.

Zastosowanie soczewki typu GRIN upraszcza konstrukcję i umożliwia budowanie urządzeń bardziej kompaktowych. Soczewki mogą być wyeliminowane przez zastosowanie wklęsłej siatki dyfrakcyjnej. W urządzeniach WDM wykorzystujących siatki dyfrakcyjne

charakterystyka przenoszenia zależy od rozmiarów światłowodów: wejściowego i wyjściowych. Aby charakterystyka była płaska w obszarze przenoszenia średnica rdzenia musi być odpowiednio duża. Początkowo, z tego właśnie powodu, stosowano w tej technologii światłowody wielomodowe. Pierwszy 32 kanałowy system WDM, który mógł być sprzężony z jednomodowymi światłowodami, dzięki zastosowaniu mikrosoczewek, został zaprezentowany w 1991 r. Taka konstrukcja pozwala na zbudowanie multiplekserów o odległości pomiędzy kanałami rzędu 1 nm (dla 1550 nm) przy paśmie kanału 0,7 nm [2.8].

W drugiej metodzie wytwarzania multiplekserów WDM do zapewnienia selektywności wykorzystuje się efekty interferencyjne. Bazują one na interferometrach Mach – Zehndera (MZ), najczęściej stosowanych w technice światłowodowej [1.21]. Na rys. 2.4 przedstawiono czterokanałowy demultiplekser WDM wykonany w tej technologii [2.9].



Rys. 2.4. Budowa demultipleksera WDM bazującego na interferometrach Macha – Zehndera.

Przedstawiony na powyższym rysunku demultiplekser WDM składa się z trzech interferometrów Mach – Zehndera. Jedno z ramion interferometru jest dłuższe o  $\Delta L$  od drugiego. Opóźnienie spowodowane różnicą dróg optycznych wynosi:

$$t_d = \frac{\Delta L n}{c}, \quad (2.1)$$

gdzie:  $n$  – współczynnik załamania,  $c$  – prędkość światła w próżni.

Kształtowanie charakterystyki transmitancji takich demultiplekserów odbywa się poprzez odpowiedni dobór współczynników sprzężenia sprzęgaczy kierunkowych [2.10].

W swoich pracach badawczych autor stosował multipleksery i demultipleksery WDM głównie do celów:

- filtracji rozproszonego na obiekcie światła o różnych długościach fal w taki sposób, aby z określonego kolimatora do wspólnego światłowodu docierała tylko wiązka o jednej, określonej długości fali,
- sprzęgnięcia światła z kilku kolimatorów do jednego światłowodu, rozwiązanie to umożliwia np. wzmocnienie światła rozproszonego za pomocą jednego wzmacniacza światłowodowego,
- rozdzielania sygnałów optycznych na poszczególne detektory, to znaczy: każdy z użytych fotodetektorów będzie czuły tylko na określoną długość fali, umożliwi to wielopunktową pracę bez zakłóceń od sąsiednich źródeł światła, bądź jednoczesną detekcję drgań punktu w kilku osiach.

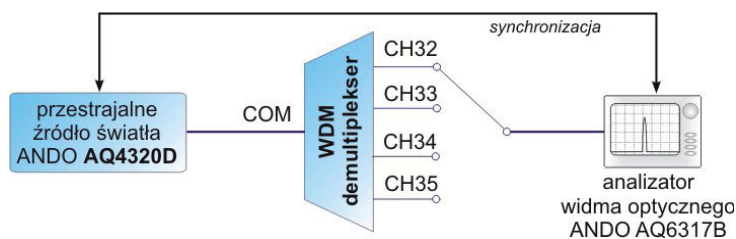
Autor dysponował dwoma multiplekserami WDM o czterech wejściach, ich podstawowe parametry (wyznaczone przez producenta w temperaturze  $T = 25 \text{ }^\circ\text{C}$ ) zostały zebrane w tab. 2.1.



Tab. 2.1 Podstawowe parametry multiplekserów WDM używanych do badań.

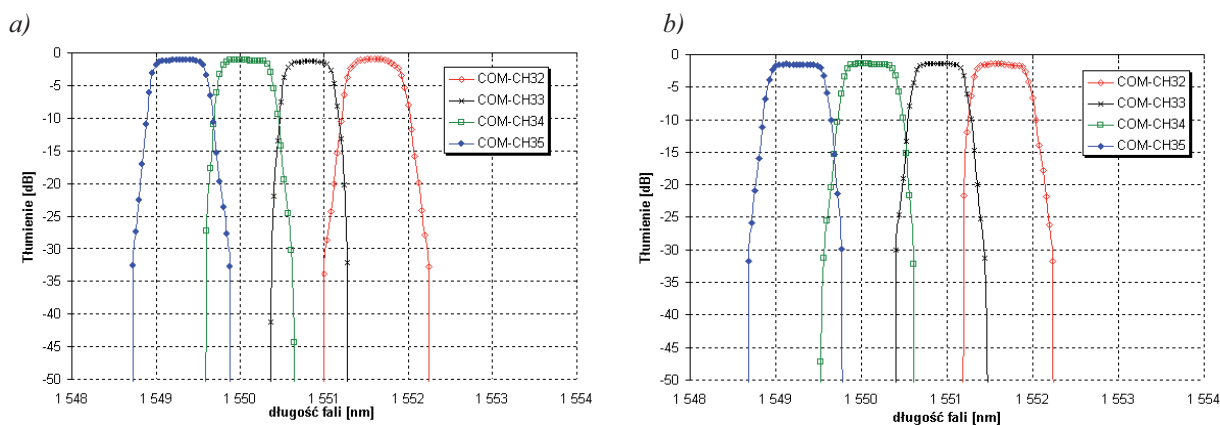
Kanał		Parametr	Długość fali dla centrum kanału [nm]	Straty wtrąceniowe [dB]	Szerokość kanału (-0,5 dB) [nm]	Maksymalne zafalowania w paśmie przenoszenia [dB]	Izolacja względem sąsiedniego kanału [dB]
S/N: 9000114198	CH32		1551,68	1,68	0,41	0,28	32,96
	CH33		1550,91	1,56	0,45	0,12	44,72
	CH34		1550,15	1,27	0,48	0,14	36,15
	CH35		1549,36	1,35	0,52	0,11	30,98
S/N: 9000114199	CH32		1551,66	1,45	0,47	0,37	36,25
	CH33		1550,95	1,38	0,48	0,10	37,10
	CH34		1550,12	1,49	0,48	0,19	40,70
	CH35		1549,26	1,38	0,52	0,15	31,76

Obydwa multipleksery zostały przebadane pod kątem możliwości użycia ich w wielopunktowych systemach analizy światła rozproszonego. Badania rozpoczęto od wyznaczania charakterystyk przejściowych (rys. 2.5).



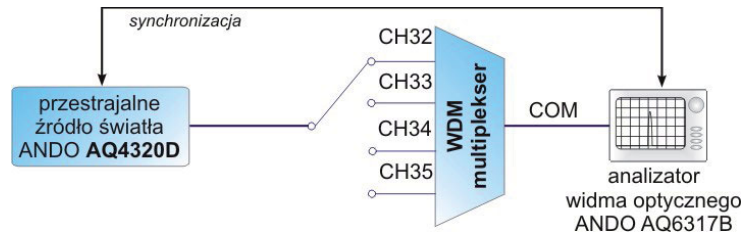
Rys. 2.5. Układ do badania charakterystyk przejściowych demultiplekserów WDM.

Na początku sprawdzono jakie jest tłumienie toru złożonego z trzech odcinków światłowodu zakończonych złączkami (wyznaczenie wartości tłumienia takiego prostego toru pozwoliło w późniejszych badaniach uwzględnić straty na złączkach). Przejrzyste źródło światła koherentnego zostało podłączone do wejścia COM (*Common*) demultipleksera. Zakres przesłajania źródła wynosił 1540 – 1560 nm, przesłajanie odbywało się z krokiem 0,04 nm. Źródło światła i analizator widma optycznego były ze sobą zsynchronizowane, pomiar odbywał się automatycznie w zadanym przedziale, z zadaną rozdzielczością. Zarejestrowano charakterystyki widmowe na wszystkich wyjściach demultiplekserów (rys. 2.6).

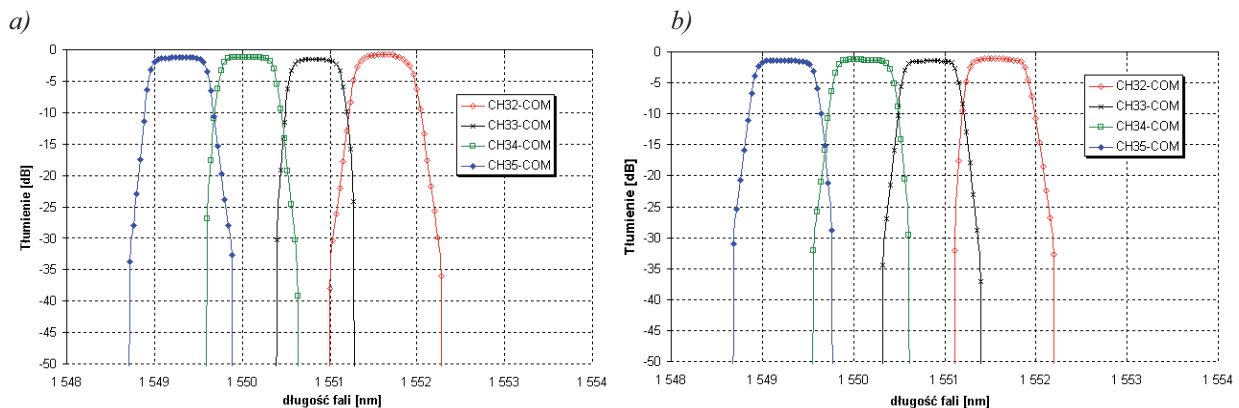


Rys. 2.6. Charakterystyki przejściowe demultiplekserów WDM: a) SN ... 198, b) SN ... 199.

W następnym kroku badano układy WDM w konfiguracji multiplekserów (rys. 2.7). Metodologia badań była bardzo podobna, różnica polegała jedynie na tym, że w tym układzie analizator był podłączony na stałe do wyjścia, a przestrajalne źródło podłączano do kolejnych wejść. Wyniki pomiarów zaprezentowano na rys. 2.8.



Rys. 2.7. Układ do badania charakterystyk przejściowych multiplekserów WDM

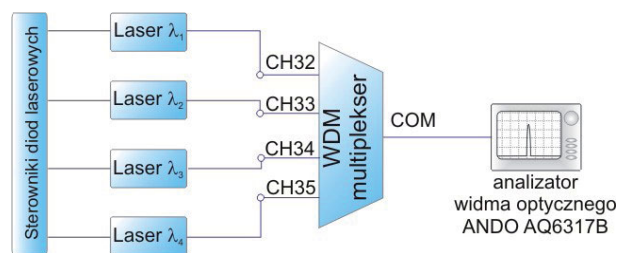


Rys. 2.8. Charakterystyki przejściowe multiplekserów WDM: a) SN ... 198, b) SN ... 199.

Z powyższych charakterystyk przejściowych wynika, że układy WDM, które autor używał do badań, są symetryczne; tłumienie i kształt charakterystyk nie zależy od kierunku przejścia fali świetlnej, są one takie same dla multipleksersa i demultipleksersa.

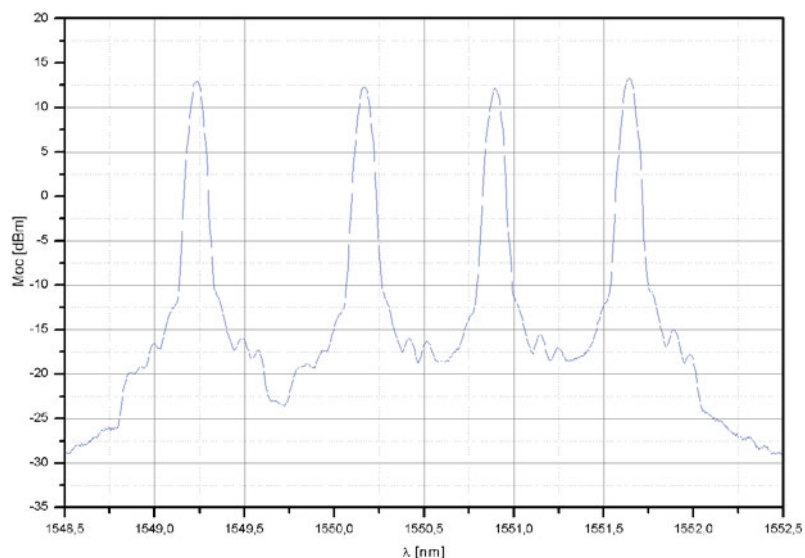
Płaski fragment charakterystyki w obszarze małego tłumienia jest korzystny w systemach, gdzie wiązka laserowa jest przesuwana w częstotliwości lub modulowana częstotliwościowo, ponieważ nie występuje tam dodatkowa modulacja natężenia światła. Wymagania dotyczące stabilności pracy lasera (zmiana długości emitowanej fali) są również w tym przypadku mniejsze, małe zmiany temperatury nie powodują fluktuacji mocy na wyjściu WDM.

Na podstawie wykreślonych charakterystyk oraz danych podanych przez producenta multiplekserów WDM (tab. 2.1) przestrojono termicznie laserowe diody półprzewodnikowe, tak, aby długość fali emitowanych przez nie odpowiadały kanałom WDM.



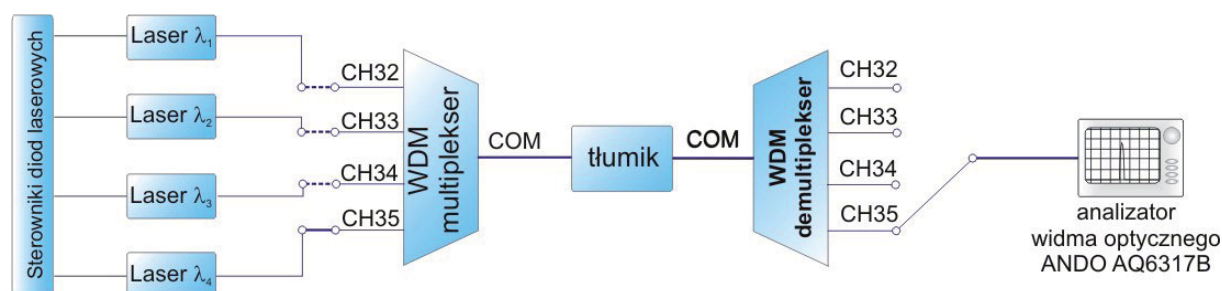
Rys. 2.9 Układ do sprawdzania dopasowania emitowanych długości fali do kanałów multipleksersa WDM.

Wykorzystano podany przez producenta diod parametr  $T_{\text{wave}}$  (tab. 1.2) oraz zależność rezystancji termistora (zintegrowanego w jednej obudowie z diodą) od temperatury. Praktycznie sprawdzono, czy emitowane długości fal są zgodne z kanałami transmisyjnymi WDM (rys. 2.9). Charakterystykę widmową na wyjściu COM multipleksera przedstawiono na rys. 2.10.



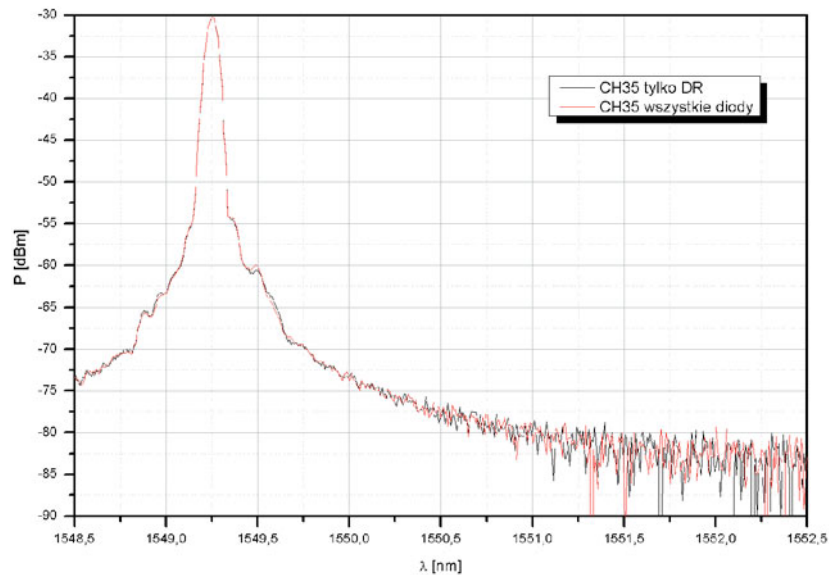
Rys. 2.10. Charakterystyka widmowa na wyjściu COM multipleksera w układzie z rys. 2.9.

Po dopasowaniu emitowanych długości fal do kanałów multipleksera WDM złożono układ przedstawiony na rys. 2.11. Wyjście COM multipleksera zostało podłączone poprzez tłumik do wejścia COM demultipleksera. Zastosowano tłumik w celu zbadania jak będzie zachowywał się układ w przypadku pracy z sygnałami o poziomach mocy jakie powracają do układu po rozproszeniu na obiekcie. Wartość tłumienia ustawiono na 45 dB. Do wyjścia CH35 demultipleksera podłączono analizator widma.



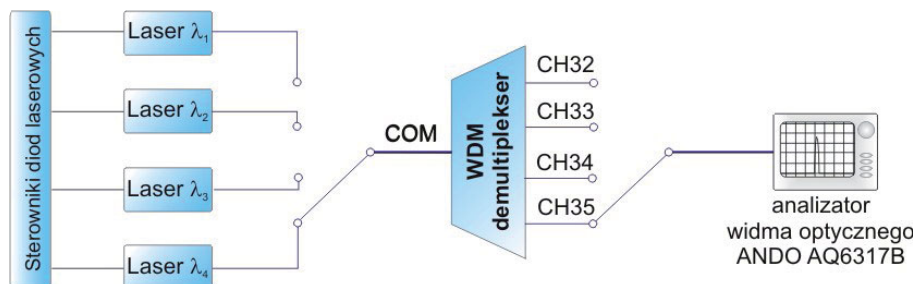
Rys. 2.11. Układ do pomiaru selektywności dla sygnałów o malej mocy.

Badania przeprowadzono dwuetapowo. Na początku do multipleksera podłączono tylko diodę, której długość fali była dopasowana do kanału CH35 (dioda DR). Zarejestrowano charakterystykę widmową. W drugim etapie zarejestrowano widmo w przypadku gdy wszystkie diody były podłączone do multipleksera (przerywana linia na rys. 2.11). Wyniki przedstawiono na rys. 2.12. Obie charakterystyki praktycznie pokrywają się, wpływ pozostałych źródeł światła jest znikomy, układ demultipleksera nadaje się do filtracji sygnałów rozproszonych.



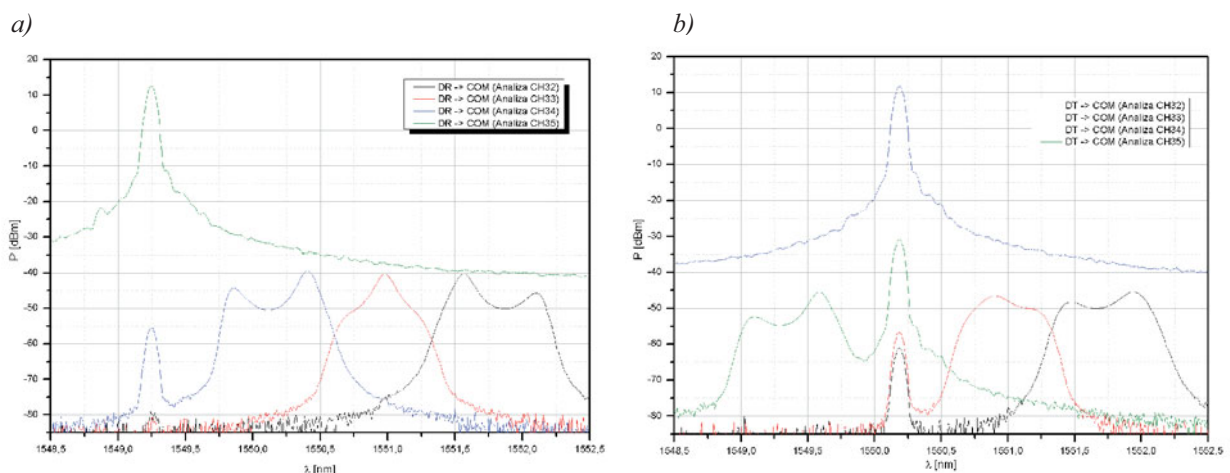
Rys. 2.12. Charakterystyki zarejestrowane na wyjściu CH35 demultipleksera dla dwóch różnych konfiguracji.

Badanie przesłuchów pomiędzy kanałami zbadano w układzie przedstawionym na rys. 2.13. Do wejścia COM demultipleksera podłączono diodę pracującą w jednym z kanałów WDM. Wykreślono charakterystyki widmowe na wyjściach CH32 – CH35. Na ich podstawie wyznaczono tłumienie multipleksera dla wyjść, które nie były dopasowane do źródła.

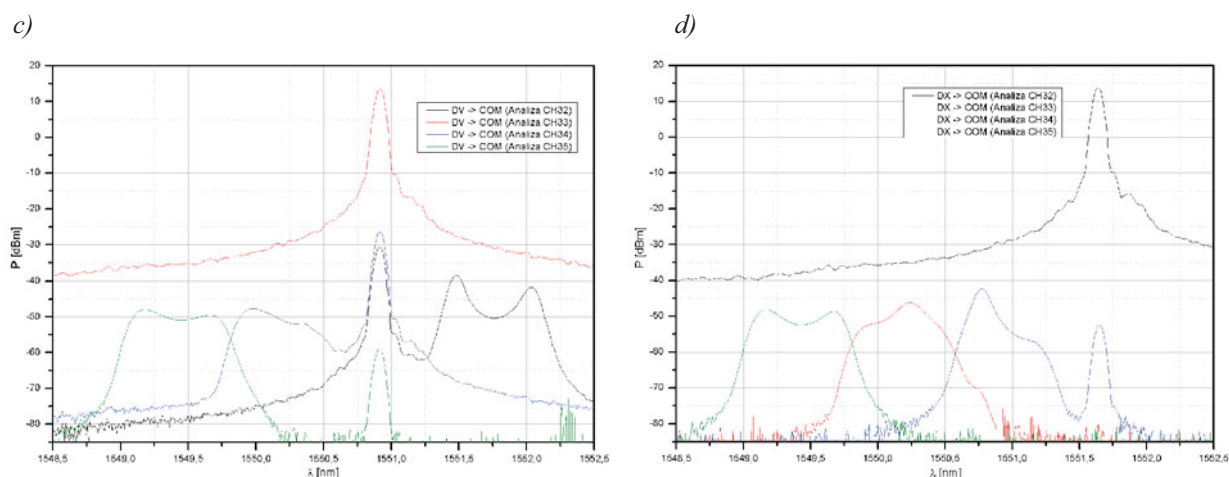


Rys. 2.13. Układ do pomiaru przesłuchów pomiędzy kanałami WDM.

Wyniki analiz zostały przedstawione na rys. 2.14. W każdym przypadku tłumienie w sąsiednich kanałach jest większe od 40 dB. Przesłuchy pomiędzy kanałami są na tyle małe, że badane układy multipleksera i demultipleksera powinny zapewniać skuteczne filtrowanie sygnałów w wielokanałowych światłowodowych systemach pomiarowych wykorzystujących światło rozproszone na obiekcie.

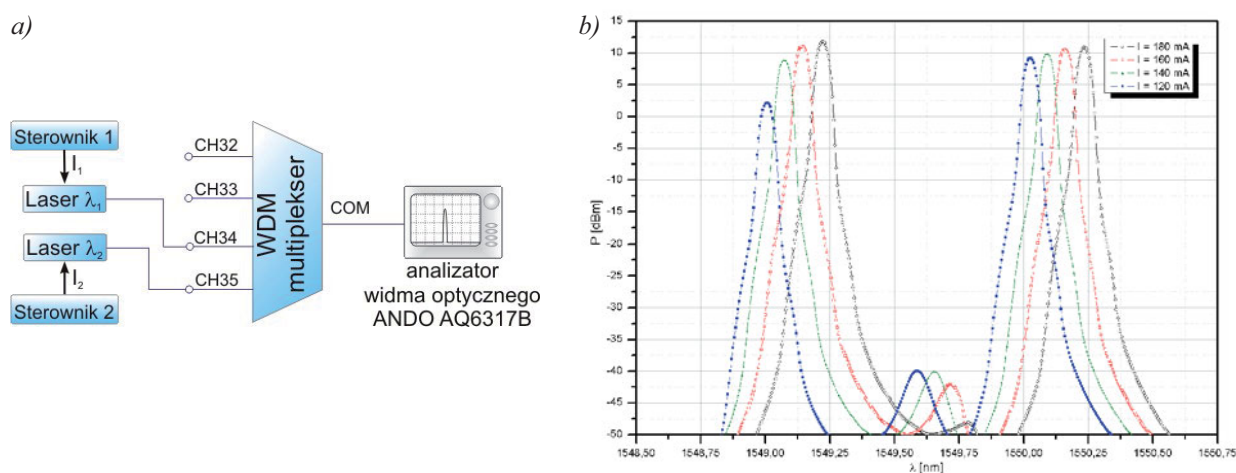






Rys. 2.14. Badanie przesłuchów pomiędzy kanałami, do wejścia COM podłączano odpowiednio diody: a) DR (CH35), b) DT (CH34), DV (CH33), DX (CH32).

Zmiana długości fali badanych diod (punkt 1.3) wywołana zmianą prądu zasilania (prąd progowy – prąd maksymalny) jest porównywalna z szerokością kanału (tab. 2.1) i może powodować niedopasowanie długości emitowanej fali do danego kanału WDM. Pokazane zostało to na rys. 2.15b, gdzie zaprezentowano charakterystyki widmowe otrzymane na wyjściu multipleksera WDM. Do jego wejścia podłączone zostały dwie diody (CH35 i CH34) zasilane prądami o różnych wartościach, przy czym przez obie diody w danej chwili płynął prąd o tej samej wartości (rys. 2.15a). Widać, że dla  $I_2 = 120$  mA (dioda DR, CH35) tłumienie multipleksera wzrasta, centrum emisyjne dla tej diody, przy tej wartości prądu, znajduje się na zboczu pasma kanału WDM.

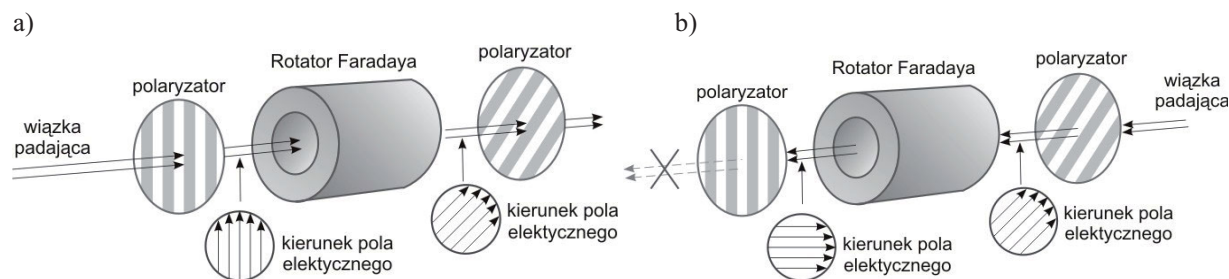


Rys. 2.15. Moc sygnału na wyjściu multipleksera, do wejścia podłączone dwie diody DFB, zasilane prądem o kilku różnych wartościach.

## 2.2. Izolatory i cyrkulatory optyczne

Znaczna część elementów i podzespołów optycznych jest symetryczna, niewrażliwa na kierunek propagacji fali (np. opisany w poprzednim punkcie multipleksor WDM). W technice światłowodowej stosuje się również elementy niesymetryczne, głównie izolatory i cyrkulatory. Ich zasada działania polega na wykorzystaniu zjawiska Faradaya.

Rola izolatora optycznego jest podobna do diody. Przepuszcza on światło tylko w jednym kierunku. Najprostszy izolator optyczny może być zbudowany poprzez umieszczenie rotatora Faradaya, pomiędzy dwoma polaryzatorami (rys. 2.16).



Rys. 2.16. Zasada działania prostego izolatora optycznego [2.11].

Tak zbudowany izolator ma zasadniczą wadę. Jego transmitancja zależy od stanu polaryzacji fali wejściowej. Rozdzielenie wiązki wejściowej na dwie fale o wzajemnie ortogonalnych polaryzacjach (np. za pomocą płytki dwójłomnej), przetworzenie ich, a następnie połączenie umożliwia wytwarzanie izolatorów niewrażliwych na stan polaryzacji wiązki wejściowej.

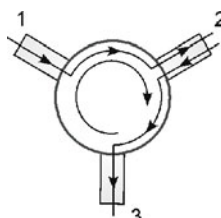
Izolatory stosuje się tam, gdzie nie mogą występować szkodliwe odbicia, np. przy sprzężeniu diody laserowej ze światłowodem. Światło odbite powoduje niestabilną pracę laserów (nie tylko półprzewodnikowych). Często diody laserowe mają wbudowane izolatory (np. te używane przez autora).

Podstawowe parametry izolatorów optycznych sprzężonych ze światłowodami stosowanych w badaniach autora przedstawiono w tab. 2.2.

Tab. 2.2. Podstawowe parametry izolatorów stosowanych przez autora.

Parametr	Jednostka	Wartość
Zakres długości fal	nm	1528 - 1564
Straty przy przejściu w kierunku odpowiadającym małemu tłumieniu, z uwzględnieniem złązek (IL)	dB	0,65
Minimalne tłumienie przy przejściu w kierunku odpowiadającym izolacji	dB	53
Nierównomierność charakterystyki transmitancji w zależności od stanu polaryzacji fali wejściowej (PDL)	dB	0,04
Współczynnik odbicia (RL)	dB	66

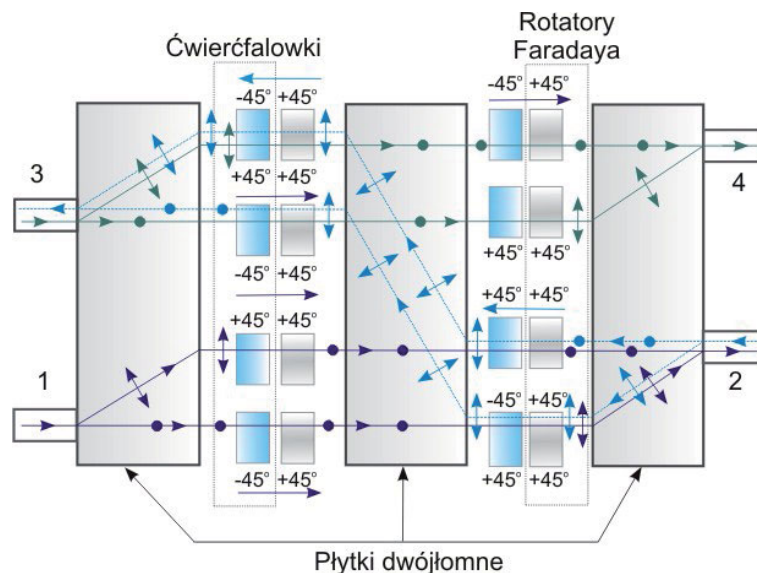
Cyrkulatory optyczne (rys. 2.17) są urządzeniami, które służą do przesyłania sygnałów świetlnych z danego wejścia do określonego wyjścia.



Rys. 2.17. Schemat ideowy cyrkulatora.

Światło doprowadzone do *portu 1* (rys. 2.17) przechodzi do *portu 2*, natomiast nie przechodzi do *3*. Analogiczna sytuacja jest dla pozostałych portów. Na powyższym rysunku zaznaczono możliwe kierunki przejścia światła.

Cyrkulatory zbudowane są z silnie dwójłomnych kryształów, służących do odchylenia odpowiednio spolaryzowanych wiązek, ćwierćfalówek i rotatorów Faradaya. Budowę przykładowego, czteroportowego cyrkulatora przedstawiono na rys. 2.18. Komórki Faradaya skręcają płaszczyznę polaryzacji o  $+45^\circ$  niezależnie od kierunku propagacji, natomiast ćwierćfalówki o  $\pm 45^\circ$  w zależności od kierunku propagacji.



Rys. 2.18. Budowa czteroportowego cyrkulatora optycznego [2.12].

W tabeli 2.3 zestawiono parametry trójportowego cyrkulatora używanego przez autora.

Tab. 2.3. Parametry cyrkulatora optycznego stosowanego przez autora.

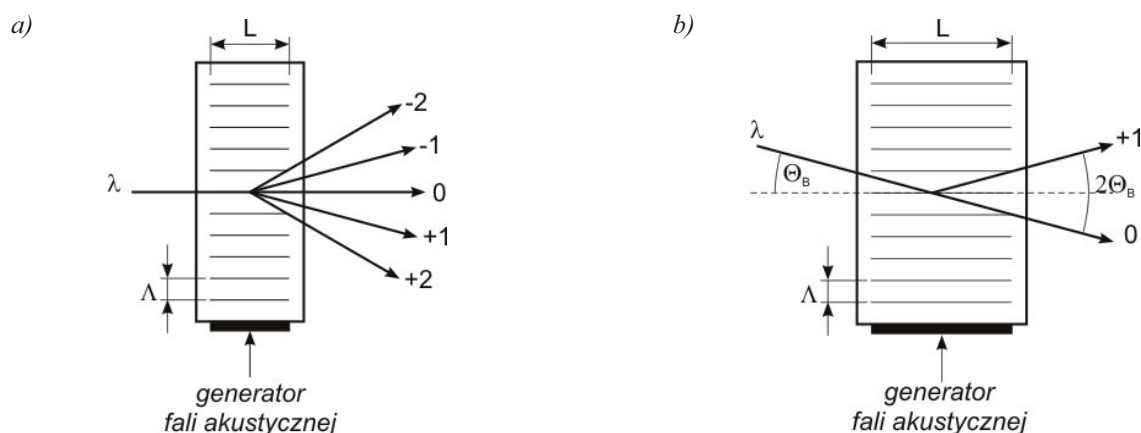
Parametr		Jednostka	Wartość
Zakres długości fal		nm	1515 - 1565
Straty (IL)	1 → 2	dB	0,48
	2 → 3		0,52
Izolacja	2 → 1	dB	55
	3 → 2		51
Kierunkowość	1 → 3	dB	64
	3 → 1		58
Współczynnik odbicia (RL)	1	dB	61
	2		65
	3		60

### 2.3. Braggowskie przesuwanie częstotliwości

Detekcja heterodynowa (opisana w punkcie 3.2) zapewnia najkorzystniejszy stosunek sygnał/szum [1.21, 2.13, 2.14]. Wymaga ona zastosowania oscylatora, którego częstotliwość jest przesunięta względem sygnału pomiarowego o częstotliwość pośrednią (z zakresu fal radiowych). Do przesuwania częstotliwości światła w heterodynowej detekcji najczęściej używany jest akustooptyczny modulator Bragga [2.14, 2.15].

Propagacja fali akustycznej w optycznie przezroczystym ośrodku powoduje (w wyniku występowania efektu elastoptycznego) okresowe zmiany jego współczynnika załamania

[2.16]. Prowadzi to do powstania w tym ośrodku fazowej siatki dyfrakcyjnej. Efekt występuje we wszystkich materiałach, w każdym stanie skupienia, z różnym natężeniem.



Rys. 2.19. Dyfrakcja na fali akustycznej a) Ramana – Natha, b) Bragga.

Obraz dyfrakcyjny może być złożony z kilku rzędów dyfrakcji (dyfrakcja Ramana – Natha, rys. 2.19a) lub jednego, dominującego (dyfrakcja Bragga, rys. 2.19b), pozostałe ulegają w tym przypadku wygaszeniu wskutek destruktywnej interferencji [2.17]. Rodzaj otrzymanego obrazu zależy od relacji pomiędzy: długością wektora falowego fali akustycznej  $K$ , fali świetlnej  $k$  i długością oddziaływania  $L$ . Dyfrakcja Bragga zachodzi, gdy wytworzona przez falę akustyczną siatka dyfrakcyjna jest „gruba”, to znaczy spełniony jest warunek [1.21]:

$$L \gg \frac{k}{K^2} = \frac{\Lambda^2 n_0}{2\pi\lambda_0}, \quad (2.2)$$

gdzie:  $\Lambda$  i  $\lambda_0$  odpowiednio: długościami fali akustycznej i świetlnej w ośrodku,  $n_0$  - współczynnik załamania ośrodka.

Kąt padania wiązki świetlnej  $\Theta_B$ , dla którego występuje (w wyniku dyfrakcji) maksimum interferencyjne jest nazywany kątem Bragga i wynosi:

$$\sin \Theta_B = \frac{\lambda_0}{2n_0\Lambda}. \quad (2.3)$$

W przeciwnym wypadku, gdy:

$$L \ll \frac{\Lambda^2 n_0}{2\pi\lambda_0} = L_0, \quad (2.4)$$

zachodzi dyfrakcja Ramana – Natha.

Gdy  $L$  jest porównywalne z  $L_0$  otrzymuje się kilka dominujących rzędów dyfrakcji. Natężenie światła dla danego rzędu dyfrakcji wyznacza się wtedy numerycznie z równania Ramana – Natha. Problematyką tą zajęli się Klein i Cook [2.18]. Ich analizy wykazały, że



w tym przypadku największa efektywność dyfrakcji, około 90%, występuje dla pierwszego rzędu.

Dyfrakcja Bragga na fali akustycznej charakteryzuje się bardzo dużą sprawnością, dochodzącą praktycznie do 100%. Obecnie większość modulatorów akustooptycznych wykorzystuje to zjawisko [2.16, 2.19].

Komórki Bragga, czyli modulatory akustooptyczne wykorzystujące dyfrakcję Bragga używane są głównie do: odchylenia wiązki laserowej (kąąt ugięcia wiązki jest proporcjonalny do częstotliwości fali akustycznej), modulacji natężenia światła (przez zmianę mocy fali akustycznej), **przesuwania częstotliwości**, akustooptycznej filtracji (kąąt ugięcia zależy od długości fali świetlnej).

Fala świetlna przechodząc przez komórkę Bragga ulega dyfrakcji na czołach bieżącej fali akustycznej. Sytuacja ta jest analogiczna do odbicia fali świetlnej od poruszającego się obiektu. Zmiana częstotliwości światła po przejściu przez komórkę jest spowodowana występowaniem efektu Dopplera [2.20]. Ponieważ wiązka światła wchodząca do komórki nie jest prostopadła do kierunku rozchodzenia się fali akustycznej, ulega ona przesunięciu w częstotliwości tylko o składową prędkości fali akustycznej  $V$  zgodną z kierunkiem propagacji fali świetlnej:

$$V = V_U \sin(\Theta_B), \quad (2.5)$$

gdzie:  $V_U$  – prędkość fali akustycznej w ośrodku czynnym.

Na podstawie zależności 1.16 można zapisać:

$$\Delta f = 2 \frac{V_U \sin(\Theta_B)}{\lambda}, \quad (2.6)$$

Prędkość fali dźwiękowej w ośrodku wynosi:

$$V_U = \Lambda f_U, \quad (2.7)$$

gdzie:  $f_U$  - częstotliwość fali dźwiękowej.

Podstawiając (2.5) i (2.7) do (2.6) otrzymujemy:

$$\Delta f = f_U. \quad (2.8)$$

W +1 rzędzie dyfrakcji (rys. 2.19b) częstotliwość fali świetlnej  $\nu_0$  po przejściu przez komórkę Bragga zostanie zwiększona o wartość  $f_U$ , analogicznie w rzędzie -1 otrzymujemy częstotliwość  $\nu_0 - f_U$ . Akustooptyczny modulator Bragga zmienia częstotliwość fali świetlnej o częstotliwość fali dźwiękowej.

W zakresie krótszych długości fal (400 – 2000 nm) popularnymi ośrodkami czynnymi w komórkach Bragga są  $TeO_2$  i  $LiNbO_3$ . Dla dłuższych fal stosuje się związki germanu, rtęci lub galu [1.21, 2.16]. Typowa częstotliwość pracy (fali akustycznej) wynosi od 20 MHz do 2 GHz [1.27]. Sygnał elektryczny zamieniany jest na falę dźwiękową za pomocą przetwornika piezoceramicznego, umieszczonego pomiędzy dwiema elektrodami. Elektroda połączona z masą jest napyłana na ośrodku czynnym. Szerokość drugiej elektrody (sygnałowej) określa zakres ( $L$ ) oddziaływania. Wysokość tej elektrody zależy od aplikacji, musi być większa niż średnica wiązki laserowej. Impedancję wejściową przetwornika modyfikuje się zmieniając kształt elektrody.

Aby zastosować modulator Bragga w systemie światłowodowym należy zbudować odpowiedni układ sprzęgający, ponieważ komórki są najczęściej produkowane dla wiązek propagowanych w wolnej przestrzeni. Można do tego celu użyć kolimatorów światłowodowych [2.14]. Autor w badaniach stosował modulator Bragga firmy *Gooch & Housego* typ: M040-8J-F2S, fabrycznie sprzężony ze światłowodami. Podstawowe parametry techniczne tego urządzenia zostały zamieszczone w poniższej tabeli.

Tab. 2.4. Parametry akustooptycznego modulatora Bragga M040-8J-F2S.

Parametr / cecha	Jednostka	Wartość / opis
Długość fali	nm	1520 – 1610
Straty wtrąceniowe	dB	< 3
Częstotliwość pracy	MHz	40
Moc fali ultradźwiękowej	W	0,2
Przesunięcie częstotliwości światła	MHz	-40
Czas narastania / opadania	ns	110
Impedancja wejściowa	$\Omega$	50
Stosunek mocy $P_{on}/P_{off}$ (modulator zasilany i nie zasilany) w pierwszy rządzie dyfrakcyjnym.	dB	50
Wrażliwość na polaryzację	-	niewrażliwy

Modulator był zasilany sterownikiem tej samej firmy, typu *A026*.

#### 2.4. Światłowodowy wzmacniacz EDFA

Długość światłowodowego toru transmisyjnego jest ograniczona stratami występującymi w światłowodach. Aby przesłać dane takim torem na duże odległości (rzędu setek kilometrów) konieczne było stosowanie co kilkadziesiąt kilometrów urządzeń retransmisyjnych (regeneratorów). Zamieniały one sygnał optyczny na elektryczny, który po wzmacnieniu i odpowiednim ukształtowaniu podlegał konwersji odwrotnej i dalej był przesyłany światłowodem. Alternatywą do tych urządzeń stały się wzmacniacze całkowicie optyczne, które nie wymagają opisanych wyżej konwersji sygnału.

Wśród wzmacniaczy optycznych szczególną rolę odgrywają, ze względu na swoje właściwości, światłowodowe wzmacniacze z włóknem domieszkowanym jonami metali ziem rzadkich [2.2]. Koncepcja budowy i teoretyczne podstawy dotyczące tych wzmacniaczy były opracowane już w latach sześćdziesiątych, ale praktyczne ich zastosowanie stało się możliwe dopiero po dopracowaniu technologii, ćwierć wieku później [2.21, 2.22]. Właściwości tych wzmacniaczy zdeterminowane są głównie poprzez domieszki. W zależności od pierwiastka użytego do domieszkowania rdzenia światłowodu można otrzymać wzmacniacz pracujący w różnym zakresie fal (od 0,5 do 3,5  $\mu\text{m}$ ). Domieszkami są pierwiastki z grupy lantanowców, najczęściej: erb, iterb, neodym, prazeodym [2.2].

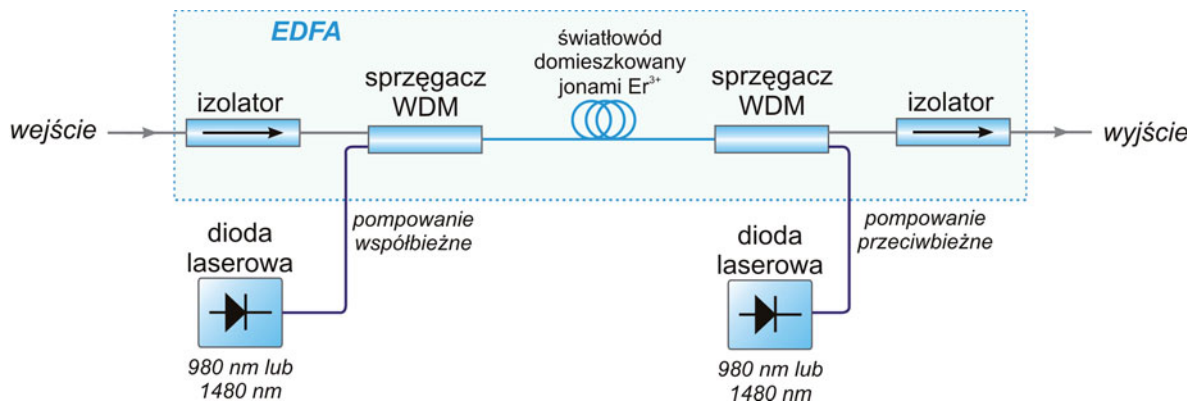
Ze względu na zakres spektralny pasma wzmacnienia, pokrywający się z III oknem transmisyjnym (rys. 2.1), najczęściej stosuje się wzmacniacze ze światłowodami domieszkowanymi erbem (*Erbium Doped Fiber Amplifier*). Szerokie pasmo wzmacnienia EDFA umożliwia jednoczesne wzmacnienie nawet kilkadziesiąciu kanałów WDM, bez potrzeby ich separacji [2.23]. Inne, zalety tych wzmacniaczy to m. in. [1.21]:

- duża wydajność kwantowa,
- niski poziom szumów,
- niewrażliwość na polaryzację,
- niewielkie zapotrzebowanie energetyczne.

Wzmacniacze EDFA ze względu na swoje właściwości mogą być używane jako przedwzmacniacze. Użycie ich przed fotodetekтором może poprawić czułość systemu pomiarowego o 10 – 20 dB [2.24-2.26]. Ostatnia uwaga, w połączeniu z przedstawionymi wyżej cechami EDFA, zdecydowały o budowie takiego wzmacniacza przez autora.

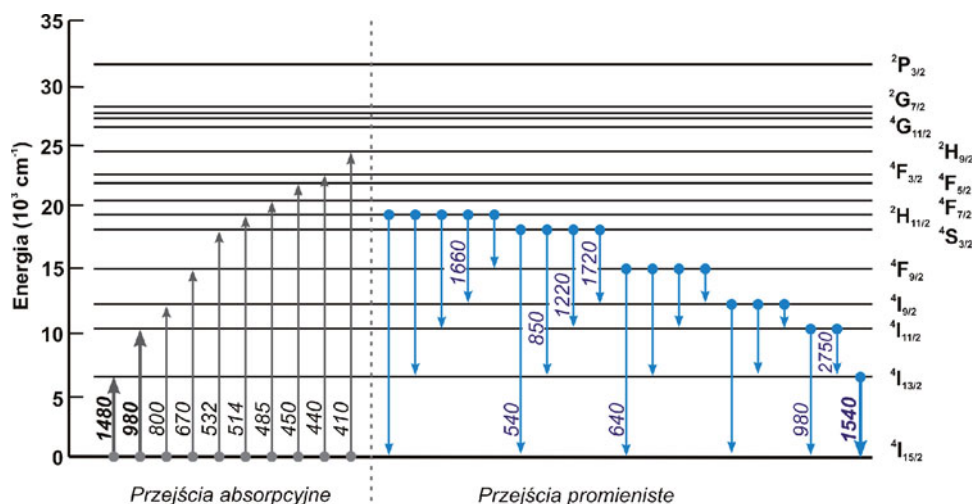
#### 2.4.1. Budowa i zasada działania wzmacniaczy EDFA

Budowę światłowodowego wzmacniacza EDFA przedstawiono na rys. 2.20.



Rys. 2.20. Budowa wzmacniacza EDFA.

Sygnal wejściowy z zakresu 1520 – 1560 nm przechodząc przez izolator optyczny jest, wspólnie z sygnałem pompy, wprowadzany do światłowodu domieszkowanego erbem. Wprowadzenie obu sygnałów do światłowodu aktywnego odbywa się poprzez sprzęgacz WDM. Zastosowanie tego rodzaju sprzęgacza zapewnia dużą efektywność sprzężenia obu sygnałów oraz powoduje, że sygnał wzmacniany nie dociera do diody pompującej. Zazwyczaj na wejściu i wyjściu wzmacniacza umieszcza się izolatory optyczne, zapobiegają one powstawaniu pasożytniczych odbić, które mogą doprowadzić do wzbudzenia wzmacniacza (wytwarza się sprzężenie zwrotne, które może spowodować akcję laserową).



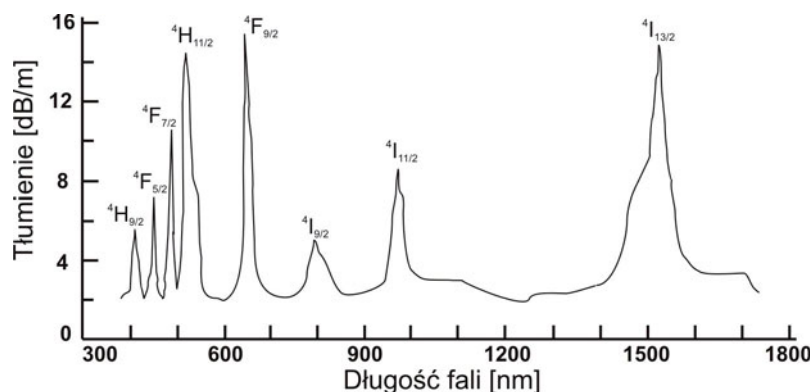
Rys. 2.21. Poziomy energetyczne jonów erbu w szkle (wartości podane przy przejściach absorpcyjnych i promienistych wyrażone są w nanometrach) [2.23].

Efekt wzmocnienia fali świetlnej w domieszkowanym jonami  $\text{Er}^{3+}$  włóknie następuje, gdy zapewniona zostanie w nim inwersja obsadzeń. Wzbudzenie jonów erbu odbywa się

poprzez odpowiednie pompowanie włókna. Strukturę energetyczną jonów erbu w szkłe wraz z zaznaczonymi przejściami absorpcyjnymi i promienistymi przedstawiono na rys. 2.21.

Aktywnym przejściem wzmacniacza EDFA jest przejście pomiędzy poziomami  ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$  (pogrubione na powyższym rysunku).

Wprowadzenie jonów erbu do ośrodka amorficznego, jakim jest szkło, powoduje, że jony te doznają rozszczepienia poziomów energetycznych w wyniku występowania efektu Starka. Tworzy się ciągle widmo absorpcji (rys. 2.22) [2.27].

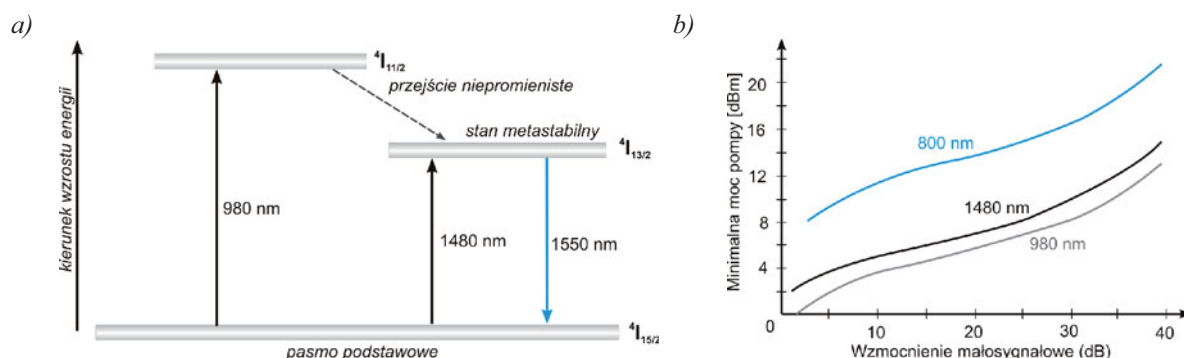


Rys. 2.22. Widmo absorpcji typowego włókna światłowodowego domieszkowanego erbem [2.27].

Duża absorpcja włókna domieszkowanego erbem, występująca w paśmie III okna transmisyjnego (rys. 2.22), powoduje, że silnie tłumí ono sygnał użyteczny przy zbyt małej mocy sygnału pompującego.

#### 2.4.2. Optyczne pompowanie wzmacniaczy EDFA

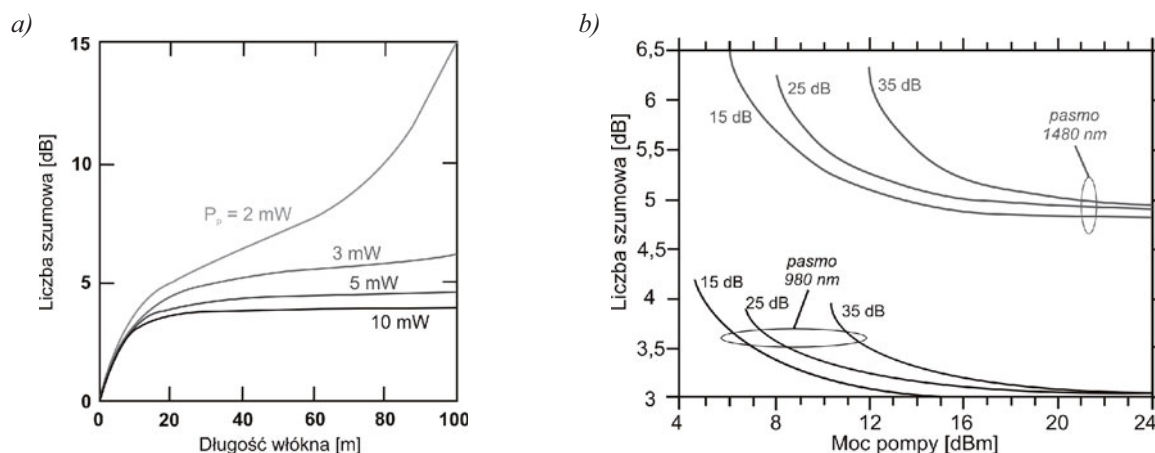
Włókno EDF może być pompowane z wykorzystaniem większości pasm absorpcyjnych. Czynniki decydującymi o wyborze długości fali pompy są: wymagane wzmocnienie, poziom szumów, sprawność, dostępność źródła pompującego. Najczęściej jako pomp używa się laserów półprzewodnikowych o długościach fali 980 nm lub 1480 nm [2.2]. Pierwsza z wymienionych długości fali zapewnia trójpoziomowy schemat wzmocnienia, druga – dwupoziomowy (rys. 2.23a).



Rys. 2.23. a) Schematy pompowania optycznego najczęściej stosowanych we wzmacniaczach EDFA, b) minimalna moc pompy w funkcji wzmocnienia małosygnałowego [2.28].

Na rys. 2.23b przedstawiono minimalną moc pompy, wymaganą do osiągnięcia założonego wzmocnienia EDFA [2.28]. Dla porównania zamieszono również, obecnie już rzadko stosowane, pasmo absorpcyjne 800 nm. Najbardziej efektywne jest pompowanie długością fali 980 nm [2.29, 2.30]. Pompowanie falą 1480 nm nie jest tak wydajne ze względu na dwa

efekty występujące w domieszkowanym erbem włóknie: niekompletne przesunięcie charakterystyk przekrojów czynnych absorpcji i emisji oraz konwersji w górę (*upconversion*). Aby przy tej długości fali uzyskać takie samo wzmocnienie EDFA jak dla  $\lambda_p = 980$  nm, należy zwiększyć długość włókna aktywnego, jednak skutkuje to pogorszeniem stosunku sygnał/szum [2.30] (rys. 2.24a).



Rys. 2.24. Zależność liczby szumowej od: a) długości włókna, parametrem jest moc pompy [2.2], b) mocy pompy, parametrem jest wzmocnienie wzmacniacza [2.28].

Mniejsze szумы wzmacniacza otrzymuje się stosując pompowanie na długości fali 980 nm [2.2, 2.30]. Zależność pomiędzy liczbą szumową, a mocą pompy przedstawia rys. 2.24b. Wymagania dotyczące wartości mocy pompujących mogą być zmniejszone poprzez wprowadzenie dodatkowych domieszek do światłowodów krzemionkowych, takich jak: aluminium lub fosfor [2.2].

Oprócz długości fali lasera pompy na parametry wzmacniacza ma wpływ rodzaj pompowania. Wyróżnia się trzy sposoby pompowania (rys. 2.20): *współbieżne* – sygnał pompy jest propagowany w tym samym kierunku co sygnał wzmacniany, *przeciwbieżne* – sygnał pompy propagowany jest w przeciwnym kierunku, *dwukierunkowe* – połączenie wcześniej wymienionych. Gdy EDFA jest używana jako przedwzmacniacz, najmniejsze szумы na detektorze otrzymuje się przy pompowaniu współbieżnym, ponieważ w konfiguracji tej do detektora dociera najmniejsza moc sygnału pompy [2.31]. Pompowanie przeciwbieżne jest bardziej efektywne od współbieżnego we wzmacniaczach, które pracują w obszarze nasycenia, ze względu na mniejszy wpływ ASE (*amplified spontaneous emission*), natomiast zaletą pompowania dwukierunkowego jest stała inwersja obsadzeń wzdłuż włókna, a tym samym elementarne odcinki światłowodu mają takie same wzmocnienie małosygnałowe [2.2].

Tab. 2.5. Parametry diody pompującej: SDLO-2564-125-CJ

Parametr	Jednostka	Wartość
Długość fali (centrum)	nm	986,4
Maksymalna moc optyczna na wyjściu światłowodu	mW	125
Prąd progowy diody	mA	14
Maksymalny prąd płynący przez diodę	mA	250,4
Maksymalny prąd elementu Peltiera	A	1,5
Rezystancja termistora	k $\Omega$	10



Ze względu na dużą efektywność, mniejsze szумы oraz użycie wzmacniacza EDFA jako przedwzmacniacza autor zdecydował się na współbieżne pompowanie zbudowanego wzmacniacza diodą laserową (tab. 2.5) pracującą w pobliżu długości fali 980 nm. W tabeli 2.6 zamieszczono parametry sprzęgacza WDM użytego do budowy EDFA.

Tab. 2.6. Parametry zastosowanego sprzęgacza WDM

Parametr	Jednostka	Wartość
Straty wtrąceniowe (wraz ze złączkami)	dB	0,15
Izolacja	dB	$\geq 20$
Kierunkowość	dB	$\geq 60$
Pasmo	nm	$\pm 15$
Czułość polaryzacji	dB	$\leq 0,1$

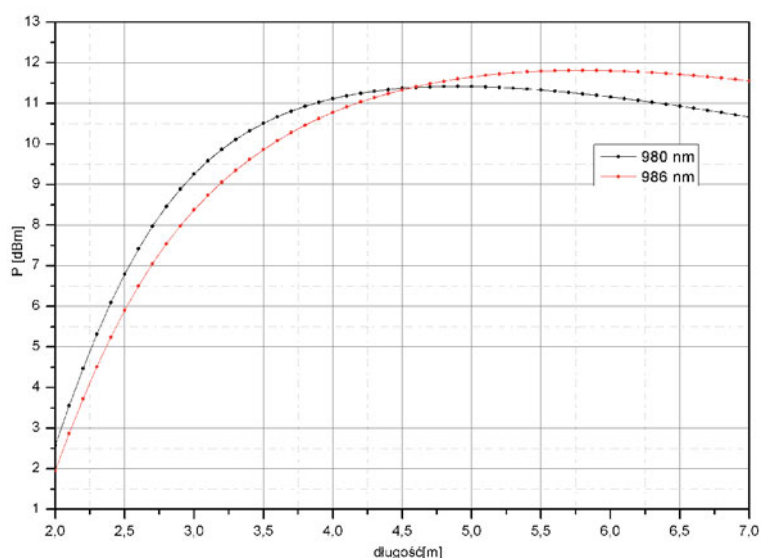
Parametry izolatorów, które zostały użyte do budowy EDFA są podane w tab. 2.2.

### 2.4.3. Parametry zbudowanego wzmacniacza EDFA

Do budowy wzmacniacza optycznego EDFA autor wykorzystał światłowodowe włókno domieszkowane erbem, firmy *Liekki*, o oznaczeniu Er 20–4/125 (tab. 2.7).

Tab. 2.7. Podstawowe parametry włókna ER 20-4/125.

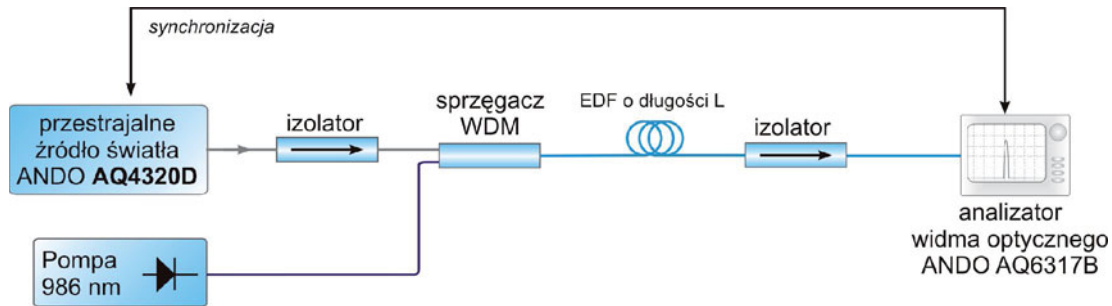
Parametr	Jednostka	Wartość
Typ światłowodu	-	jednomodowy dla $\lambda = 1550$ nm
Apertura numeryczna	-	0,2
Średnica pola modowego	$\mu\text{m}$	$6,5 \pm 0,5$
Średnica rdzenia	$\mu\text{m}$	1,7
Średnica płaszczka	$\mu\text{m}$	$125 \pm 2$
Absorpcja dla 1530 nm	dB/m	$20 \pm 2$
Koncentracja jonów erbu	ppm	1200



Rys. 2.25. Wyniki symulacji w programie „*Liekki application designer*” v. 2.0: moc na wyjściu EDFA (włókno Er 20-4/125, moc wejściowa  $P_{in} = -20$  dBm,  $\lambda = 1550$  nm) w funkcji długości włókna.

Producent włókna, oprócz danych zamieszczonych w tabeli, zamieścił w dokumentacji charakterystyki widm absorpcji i emisji. Do produkowanych przez niego włókien dodaje program komputerowy *Liekki application designer*, w którym można między innymi symulować i optymalizować wzmacniacze światłowodowe. Autor skorzystał z tego oprogramowania do wyznaczenia optymalnej długości włókna użytego do konstrukcji wzmacniacza EDFA przy zadanych parametrach pompy: mocy oraz długości fali (rys. 2.25).

Ponieważ autor dysponował pompą  $\lambda = 986$  nm, optymalna długość włókna powinna wynosić około 6 m. Wartość ta stała się podstawą do eksperymentalnego wyznaczenia optymalnej długości włókna  $L_{opt}$ . W tym celu zbudowano układ przedstawiony na rys. 2.26.

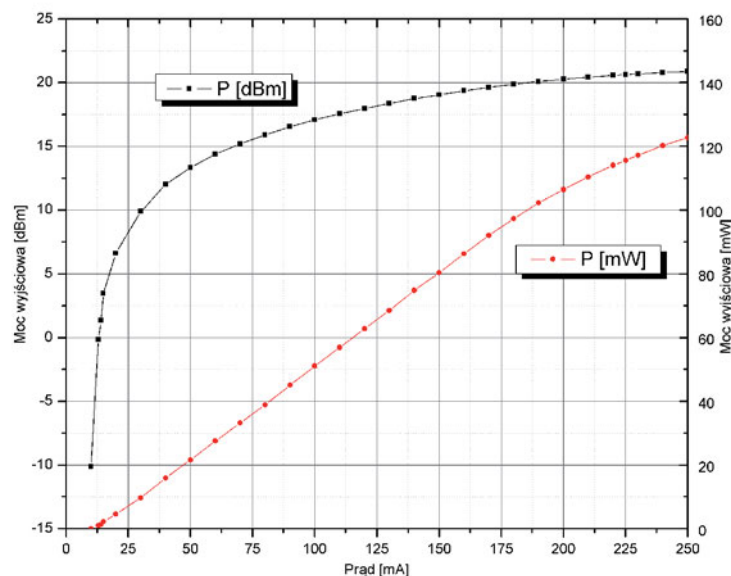


Rys. 2.26. Układ pomiarowy do wyznaczenia optymalnej długości włókna EDF.

Dioda pompująca *SDLO-2564-125-CJ* zasilana była ze sterowników zbudowanych przez autora (opisanych w pkt. 1.3). Jej charakterystyka została zamieszczona na rys. 2.27.

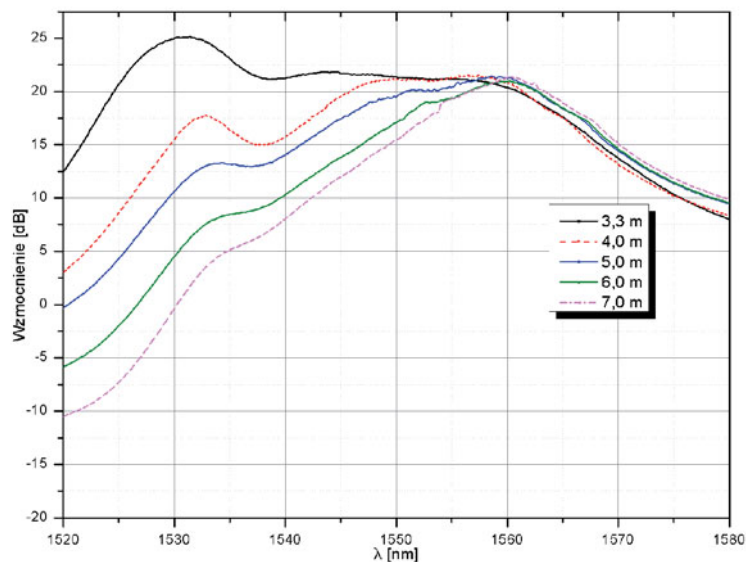
Przestrajalne źródło światła *ANDO AQ4320D* emitowało falę świetlną o mocy  $P_{in} = -20$  dBm z zakresu 1520 – 1580 nm z krokiem 0,05 nm. Prąd pompy wynosił 225 mA. Analizator widma optycznego *ANDO AQ6317B* rejestrował moc sygnału na wyjściu. Rozdzielczość analizatora wynosiła również 0,05 nm. Wyniki analizy zapisywano do pliku. Następnie wyznaczano maksymalne wzmocnienie EDFA jako [2.23]:

$$G_{\max} = \frac{P_{wy}}{P_{we}}. \quad (2.9)$$



Rys. 2.27. Moc optyczna diody pompującej *SDLO-2564-125-CJ* w funkcji prądu zasilania.

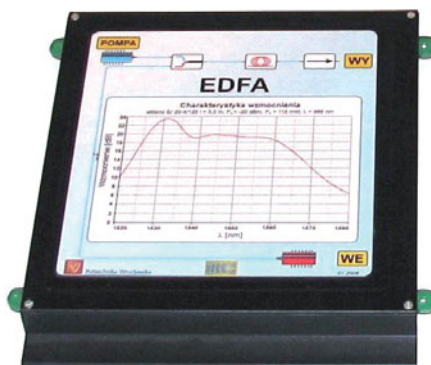
Pomiary rozpoczęto z włóknem o długości  $L = 7$  m. Niewielki współczynnik wzmocnienia (rys. 2.28), świadczył o tym, że moc pompy jest niewystarczająca, początkowo wzmocniony sygnał był silnie tłumiony. Optymalizacja długości włókna polegała na jego skracaniu i rejestrowaniu charakterystyk (rys. 2.28). Początkowo skracanie włókna odbywało się z dużym krokiem: 25 cm, w końcowej fazie optymalizacji 10 cm.



Rys. 2.28. Optymalizacja długości włókna aktywnego, moc sygnału  $P_{we} = -20$  dB, moc pompy  $P_p = 20,63$  dBm.

Wyznaczona, optymalna długość włókna EDF wynosi  $L_{opt} = 3,3$  m przy pompowaniu diodą 986 nm o mocy optycznej  $P_p = 20,63$  dBm.

Po wyznaczeniu optymalnej długości włókna, elementy wzmacniacza EDFA takie jak: sprzęgacz WDM, włókno EDF, izolatory zostały umieszczone w obudowie (na potrzeby swoich wcześniejszych badań zaprojektował ją dr inż. Paweł Kaczmarek), rys. 2.29. Sygnał wzmacniany, wzmocniony oraz pompy są doprowadzane poprzez złącza światłowodowe.

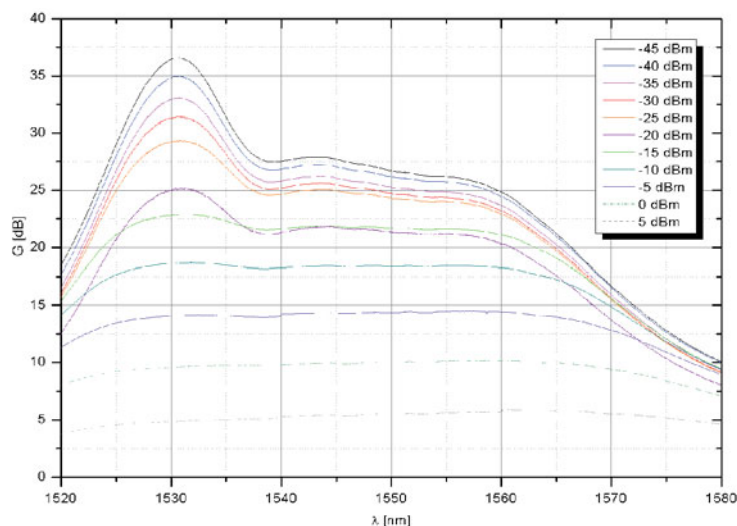


Rys. 2.29. Zdjęcie wzmacniacza EDFA wykonanego przez autora.

Zdefiniowane zależnością 2.9 wzmocnienie nie uwzględnia wzmocnionej emisji spontanicznej (ASE). Jest ona efektem przejść jonów erbu ze stanu wzbudzonego do stanu podstawowego z generacją fotonów nieskorelowanych ze wzmacnianym sygnałem. W dokładnym wyznaczaniu wartości wzmocnienia uwzględnia się jej poziom ( $P_{ASE}$ ) modyfikując zależność 2.9 do postaci [2.23]:

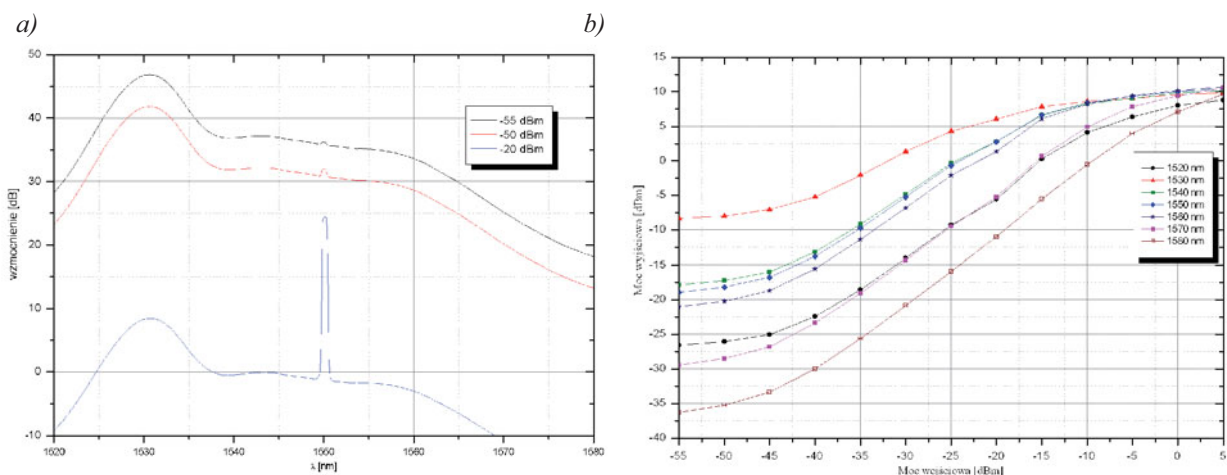
$$G = \frac{P_{wy} - P_{ASE}}{P_{we}}. \quad (2.10)$$

Z powyższej definicji wzmocnienia korzysta, między innymi, analizator widma optycznego, używany przez autora.



Rys. 2.30. Wzmocnienie w funkcji długości fali, dla różnych poziomów mocy sygnału wejściowego, moc pompy wynosiła  $P_p = 20,63$  dBm.

W układzie pomiarowym przedstawionym na rys. 2.26 zarejestrowano rodzinę charakterystyk wzmocnienia  $G$  zbudowanego wzmacniacza w funkcji długości fali, dla różnych poziomów mocy wejściowej (rys. 2.30). Wzmocnienie silnie zależy od mocy sygnału wejściowego, największe wzmocnienie,  $G \approx 36$  dB uzyskano dla  $P_{we} = -45$  dBm, przy długości fali około 1531 nm. Zmniejszenie mocy sygnału wejściowego, poniżej  $-45$  dBm powodowało, że wzmocniony sygnał użyteczny ginął w szumach ASE (rys. 2.31a). Aby oszacować zakres małosygnalowej pracy wykonanego wzmacniacza zmierzono charakterystyki przejściowe (rys.2.31b).

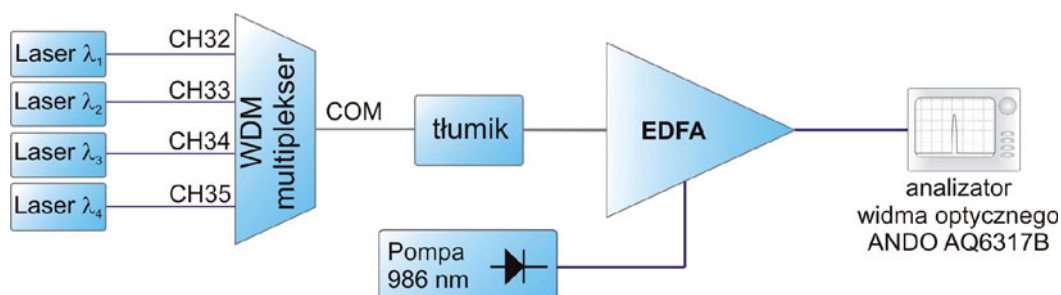


Rys. 2.31. a) Wzmacniany sygnał na tle ASE, b) charakterystyka przejściowa wzmacniacza, moc pompy w obu przypadkach wynosiła  $P_p = 20,63$  dBm.

Na przedstawionej charakterystyce przejściowej (rys. 2.31b) można wyróżnić trzy obszary:

- 1) dla małych mocy sygnału wejściowego ( $-55$  do  $-45$  dBm), o niewielkim nachyleniu charakterystyki przejściowej, w sygnale wyjściowym dominuje ASE (rys. 2.31a),
- 2) aktywnej pracy wzmacniacza,
- 3) nasycenia, wzrost mocy wejściowej w niewielkim stopniu wpływa na moc wyjściową.

Zbudowany wzmacniacz EDFA umożliwia około 26 dB wzmocnienie promieniowania rozproszonego dla długości fali 1550 nm. Charakterystyka wzmocnienia w zakresie 1540 – 1560 nm jest praktycznie płaska.

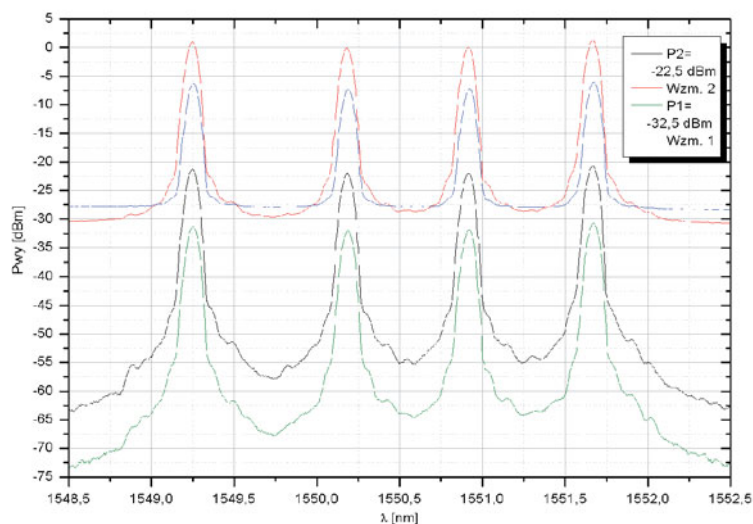


Rys. 2.32. Układ do sprawdzania jednoczesnego wzmacniania 4 kanałów WDM.

Na rys. 2.32 przedstawiono układ do sprawdzenia jednoczesnego wzmacniania czterech sygnałów z sąsiednich kanałów WDM. Na wejście wzmacniacza podano cztery sygnały; każdy z nich o mocy  $P_{we1} = -32,5$  dBm, moc pompy wynosiła 20,63 dBm. Pomiary charakterystyk widmowych wykonano również dla sygnałów wejściowych o większej mocy,  $P_{we2} = -22,5$  dBm. Otrzymane wyniki zamieszczono na rys. 2.33.

Zbudowany wzmacniacz umożliwia wzmocnienie czterech sygnałów na poziomie około 25 dB przy mocy wejściowej każdego z nich rzędu  $-30$  dBm.

Moc promieniowania rozproszonego, powracająca do układu (około  $-40$  dBm, zmierzona w punkcie 1.5, rys. 1.6), powinna być wystarczająca do efektywnego wykorzystania zbudowanego wzmacniacza EDFA.

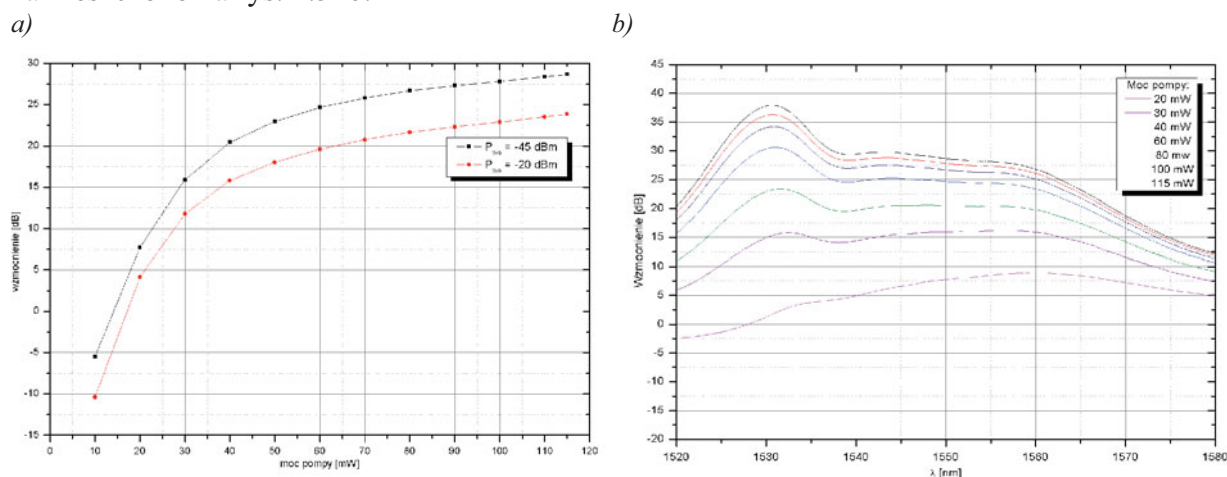


Rys. 2.33. Wzmacnianie wykonany EDFA czterech kanałów jednocześnie.

Wzmocnienie EDFA można regulować poprzez zmianę mocy pompy. Charakterystykę taką, dla dwóch poziomów sygnału wejściowego o długości fali 1550 nm przedstawiono na



rys. 2.34a. Rodzinę charakterystyk widmowych, dla mocy pompy jako parametru zamieszczono na rys. 2.34b.

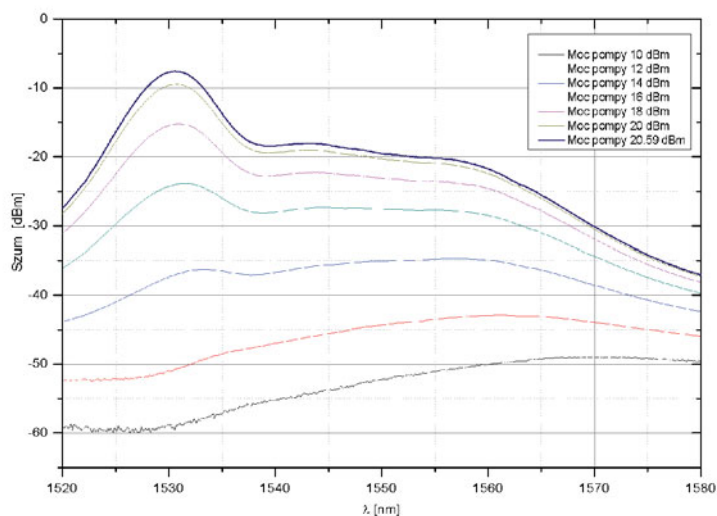


Rys. 2.34. a) Wzmocnienie wzmacniacza EDFA w funkcji mocy pompy, b) charakterystyki widmowe dla różnych mocy pompy, moc sygnału wejściowego  $P_{we} = -45$  dBm.

Wzmocnienie EDFA może być regulowane płynnie (taką regulację mocy pompy umożliwił sterownik wykonany przez autora) w dużym zakresie (rys. 2.34a).

#### 2.4.4. Szumy wzmacniacza EDFA

Głównym źródłem szumów w optycznych wzmacniaczach EDFA jest występowanie w nich, wzmocnionej emisji spontanicznej – ASE. Zjawisko to zostało zasygnalizowane w poprzednim punkcie. Nieskorelowane ze wzmacnianym sygnałem fotony, będące efektem emisji spontanicznej, zostają wzmocnione przez EDFA tworząc tło dla sygnału użytecznego. Fotony ASE emitowane są nie tylko w kierunku propagacji sygnału użytecznego, ale również w przeciwnym [2.27]. Redukują one wzmocnienie włókna aktywnego poprzez zmniejszenie populacji wzbudzonych jonów erbu, które mogłyby brać udział w emisji wymuszonej. Optyczne widmo szumów ASE zbudowanego wzmacniacza, zarejestrowane w układzie z rys. 2.32 bez sygnału wzmacnianego, przedstawiono na rys. 2.35.



Rys. 2.35. Optyczne widmo ASE dla kilku wartości mocy pompującej.

Kształt charakterystyki widmowej ASE jest podobny do kształtu charakterystyki wzmocnienia (rys. 2.30) ponieważ mechanizm wzmocnienia jest ten sam, a gęstość widmowa mocy szumu ASE –  $\sigma_{ASE}^2$  przypomina szum biały [2.33].

Parametry szumowe wzmacniaczy optycznych najczęściej są opisywane przez optyczną liczbę szumową  $F_O$  (*optical noise figure*), która jest zdefiniowana [2.23]:

$$F_O = \frac{SNR_{WEJ}}{SNR_{WYJ}}, \quad (2.11)$$

gdzie: SNR – stosunek sygnał/szum odpowiednio na wejściu i wyjściu wzmacniacza.

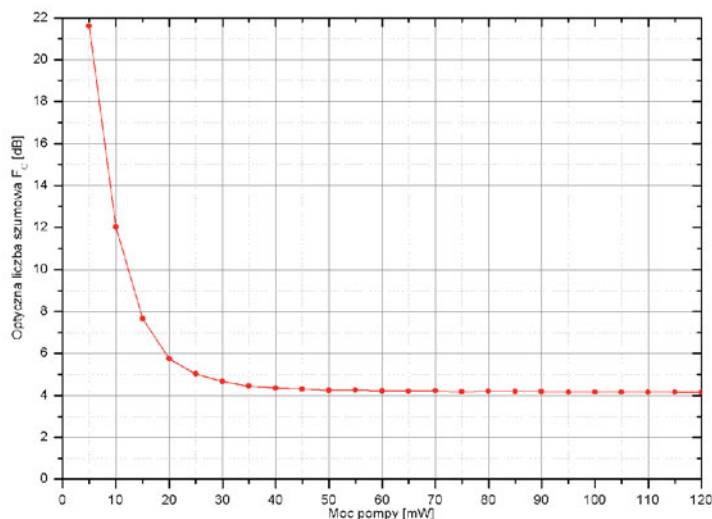
Optyczna liczba szumowa określa jak zmienia się stosunek sygnału do szumu przy przejściu przez wzmacniacz. Ponieważ we wzmacniaczach zawsze istnieją szumy (można tego dowodzić wychodząc od zasady nieoznaczoności Heisenberga), dlatego zastosowanie EDFA nie poprawia stosunku sygnału do szumu.

Graniczna, teoretyczna wartość liczby szumowej dla wzmacniaczy EDFA pracujących przy dużych wartościach wzmocnienia wynosi  $F_{Omin} = 2$ , (w skali logarytmicznej 3dB). Wynika ona z limitu kwantowego i możliwa jest do otrzymania gdy [2.23, 2.32]:

$$N_2 \gg N_1, \quad (2.12)$$

gdzie:  $N_2$  – liczba jonów erbu w stanie zbudzonym,  $N_1$  – liczba jonów w stanie podstawowym.

Na rys. 2.36 przedstawiono zależność liczby szumowej zbudowanego przez autora wzmacniacza EDFA od mocy pompującej (zwiększając moc pompy wzbudzano więcej jonów erbu).



Rys. 2.36. Liczba szumowa w funkcji mocy pompującej, dla sygnału wejściowego  $\lambda = 1550 \text{ nm}$ ,  $P_{we} = -20 \text{ dBm}$ .

Optyczna liczba szumowa została wyznaczona z wykorzystaniem funkcji analizatora widma optycznego ANDO AQ6317B. Przyrząd ten oblicza współczynnik  $F_O$  na podstawie optycznych właściwości wzmacniacza, według zależności [2.33, 2.34]:

$$F_o = \frac{P_{ASE}}{\Delta\nu \cdot G \cdot h \cdot \nu} + \frac{1}{G}, \quad (2.13)$$

gdzie:  $P_{ASE}$  – moc szumów ASE,  $\Delta\nu$  – szerokość pasma sygnału (0,1 nm),  $\nu$  – częstotliwość sygnału wejściowego.

Stosując zbudowany wzmacniacz EDFA należy spodziewać się minimalnego pogorszenia stosunku S/N (w dziedzinie optycznej) na poziomie 4 dB.

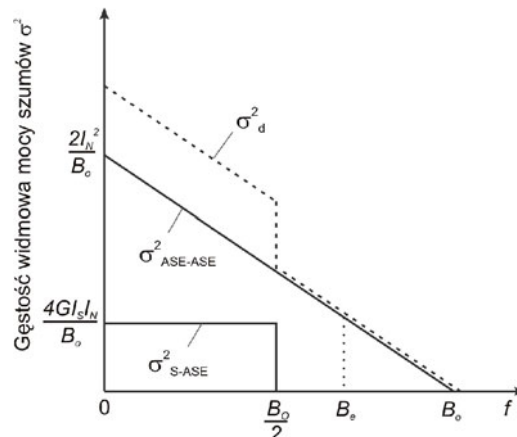
Szumy optyczne powstające we wzmacniaczu EDFA są przekształcane po fotodetekcji na szumy elektryczne. Na powierzchni detektora dochodzi do interferencji pomiędzy sygnałem użytecznym a szumem oraz pomiędzy poszczególnymi składnikami szumu. Z tego powodu w dziedzinie sygnałów elektrycznych obserwuje się dwa składniki pochodzące od tych zduńnięć. Ich całkowita moc (wydzielająca się na rezystancji 1  $\Omega$ ), dla fotodetektora o paśmie  $B_e$  (przy założeniu płaskiej odpowiedzi częstotliwościowej detektora, bez filtrowania sygnału) wynosi [2.23]:

$$P_{S-ASE} = 4GI_S I_N \frac{B_e}{B_o},$$

$$P_{ASE-ASE} = I_N^2 \frac{B_e}{B_o^2} (2B_o - B_e), \quad (2.14)$$

gdzie:  $I_S$  – fotoprąd wywołany przez niewzmocniony sygnał optyczny,  $I_N$  – fotoprąd wywołany szumami ASE,  $B_o$  – pasmo optyczne sygnału padającego na fotodetektor,  $P_{S-ASE}$  – moc szumów pochodzących od zduńnięć: sygnał - ASE,  $P_{ASE-ASE}$  – moc szumów pochodzących od zduńnięć ASE-ASE.

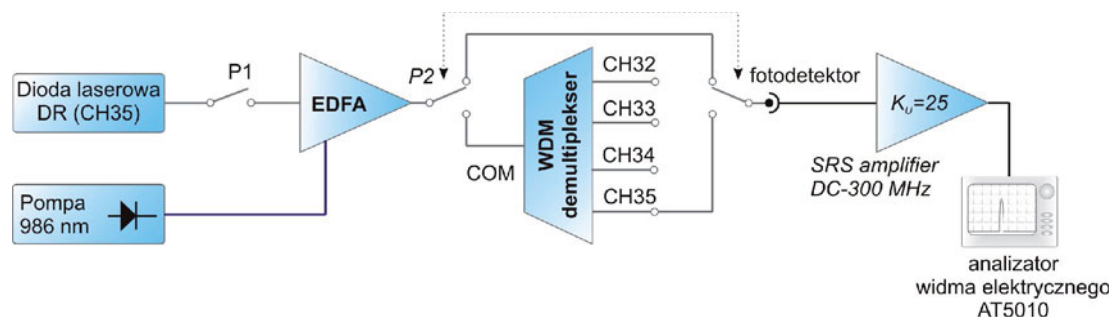
Gęstości widmowe mocy szumu pochodzącego od zduńnięć: sygnału z szumem –  $\sigma_{S-ASE}^2$  oraz szumu z szumem –  $\sigma_{ASE-ASE}^2$  w funkcji częstotliwości przedstawiono na rys. 2.37.



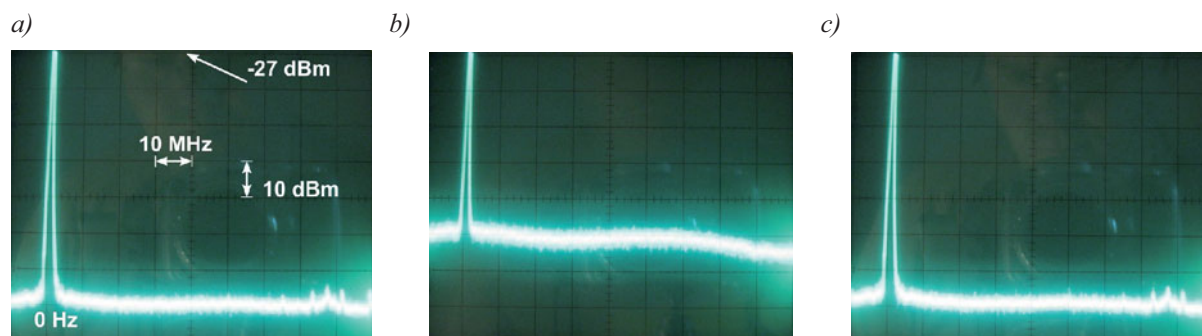
Rys. 2.37. Gęstość widmowa mocy szumów na fotodetektorze [2.24].

Na fotodetektorze umieszczonym za wzmacniaczem EDFA dominują szumy pochodzące od zduńnięć ASE – ASE. Wpływ tego rodzaju szumu można znacznie ograniczyć poprzez umieszczenie przed fotodetektorem filtra [2.32].

Autor praktycznie zbadał, jaki wpływ na poziom szumów elektrycznych ma umieszczenie przed fotodetektorem demultipleksa WDM (rys. 2.28). Na rys. 2.39 przedstawiono widma sygnału elektrycznego. Moc diody pompującej wzmacniacz EDFA wynosiła  $P_p = 115$  mW.



Rys. 2.38. Układ do oceny wpływu szumów optycznych wzmacniacza EDFA na szумы elektryczne.



Rys. 2.39. Sygnał na wyjściu fotodetektora przy wyłączonej diodzie sygnałowej ( $P1$  w górnym położeniu): a) szum pochodzący od wzmacniacza elektrycznego, przy wyłączonej pompie EDFA, b) włączona dioda pompująca, bez filtracji optycznej, c) włączona dioda pompująca, sygnał filtrowany ( $P2$  w dolnym położeniu).

Zastosowanie filtracji optycznej w postaci demultiplexera WDM zmniejszyło o około 18 dB poziom szumu elektrycznego na wyjściu fotodetektora pochodzącego od zduńnięć ASE–ASE. Szumów pochodzących od zduńnięć sygnał – ASE nie zaobserwowano (moc sygnału wynosiła:  $P_s = 30$  mW,  $P1$  załączony).

## ROZDZIAŁ III

### WIBROMETRIA ŚWIATŁOWODOWA

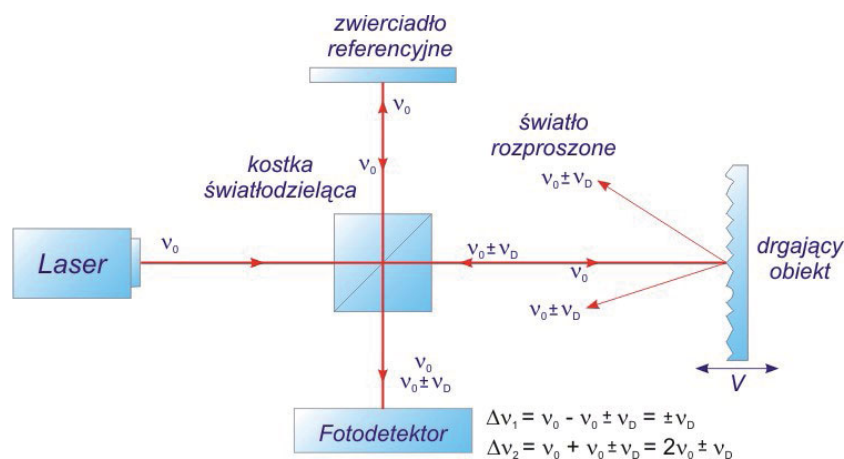
W rozdziale tym przedstawione zostały różne konfiguracje światłowodowych systemów służących do analizy rozproszonego promieniowania laserowego. Zaprezentowano systemy jedno i wielokanałowe. Pokazany został proces ich optymalizacji. Oceniane były one głównie na podstawie stosunku sygnału do szumu na fotodetektorze.

Przebadane przez autora systemy do analizy rozproszonego promieniowania laserowego bazują na interferometrycznych metodach pomiarowych.

#### 3.1. Interferometryczne metody pomiarowe

Interferometryczne metody pomiarowe charakteryzują się dużą rozdzielczością oraz dokładnością pomiaru. Zarówno klasyczne (objętościowe) jak i światłowodowe, są często stosowane w metrologii optycznej [1.16]. Ogólnie nadają się do pomiarów tych wielkości fizycznych, które mogą spowodować zmianę fazy fali elektromagnetycznej w jednym z ramion interferometru. Światłowodowe wersje interferometrów są obecnie stosowane jako czujniki temperatury, naprężeń, przesunięcia, prędkości. Umieszczając w jednym z ramion materiał magnetostrykcyjny można mierzyć bardzo małe wartości natężenia pola magnetycznego. Możliwe są również pomiary wartości natężenia pola elektrycznego, czy też zbudowanie światłowodowego żyroskopu [3.1].

Na rys. 3.1 przedstawiono interferometr Michelsona, jest to jeden z najprostszych układów, w którym można mierzyć dopplerowskie przesunięcie częstotliwości.



Rys. 3.1. Interferometr Michelsona.

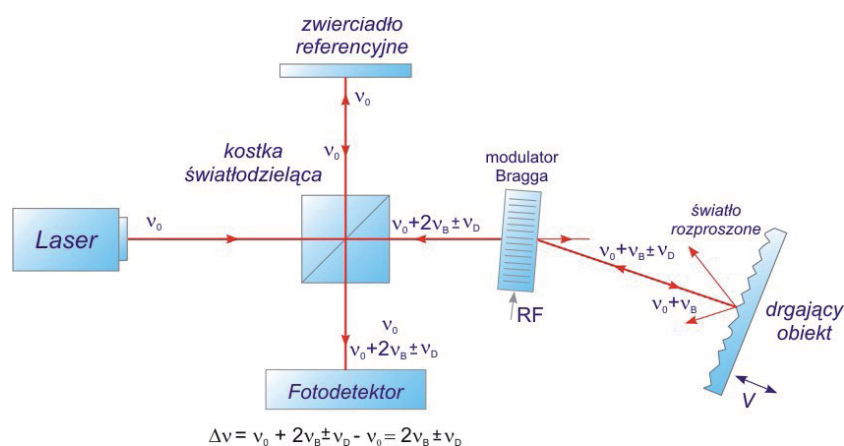
Światło koherentne, pochodzące z lasera, jest rozdzielne na dwie wiązki: odniesienia i pomiarową. Wiązka odniesienia po odbiciu od zwierciadła referencyjnego trafia na powierzchnię fotodetektora. Część wiązki pomiarowej, rozproszonej na obiekcie, również dociera do fotodetektora, przy czym w sytuacji, gdy obiekt się porusza, jej częstotliwość zostaje zmieniona w wyniku efektu Dopplera. Obie wiązki interferują ze sobą na powierzchni fotodetektora. Na jego wyjściu powinno otrzymać się dwa sygnały o częstotliwościach:  $\Delta v_1$  i  $\Delta v_2$ . Ze względu, na wysoką częstotliwość składnika  $\Delta v_2$  (rzędu teraherców) bezpośrednia detekcja tego sygnału nie jest możliwa. Częstotliwość sygnału  $\Delta v_1$  jest mierzalna, jej wartość



określona jest podaną w pierwszym rozdziale zależnością 1.16. Jeżeli w układzie interferometru zostanie użyty laser He–Ne o długości fali  $\lambda = 632,8$  nm, wówczas dla drgań o prędkości 1 m/s częstotliwość sygnału na wyjściu fotodetektora będzie wynosiła 3,16 MHz [3.2].

Opisany powyżej, homodynowy układ do pomiaru prędkości obiektu (wykorzystujący zmiany częstotliwości wynikające z efektu Dopplera) ma kilka wad. Przede wszystkim nie umożliwia uzyskania informacji o kierunku drgań. Ponadto, w przypadku użycia powierzchni rozpraszającej (jak na rysunku) zamiast odbijającej, detekcja sygnału może być bardzo utrudniona, ponieważ sygnał użyteczny znajduje się w obszarze niskich częstotliwości gdzie dominują szumy pochodzące z lasera [3.3].

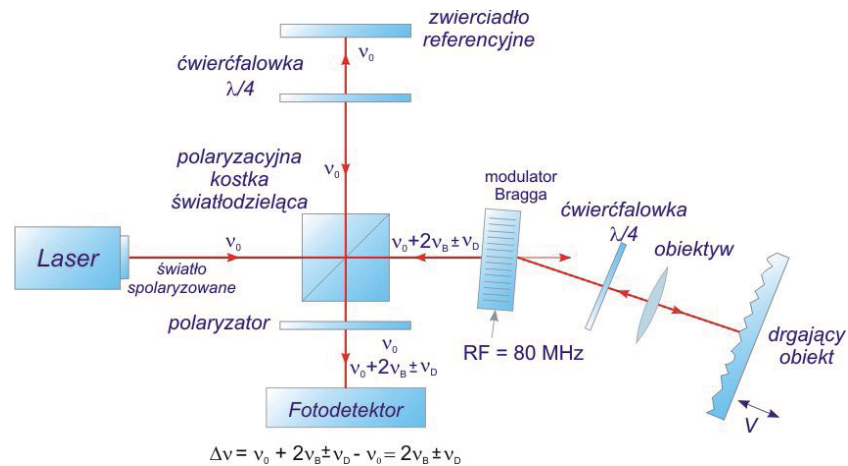
Większość z opisanych powyżej niedogodnień można wyeliminować przez zastosowanie w jednym z ramion interferometru Michelsona elementu przesuwającego częstotliwość światła. Najczęściej stosuje się do tego celu akustooptyczny modulator Bragga (opisany w punkcie 2.3). Tak zmodyfikowany układ interferometru przedstawiono na rys. 3.2.



Rys. 3.2. Interferometr Michelsona z elementem przesuwającym częstotliwość światła.

Na rys. 3.2. zaznaczono tylko tę składową sygnału, którą można detekować. Podłączając analizator widma do wyjścia fotodetektora otrzymuje się prążek na częstotliwości nośnej, której wartość w tym układzie jest podwojona (ze względu na dwukrotne przejście wiązki przez modulator) częstotliwością pracy akustooptycznego modulatora Bragga ( $2\nu_B$ ). Podczas ruchu obiektu prążek ten przemieszcza się, sygnał jest zmodulowany częstotliwościowo. Układ pozwala na detekcję kierunku przemieszczenia. Jeżeli modulator pracuje na +1 rzędzie dyfrakcji Bragga, to częstotliwość sygnału rośnie gdy obiekt zbliża się do układu, w przeciwnym razie maleje.

Bazując na układzie interferometru Michelsona z elementem przesuwającym częstotliwość światła (rys. 3.2) w Zakładzie Teorii Pola Elektromagnetycznego i Elektroniki Kwantowej Politechniki Wrocławskiej w 2000 roku powstał laboratoryjny model wibrometru laserowego. Jego autorami są Paweł Kaczmarek i Tomasz Rogowski [3.4]. Na podstawie ich wyników pomiarów Jacek Różewicz wspólnie z Dariuszem Mrukiem skonstruowali w 2003 roku prototyp wibrometru, który od tego czasu jest używany głównie w laboratorium studenckim. Wszystkie prace wykonane zostały pod opieką prof. dr hab. inż. Krzysztofa Abramskiego. Schemat optycznej części wibrometru przedstawiono na rys. 3.3.

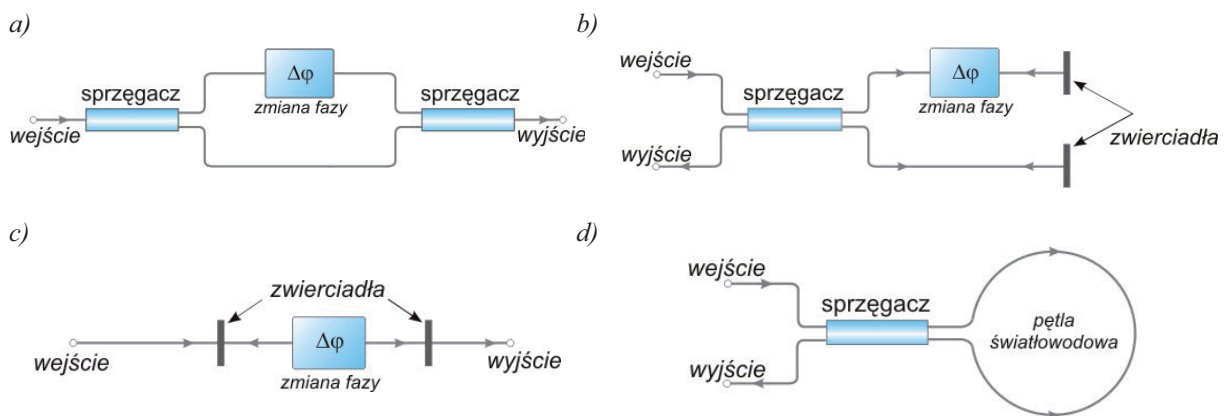


Rys. 3.3. Konstrukcja wibrometru opracowanego w Zakładzie Teorii Pola i Elektroniki Kwantowej PWr.

Źródłem światła w wibrometrze przedstawionym na rys. 3.3 jest laser He–Ne (632,8 nm) emitujący falę o polaryzacji liniowej (wymuszona przez okienko Brewstera). Zastosowano dodatkowe elementy polaryzacyjne, które umożliwiły regulację stosunku mocy sygnału odniesienia do pomiarowego na powierzchni fotodetektora (duża moc sygnału odniesienia w układzie z rys. 3.2 może powodować nasycenie fotodetektora). Dodatkowo dzięki tym elementom wyeliminowano szkodliwe sprzężenie z laserem [2.14].

Osiągnięte wyniki badań dotyczące wibrometrii laserowej z zastosowaniem laserów gazowych oraz doświadczenia w dziedzinie techniki światłowodowej były powodem opracowania światłowodowej wersji wibrometru pracującego w III oknie telekomunikacyjnym. Prekursorem tych badań w naszym zespole był Paweł Kaczmarek, wynikiem jego prac jest dysertacja doktorska [2.14]. Dalsze badania dotyczące wibrometrii światłowodowej kontynuowane są przez autora.

W światłowodowej metrologii interferometrycznej stosuje się głównie cztery podstawowe rodzaje interferometrów [1.21]. Ich budowę przedstawiono na rys. 3.4.



Rys. 3.4. Interferometry światłowodowe a) Mach–Zehndera, b) Michelsona, c) Fabry - Perota, d) Sagnaca

W interferometrze *Mach–Zehndera* (rys. 3.4a) wiązka światła jest rozdzielana na dwie części w sprzęgaczu wejściowym. Dalej światło jest propagowane dwoma światłowodami. Jeden z nich poddaje się działaniu czynnika wywołującego zmianę fazy światła. Obydwa światłowody łączą się w sprzęgaczu wyjściowym, którego wyjście podłączone jest do detektora. Wiązki interferują ze sobą, prąd fotodetektora zależy od różnicy faz pomiędzy nimi. Jest to najbardziej rozpowszechniony w technice światłowodowej typ interferometru.

Do zbudowania światłowodowego interferometru *Michelsona* (rys. 3.4b) wystarczy jeden sprzęgacz, który rozdziela światło pochodzące ze źródła na dwie wiązki a następnie obie wiązki: ze zmienioną i niezmienioną fazą kieruje do wyjścia. Ponieważ wiązka w ramieniu pomiarowym przechodzi dwukrotnie przez element zmieniający fazę, interferometr ten charakteryzuje się dwukrotnie większą czułością, sygnał wyjściowy powtarza się przy zmianie fazy o  $\pi$  [2.14].

Interferometr *Fabry – Perota* (rys. 3.4c) wykorzystuje się do budowy filtrów optycznych, laserów oraz czujników światłowodowych [3.5 – 3.7]. Składa się z dwóch zwierciadeł, pomiędzy którymi tworzy się wnęka rezonansowa. Opisywany w poprzednim punkcie światłowodowy wzmacniacz EDFA może stać się laserem światłowodowym jeżeli nie zastosuje się w nim izolatorów, ponieważ w takiej sytuacji tworzy się rezonator pomiędzy wejściem i wyjściem wzmacniacza (odbicia na złączach).

W interferometrze *Sagnaca* (rys. 3.4d) fala świetlna jest rozdzielana w sprzęgaczu na dwie, przeciwbieżnie propagujące się wiązki. Jeżeli pętla światłowodowa nie porusza się to drogi optyczne dla obu wiązek są takie same. Przy zastosowaniu sprzęgacza o stopniu podziału 50:50, natężenie światła na wyjściu jest minimalne – cała energia powraca do światłowodu wejściowego. Układ taki jest światłowodowym zwierciadłem. Ruch pętli sprawia, że pojawia się różnica faz pomiędzy promieniami. Efekt ten wykorzystuje się m. in. w żyroskopach światłowodowych [3.1].

### 3.2. Fotodetekcja sygnałów interferometrycznych

W interferometrii światłowodowej powszechnie stosowane są fotodiody półprzewodnikowe. Najczęściej są one sprzężone (spigtailowane) ze światłowodem. Można wyróżnić trzy główne typy fotodetektorów używanych w tej technice: zawierające fotodiode typu *p-i-n*, z fotodiode lawinową *APD* (*avalanche photodiode*) oraz fotodetektor z diodą *p-i-n* poprzedzoną optycznym przedwzmacniaczem, np. EDFA [3.8].

Fotodiode *p-i-n* w porównaniu do standardowych fotodiod zawiera dodatkową warstwę *i* umieszczoną pomiędzy półprzewodnikiem typu *p* i *n*. Warstwę *i* stanowi półprzewodnik samoistny bądź bardzo słabo domieszkowany półprzewodnik typu *n* [1.21]. Wprowadzenie jej skraca czas przelotu nośników przez obszar ładunku przestrzennego. Optymalna szerokość warstwy *i* jest wynikiem kompromisu pomiędzy szybkością a czułością fotodiody. W fotodiodech *p-i-n* fotony są absorbowane w warstwie *i*. Wytwarzają tam pary elektron-dziura, które rozdzielane są przez pole elektryczne. Dla fotodiod pracujących w zakresie 1,1 – 1,65  $\mu\text{m}$  warstwa ta zbudowana jest z InGaAs, natomiast pozostałe warstwy są wykonane z InP, który w tym zakresie długości fal jest przezroczysty [3.9]. Fotodiody *p-i-n* wymagają niewielkich napięć zasilających, zwykle jest to 5 – 10 V. Są one szybsze od fotodiod lawinowych.

W fotodiodech lawinowych (APD) realizuje się wzmocnienie prądu wewnątrz diody dzięki procesowi powielania nośników. Typowa wartość współczynnika powielania lawinowego *M* (wzmocnienia) fotodiod APD pracujących w zakresie III okna telekomunikacyjnego wynosi około 10. Do istotnych wad tego rodzaju fotodiod można zaliczyć: duże, w porównaniu do *p-i-n*, napięcie zasilania, (około 40 – 60 V dla fotodiod pracujących w okolicach 1550 nm), większe niż w *p-i-n* szumy, mniejszą szybkość działania oraz silną zależność wzmocnienia *M* od temperatury. Do detekcji sygnałów optycznych o małej mocy alternatywą dla APD jest zastosowanie fotodiody *p-i-n* z optycznym przedwzmacniaczem [3.8].

W niniejszej pracy autor używał fotodiod *p-i-n* sprzężonych ze światłowodem, których parametry zostały zestawione w tab. 3.1.

Tab. 3.1. Parametry fotodiody p-i-n KPPD-2-250S-FC/APC firmy Photop.

Parametr	Jednostka	Wartość
Widmowy zakres pracy	nm	1250 – 1600
Czułość $R$	A/W	0,85
Maksymalny prąd ciemny $I_{dmax}$	nA	1,0
Pojemność złącza $C_D$	pF	0,9
Częstotliwość odcięcia (3dB, $R_{obc} = 50 \Omega$ )	GHz	2,0
Maksymalne napięcie wsteczne $U_{Rmax}$	V	20
Maksymalny czas narastania / opadania	ns	0,3

Relacja pomiędzy prądem fotodiody a mocą światła padającego na fotodetektor  $P_{in}$  jest następująca [3.8]:

$$I_{PIN} = \eta \cdot \frac{\lambda e}{hc} \cdot P_{in} = R \cdot P_{in}, \quad (3.1)$$

gdzie:  $\eta$  – sprawność kwantowa (ilość fotonów tworzących parę elektron – dziura odniesiona do wszystkich padających na powierzchnię fotodiody fotonów).

Współczynnik proporcjonalności:

$$R = \eta \cdot \frac{\lambda e}{hc}, \quad (3.2)$$

określa czułość fotodiody. Dla diody używanej przez autora (tab. 3.1)  $R = 0,85$  A/W (wyznaczona dla  $1,55 \mu\text{m}$  sprawność kwantowa  $\eta = 68 \%$ ). Typowe wartości  $R$  fotodiód  $p-i-n$  pracujących w tym zakresie wynoszą  $0,6 - 0,9$  A/W [2.2].

Z wyrażenia 3.1 wynika, że dla stałej w czasie mocy optycznej prąd fotodiody powinien mieć stałą wartość. W praktyce fluktuacje prądu na jej wyjściu wywołane są głównie przez obecność szumu śrutowego i termicznego [3.10, 3.11]. Równanie 3.1 jest prawdziwe nawet przy uwzględnieniu szumów, pod warunkiem że prąd  $I_{PIN}$  jest interpretowany jako prąd średni.

### 3.2.1. Szum śrutowy

Szum śrutowy związany jest z losowym procesem generacji fotoelektronów oraz statystycznym rozkładem w czasie fotonów docierających do fotodetektora [3.12]. Jego obecność jest szczególnie istotna w przypadku sygnałów optycznych o małych mocach oraz detektorów o niewielkiej wydajności kwantowej. Nie można go uniknąć, ponieważ wynika on z kwantowej natury nośników i fotonów. Studia nad tym rodzajem szumu rozpoczęła *Schottky* w 1918 roku [3.13].

Prąd generowany przez fotodiode można zapisać jako:

$$i_F(t) = I_{PIN} + i_S(t), \quad (3.3)$$

gdzie:  $I_{PIN}$  - średnia wartość prądu wynikająca z relacji 3.1,  $i_S$  – fluktuacje prądu związane z występowaniem szumu śrutowego.

Fluktuacje  $i_S(t)$  są opisywane rozkładem Poissona [2.2]. Funkcja autokorelacji, wiążąca  $i_S(t)$  z gęstością widmową mocy szumu śrutowego  $S_S(f)$ , jest wyrażona za pomocą twierdzenia *Wienera-Khinchina* [3.11]:

$$\langle i_S(t) \cdot i_S(t + \tau) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} S_S(f) \exp(2\pi i f \tau) df, \quad (3.4)$$

w którym „ $\langle \rangle$ ” oznacza uśrednianie. Gęstość widmowa mocy szumu śrutowego jest stała (nie zależy od częstotliwości) i wynosi (w przedziale częstotliwości  $-\infty, +\infty$ ) [2.2]:

$$S_S(f) = eI_{PIN}. \quad (3.5)$$

Wariancję szumu śrutowego, a tym samym jego średnią moc, wyznacza się przyjmując w równaniu 3.4  $\tau = 0$ :

$$\sigma_S^2 = \langle i_S^2(t) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} S_S(f) df = 2eI_{PIN} \Delta f, \quad (3.6)$$

gdzie:  $\Delta f$  - szerokość pasma fotodetektora.

### 3.2.2. Szum termiczny

W temperaturze większej od zera bezwzględnej ruchliwość ładunków wywołuje lokalne fluktuacje gęstości prądu, które są źródłem szumu termicznego (nazywanego również szumem *Johnsona* [3.14] lub *Nyquista* [3.15], na cześć uczonych, którzy jak pierwsi badali to zjawisko). Prąd generowany przez fotodiodeę uwzględniający wcześniej opisany szum śrutowy oraz szum termiczny ma postać (rozbudowane wyrażenie 3.3):

$$i_F(t) = I_{PIN} + i_S(t) + i_T(t), \quad (3.7)$$

gdzie:  $i_T(t)$  – fluktuacje prądu wywołane szumem termicznym.

Szum termiczny modelowany jest jako stacjonarny proces z rozkładem Gaussa o gęstości widmowej mocy w zakresie do 1 THz niezależnej od częstotliwości (szum w przybliżeniu biały) [2.2]. Jego gęstość widmowa mocy wynosi (w przedziale częstotliwości  $-\infty, +\infty$ ):

$$S_T(f) = 2 \frac{k_B T}{R_L}, \quad (3.8)$$

gdzie:  $k_B$  – stała Boltzmanna,  $T$  – temperatura wyrażona w *Kelwinach*,  $R_L$  – rezystancja obciążenia.

Wariancja szumu termicznego (wyznaczona jak w poprzednim punkcie) wynosi:

$$\sigma_T^2 = \langle i_T^2(t) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} S_T(f) df = 4 \frac{k_B T}{R_L} \Delta f, \quad (3.9)$$

gdzie:  $\Delta f$  - szerokość pasma fotodetektora.



W odróżnieniu od szumów śrutowych, wariancja szumów termicznych nie zależy od prądu płynącego przez fotodiode.

W praktyce bardzo często stosowane są fotodetektory składające się z fotodiody oraz wzmacniacza [2.2]. Wzmacniacze te są źródłem dodatkowych szumów. Moc szumów na wyjściu takich fotodetektorów zależy nie tylko od fotodiody, ale od konfiguracji pracy oraz technologii wykonania wzmacniacza. Wpływ szumów wzmacniacza można uwzględnić przez zmodyfikowanie równania 3.9 do postaci:

$$\sigma_T^2 = 4 \frac{k_B T}{R_L} F_n \Delta f, \quad (3.10)$$

gdzie:  $F_n$  – współczynnik szumów wzmacniacza (nazywany też liczbą szumową, zależność 2.11).

Ponieważ szумы: śrutowy i termiczny są losowo niezależne, całkowita wariancja prądu na wyjściu detektora pochodząca od tych szumów jest sumą wariancji prądu pochodzących od każdego z nich:

$$\sigma^2 = \langle (i_S(t) + i_T(t))^2 \rangle = \sigma_S^2 + \sigma_T^2 = 2(eI_{PIN} + I_d)\Delta f + \left(4k_B \frac{T}{R_L}\right) F_n \Delta f, \quad (3.11)$$

gdzie:  $I_d$  – prąd ciemny fotodiody.

### 3.2.3. Współczynnik sygnał / szum w fotodetektorach z diodami p-i-n

Miarą jakości fotodetektorów jest stosunek sygnału do szumu uzyskany na ich wyjściu. Dla rozważanych sygnałów na wyjściu fotodetektora jest on zdefiniowany następująco [2.2]:

$$SNR = \frac{P_S}{P_n} = \frac{I_{PIN}^2}{\sigma^2}, \quad (3.12)$$

gdzie:  $P_S$  – moc sygnału użytecznego,  $P_n$  – moc szumu.

Na podstawie zależności 3.1, 3.2 oraz 3.11:

$$SNR = \frac{R^2 P_S^2}{2e(RP_S + I_d)\Delta f + 4k_B \frac{T}{R_L} F_n \Delta f}. \quad (3.13)$$

#### SNR dla szumów termicznych

Dla niewielkich wartości mocy optycznych szумы termiczne przeważają nad śrutowymi [2.2]. Jeżeli w równaniu 3.13 pominięty zostanie wkład szumów śrutowych równanie to upraszcza się do postaci:

$$SNR_T = \frac{R_L R^2 P_S^2}{4k_B T F_n \Delta f}. \quad (3.14)$$

Wartość stosunku S/N zwiększa się z kwadratem mocy światła (jeżeli wejściowa moc optyczna wzrośnie o  $\Delta P$  dB, S/N wzrośnie o  $2 \cdot \Delta P$  dB). Szумы termiczne mogą być

zmniejszane przez zwiększenie rezystancji obciążenia. Z tego powodu często stosuje się konstrukcje fotodetektorów, w których fotodiody podłączone są do wzmacniacza transimpedancyjnego. Takie rozwiązanie zostało również zastosowane przez autora.

Szumy termiczne są również często opisywane współczynnikiem  $NEP$  (*noise-equivalent power*). Określa on minimalną moc sygnału w jednostkowym paśmie wymaganą do osiągnięcia  $SNR = 1$ :

$$NEP = \frac{P_s}{\sqrt{\Delta f}} = \sqrt{\frac{4k_B T F_n}{R_L R^2}}. \quad (3.15)$$

W temperaturze  $T = 293,16$  K dla rezystancji obciążenia  $R_L = 50 \Omega$  użyta przez autora do badań fotodiody ma współczynnik  $NEP = 21,17 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ .

### SNR dla szumów śrutowych

W przypadku dominujących szumów śrutowych  $\sigma_s^2 \gg \sigma_T^2$  stosunek sygnału do szumu wynosi:

$$SNR_s = \frac{RP_s}{2e\Delta f}. \quad (3.16)$$

Jego wartość rośnie liniowo ze wzrostem mocy wejściowej (przy zaniedbaniu prądu ciemnego). Wpływ tego rodzaju szumów może być zmniejszony, oprócz zwiększenia mocy wejściowej, przez zawężenie pasma albo użycia detektora o większej czułości.

Stosunek sygnału do szumu śrutowego określany jest jako *bezpośrednia granica detekcji* [1.21]. Minimalny, mierzalny sygnał dla  $SNR_s = 1$  wynosi:

$$P_{\min} = 2h\nu\Delta f. \quad (3.17)$$

### 3.2.4. Rodzaje detekcji sygnałów optycznych

W procesie modulacji światła wykorzystuje się zmiany wszystkich parametrów fali elektromagnetycznej. Najczęściej stosowane detektory reagują na zmianę natężenia promieniowania. Fala elektromagnetyczna jest nośnikiem energii, strumień energii przenoszony przez nią określa *wektor Poyntinga* [3.16]:

$$\vec{S}(t) = \frac{1}{\mu_0} \vec{E}(t) \times \vec{H}(t), \quad (3.18)$$

gdzie:  $\mu_0$  – przenikalność magnetyczna próżni,  $\vec{E}$  – wektor natężenia pola elektrycznego,  $\vec{H}$  – wektor natężenia pola magnetycznego.

Natężenie promieniowania  $I$ :

$$I(t) = |\vec{S}(t)| = \frac{1}{2Z_0} |\vec{E}(t)|^2, \quad (3.19)$$

gdzie:  $Z_0$  – impedancja falowa próżni:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}. \quad (3.20)$$

Prąd fotodiody (3.1) zależy od mocy światła, która jest funkcją natężenia  $I$  [3.16]:

$$P(t) = \int_s I(t) \vec{z} \cdot \vec{n}_p ds = \frac{1}{2Z} \int_s |E(t)|^2 \vec{z} \cdot \vec{n}_p ds, \quad (3.21)$$

gdzie:  $\vec{z}$  - jednostkowy wektor zgodny z kierunkiem rozchodzenia się fali elektromagnetycznej,  
 $\vec{n}$  - jednostkowy wektor normalny do powierzchni detektora  $S$ .

### Detekcja koherentna

Detekcja ta wykorzystuje interferencję dwóch fal elektromagnetycznych na powierzchni fotodetektora. Wśród koherentnych metod detekcji można wyróżnić: detekcję homodynową i heterodynową. W detekcji homodynowej lokalny oscylator ma tę samą częstotliwość co fala sygnałowa, natomiast w detekcji heterodynowej częstotliwość oscylatora jest przesunięta względem częstotliwości fali sygnałowej o częstotliwość pośrednią [1.21]. Do zmiany częstotliwości fali świetlnej wykorzystuje się głównie akustooptyczny modulator Bragga (opisany w podrozdziale 2.3).

W detekcji heterodynowej na powierzchni fotodetektora interferują ze sobą dwie fale elektromagnetyczne: pierwsza o częstotliwości podstawowej  $\omega_R$ :

$$E_R(t) = E_{0R} \cos(\omega_R t + \varphi_R) \quad (3.22)$$

oraz druga, przesunięta względem niej o  $\omega_p = \omega_R - \omega_S$ :

$$E_S(t) = E_{0S} \cos[(\omega_R + \omega_p)t + \varphi_S]. \quad (3.23)$$

Moc optyczna na powierzchni detektora jest proporcjonalna do kwadratu wypadkowego pola elektrycznego (zależność 3.25):

$$P = k(E_R + E_S)^2 \approx [E_{0R} \cos(\omega_R t + \varphi_R)]^2 + \{E_{0S} \cos[(\omega_R + \omega_p)t + \varphi_S]\}^2 + E_{0R} E_{0S} \cos[(2\omega_R + \omega_p)t + \varphi_R + \varphi_S] + E_{0R} E_{0S} \cos[\omega_p t + (\varphi_R - \varphi_S)], \quad (3.24)$$

gdzie:  $k$  – współczynnik proporcjonalności.

Składnik  $2\omega_R + \omega_p$  leży poza obszarem detekcji. Jeżeli częstość  $\omega_p$  jest z zakresu fal radiowych (np. w przypadku zastosowania modulatora Bragga), zmiany ostatniego składnika równania 3.28 są detekowane. Moc chwilowa na powierzchni fotodetektora wynosi [2.2]:

$$P(t) = P_R + P_S + 2\sqrt{P_R P_S} \cos(\omega_p t + \varphi_R - \varphi_S). \quad (3.25)$$

Natomiast prąd fotodetektora (z zal. 3.25 i 3.1):

$$i(t) = R(P_R + P_S) + 2R\sqrt{P_R P_S} \cos(\omega_p t + \varphi_R - \varphi_S). \quad (3.26)$$

Składowa zmienna prądu (zawierająca użyteczną informację) wynosi:

$$i_{ac}(t) = 2R\sqrt{P_R P_S} \cos(\omega_p t + \varphi_R - \varphi_S), \quad (3.27)$$

a jej wartość skuteczna:

$$I = R\sqrt{2P_R P_S}. \quad (3.28)$$

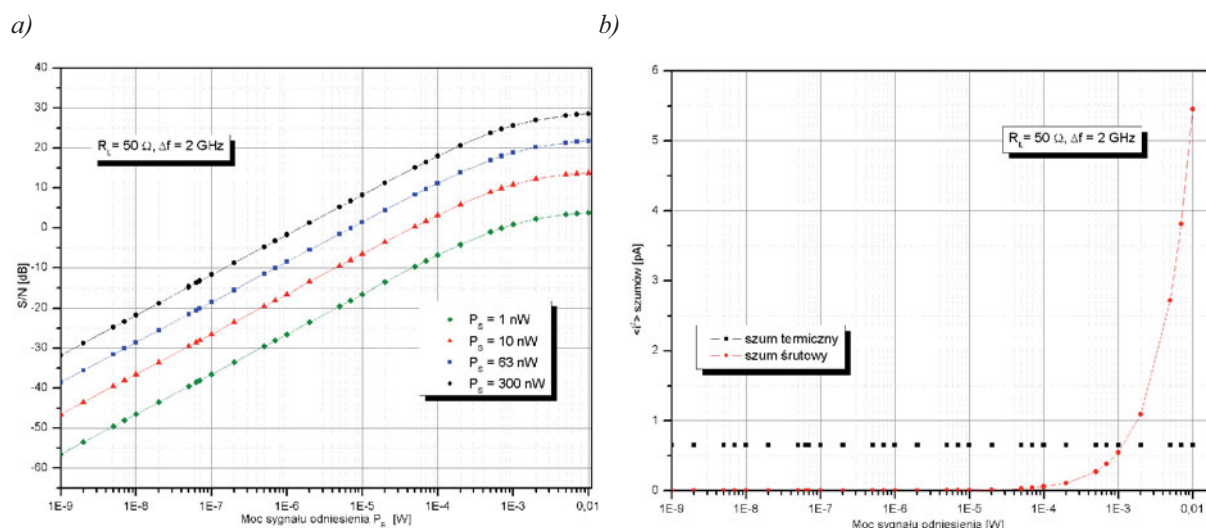
Stosunek sygnał szum dla detekcji heterodynowej (z zależności 3.12 i 3.13):

$$SNR = \frac{2R^2 P_S P_R}{2e[R(P_S + P_R) + I_d]\Delta f + 4k_B \frac{T}{R_L} \Delta f}. \quad (3.29)$$

Detekcja koherentna pozwala na zwiększenie stosunku S/N, ponieważ zależy on również od mocy sygnału odniesienia ( $P_R$ ); wiązka odniesienia (oscylator lokalny) w tej technice detekcji działa jak wzmacniacz.

Dla fotodiody *p-i-n* o parametrach przedstawionych w tab. 3.1 połączonej z rezystancją szeregową  $50 \Omega$  wyznaczono stosunek S/N w detekcji heterodynowej. Obliczenia (zależność 3.29) przeprowadzono dla kilku wartości mocy sygnału rozproszonego (uwzględniając wyniki pomiarów z punktu 1.5). Uzyskane wartości S/N w zależności od mocy sygnału odniesienia przedstawiono na rys. 3.5a.

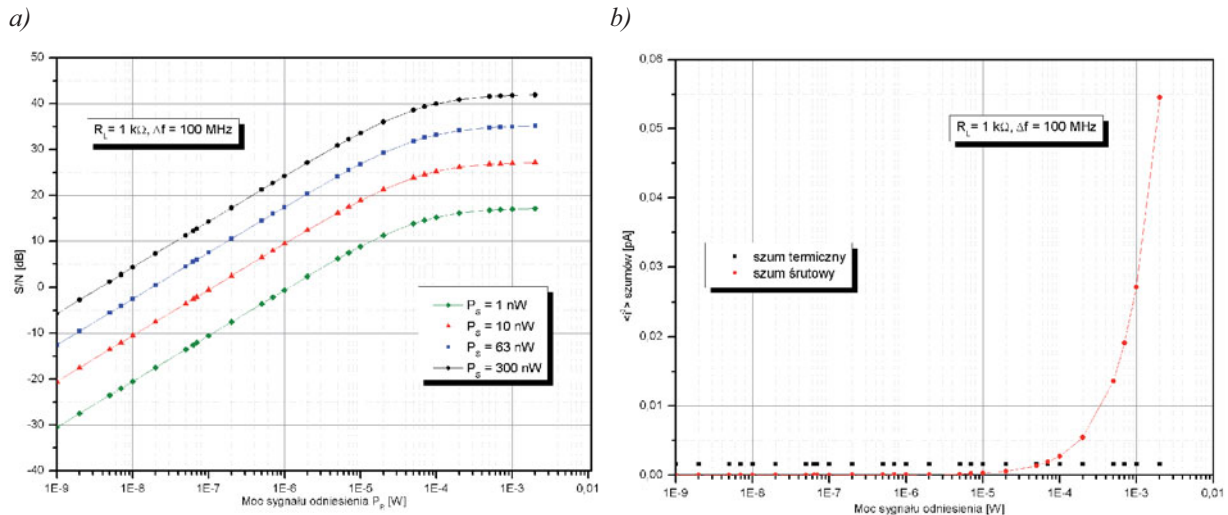
Na rys. 3.5b przedstawiono średniokwadratowy prąd szumów. W zakresie niewielkich mocy sygnałów (do 1 mW) dominują szumy termiczne. Zmniejszenie mocy szumów oraz poprawę stosunku S/N można uzyskać zawężając pasmo pracy detektora oraz zwiększając rezystancję obciążenia. Wyniki dla szerokości pasma  $\Delta f = 100 \text{ MHz}$  i rezystancji obciążenia  $R_L = 1 \text{ k}\Omega$  przestawiono na rys. 3.6.



Rys. 3.5. Wpływ mocy sygnału odniesienia na: a) stosunek S/N, b) średniokwadratowa wartość prądu szumów, dla  $R_L = 50 \Omega$  i szerokości pasma  $\Delta f = 2 \text{ GHz}$ .

Polepszenie stosunku S/N może być osiągnięte przez zwiększenie mocy sygnału rozproszonego (rys. 3.5, 3.6), na przykład za pomocą wzmacniacza optycznego EDFA. Wzmacniacz zbudowany przez autora (rys. 2.30) umożliwia wzmocnienie sygnału

rozproszenia ( $\lambda = 1550$  nm, dla  $P_{WE} = -40$  dBm) o około 26 dB. Takie wzmocnienie wiązki rozproszonej ( $P_S = 63$  nW) przy mocy wiązki odniesienia  $P_R = 100$   $\mu$ W i zastosowaniu opisywanej fotodiody  $p-i-n$  z rezystorem szeregowym  $50$   $\Omega$  teoretycznie pozwoliłoby na uzyskanie  $SNR \approx 37$  dB. Jest to jednak wynik teoretyczny, który nie uwzględnia szumów EDFA.



Rys. 3.6. Wpływ mocy sygnału odniesienia na: a) stosunek S/N, b) średniokwadratowa wartość prądu szumów, dla  $R_L = 1$  k $\Omega$  i szerokości pasma  $\Delta f = 100$  MHz.

Zwiększanie mocy w ramieniu odniesienia i pomiarowym z jednej strony poprawia S/N, z drugiej zaś powoduje wzrost składowej stałej na wyjściu fotodetektora, która może spowodować jego nasycenie.

W przypadku detekcji homodynowej, w której sygnały interferujące mają tę samą częstotliwość, prąd fotodetektora wynosi [2.2]:

$$i(t) = R(P_R + P_S) + 2R\sqrt{P_R P_S} \cos(\varphi_R - \varphi_S). \quad (3.30)$$

Dla niewielkich różnic faz:  $\varphi_R \cong \varphi_S$  wartość skuteczna prądu, a tym samym stosunek sygnał/szum jest dwa razy większy niż w przypadku detekcji heterodynowej [1.21]. Zastosowanie tej techniki detekcji w wibrometrii laserowej nie umożliwia detekcji kierunku drgań, a dodatkowo sygnał znajduje się w obszarze gdzie dominują szумы typu  $1/f$  [3.3]. Szum  $1/f$ , zwany też szumem strukturalnym, związany jest z przyrządami półprzewodnikowymi, głównie z fluktuacjami emisji, dyfuzji i rekombinacji powierzchniowej nośników [3.17].

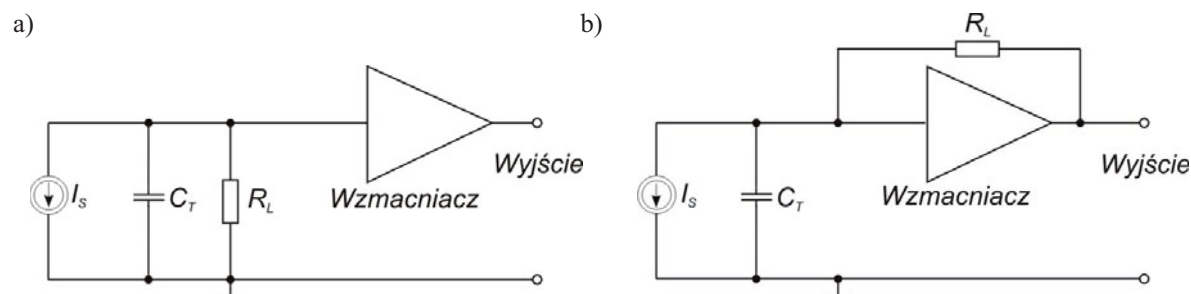
W detekcji koherentnej ważne są stany polaryzacji zarówno wiązki odniesienia jak i pomiarowej. Z tego powodu światłowodowe układy interferometryczne buduje się ze światłowodów utrzymujących stan polaryzacji lub światłowodów jednomodowych z zastosowaniem kontrolerów polaryzacji [3.16].

### 3.3. Fotodetektor z przetwornikiem prąd – napięcie

W projektowaniu układu fotodetektora ważny jest kompromis pomiędzy jego czułością a pasmem. W najprostszym przypadku, fotodioda połączona jest z rezystorem szeregowym, który decyduje o czułości, szumach i pasmie. Dla rezystora o wartości  $50$   $\Omega$ , pasmo fotodetektora wynosi  $2$  GHz (tab. 3.1), zwiększenie jego rezystancji zwiększa stosunek sygnał/szum, ale jednocześnie następuje zmniejszenie pasma pracy. Dodatkowo rezystancja



wyjściowa takiego układu jest duża, co utrudnia dalsze przetwarzanie sygnału. Aby uzyskać jednocześnie: dużą czułość, szerokie pasmo pracy i niewielką impedancję wyjściową stosuje się układy fotodetekcji ze wzmacniaczami (najczęściej operacyjnymi). W praktyce spotyka się dwie konfiguracje pracy układów fotodetekcji ze wzmacniaczem [3.16], przedstawione na rys. 3.7.



Rys. 3.7. Fotodetektor ze wzmacniaczem, układ: a) wysokoimpedancyjny, b) transimpedancyjny<sup>1</sup>.

Prąd fotodiody na rys. 3.7 reprezentowany jest przez źródło prądowe. Kondensator  $C_T$  uwzględnia pojemność fotodiody oraz wzmacniacza. Czułość obydwu przedstawionych układów fotodetekcji jest podobna, z lekką przewagą na korzyść układu z rys. 3.7a. Układ transimpedancyjny charakteryzuje się dynamiką rzędu 35 – 40 dB, która jest dużo większa niż w układzie wysokoimpedancyjnym (15 – 20 dB) [3.16]. Zapewnia on również większe pasmo pracy, ze względu na to, że ujemne sprzężenie zwrotne redukuje  $G$  krotnie pojemność  $C_T$ , gdzie  $G$  jest wzmocnieniem wzmacniacza [2.2]. Zalety układu transimpedancyjnego sprawiają, że jest on najczęściej stosowany do wzmacniania sygnałów z fotodiod. Również autor zaprojektował fotodetektor pracujący w takiej konfiguracji wzmacniacza.

Kryteriami, którymi autor kierował się przy wyborze wzmacniacza operacyjnego było pasmo pracy oraz szumy.

Chwilowa częstotliwość sygnału heterodynowania zmienia się w takt prędkości drgań analizowanego obiektu wokół sygnału o częstotliwości 40 MHz (takie przesunięcie częstotliwości światła w jednym z ramion interferometru wprowadza zastosowany modulator Bragga). Założono górną częstotliwość graniczną wzmacniacza (-3dB)  $f_g \approx 60$  MHz. Umożliwia to badanie parametrów większości drgań spotykanych w praktyce. Zwiększenie szerokości pasma oczywiście jest możliwe, ale wówczas zmniejszy się czułość układu. Autor zdecydował się na wzmacniacz operacyjny, polecany przez producenta (*Texas Instruments*) do wzmacniania sygnału z szybkich fotodiod, w konfiguracji wzmacniacza transimpedancyjnego. Podstawowe parametry tego wzmacniacza przedstawiono w tabeli 3.2.

Wzmacniacze operacyjne pracują zazwyczaj z silnym, ujemnym sprzężeniem zwrotnym, które poprawia niektóre parametry układu (np. zmniejsza impedancję wyjściową) ale jednocześnie może być przyczyną niestabilności układu. Nawet jeśli ma ono charakter czysto rezystancyjny, to pojemności pasożytnicze (pojemność złączowa fotodiody i pojemność wejściowa wzmacniacza) zwłaszcza przy dużych częstotliwościach sprawiają, że generowane zostaną drgania wywołane szumami układu [3.19].

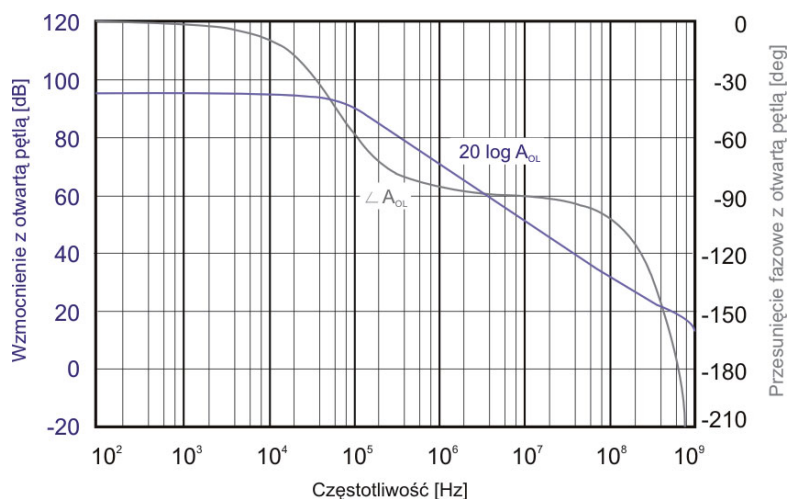
<sup>1</sup> W pozycjach literaturowych określenie „wzmacniacz transimpedancyjny” odnosi się do wzmacniaczy operacyjnych ze sprzężeniem prądowym, natomiast przedstawiony powyżej układ transimpedancyjny jest nazywany przetwornikiem prąd – napięcie [3.18]. Do budowy fotodetektora ze wzmacniaczem autor wykorzystał wzmacniacz operacyjny o sprzężeniu napięciowym, konwertujący prąd fotodiody na napięcie, a ilekroć podane zostaje stwierdzenie „transimpedancyjny” odnosi się ono do układu pracy wzmacniacza a nie jego budowy.

Tab. 3.2. Podstawowe parametry wzmacniacza OPA 847

Parametr	Warunki pomiaru	Wartość	Jednostka
Pole wzmocnienia (częstotliwość graniczna dla wzmocnienia jednostkowego) GBP ( <i>Gain Bandwidth Product</i> )	$G \geq +50$	3900	MHz
Impedancja wejściowa różnicowa	$U_{CM}^{(1)} = 0 \text{ V}$	$2,7 \parallel 2,0$	$k\Omega \parallel pF$
Impedancja wejściowa sumacyjna	$U_{CM} = 0 \text{ V}$	$2,3 \parallel 1,7$	$M\Omega \parallel pF$
Gęstość widmowa wejściowego napięcia szumów	$f > 1 \text{ MHz}$	0,85	$nV / \sqrt{Hz}$
Gęstość widmowa wejściowego prądu szumów	$f > 1 \text{ MHz}$	2,5	$pA / \sqrt{Hz}$
Współczynnik tłumienia składowej stałej CMRR	$U_{CM} = \pm 0,5 \text{ V}$	110	dB
Maksymalny czas narastania / opadania	Skok napięcia wejściowego = 0,2 V	1,2	ns
Maksymalna szybkość narastania napięcia wyjściowego SR ( <i>Slew - Rate</i> )	Skok napięcia wejściowego = 2 V	950	V/ $\mu$ s
Rezystancja wyjściowa dla układu wzmacniacza ze sprzężeniem zwrotnym	$G = +20, f < 100 \text{ kHz}$	3	m $\Omega$
Zakres zmian napięcia wyjściowego	$R_L = 100 \Omega,$ $U_Z^{(2)} = \pm 5 \text{ V}$	$\pm 3,4$	V

<sup>(1)</sup> $U_{CM}$  – napięcie sumacyjne, <sup>(2)</sup> $U_Z$  – napięcie zasilania

Przy analizie stabilności układów ze wzmacniaczami operacyjnymi wygodnie jest korzystać z amplitudowych i fazowych charakterystyk *Bodego*. Charakterystyki te dla zastosowanego wzmacniacza OPA 847 przedstawiono na rys. 3.8.



Rys. 3.8. Wzmocnienie i przesunięcie fazowe wzmacniacza OPA 847 z otwartą pętlą sprzężenia zwrotnego.

Z kryterium stabilności *Bodego* wynika, że wzmacniacz staje się niestabilny gdy przecięcie charakterystyk  $|A_U|$  ( $A_U$  – wzmocnienie napięciowe wzmacniacza z otwartą pętlą sprzężenia zwrotnego) i  $|1/\beta|$  ( $\beta$  – transmitancja obwodu sprzężenia zwrotnego) nastąpi przy ich wzajemnym nachyleniu równym, lub większym od 40 dB/dekadę [3.19].

Duże wzmocnienie we wzmacniaczach operacyjnych jest realizowane przez zastosowanie kilku stopni wzmacniających. Taki wzmacniacz w większości przypadków

traktuje się jako łańcuchowe połączenie kilku układów o pojedynczych stałych czasowych. Każdy biegun zwiększa nachylenie amplitudowej charakterystyki *Bodego* o 20 dB/dekadę, i wprowadza przesunięcie fazy 90° [3.18, 3.19]. Dla wzmacniacza złożonego z trzech stopni wzmacniających wzmacnienie w funkcji częstotliwości ma postać:

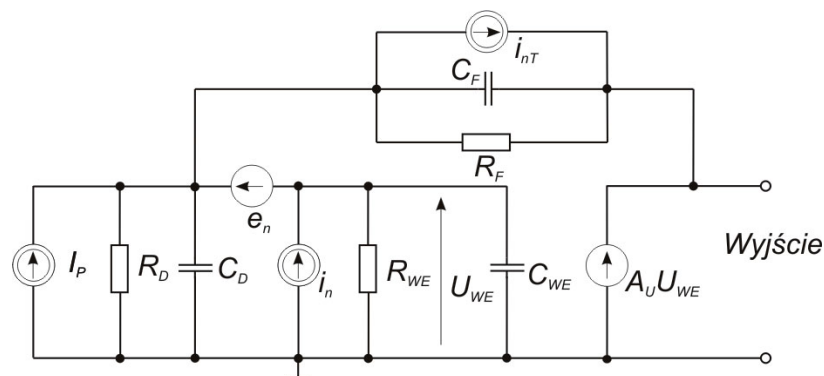
$$A_U(j\omega) = \frac{A_{U0}}{\left(1 + j\frac{\omega}{\omega_{g1}}\right)\left(1 + j\frac{\omega}{\omega_{g2}}\right)\left(1 + j\frac{\omega}{\omega_{g3}}\right)}, \quad (3.31)$$

gdzie:  $A_{U0}$  – napięciowe wzmacnienie dla składowej stałej,  $\omega_{g1} - \omega_{g3}$  – częstotliwości graniczne poszczególnych stopni wzmacniacza.

Szczególnie krytyczne warunki pracy wzmacniacza, ze względu na stabilność, występują w układzie wtórnika napięciowego, gdzie  $\beta = 1$ . W tym przypadku bezpośrednio z charakterystyk *Bodego* można sprawdzić jakie jest przesunięcie fazy dla  $A_{UL} = 0$  dB, jeżeli  $|\Delta\phi| < 180^\circ$  to układ będzie stabilny. Dla układu, opisanego zależnością 3.31 układ wtórnika będzie niestabilny, jeśli przynajmniej dwie częstotliwości graniczne będą mniejsze od częstotliwości, przy której  $|A_U| = 1$ . OPA 847 jest stabilny dla wzmacnienia z zamkniętą pętlą sprzężenia  $|A_{UF}| \geq 12$ .

Wzmacniacze szerokopasmowe, w tym OPA847, nie mają uniwersalnej korekcji charakterystyki częstotliwościowej dla  $|A_U| = 1$  (dla standardowych wzmacniaczy wprowadza się ją na etapie produkcji [3.18]), aby przy dużym wzmacnieniu nie zmniejszać szerokości pasma. Ze względu na pojemność złączową fotodiody oraz pojemności wejściowe wzmacniacza OPA 847 niezbędne jest wprowadzenie takiej korekcji. Dla układów transimpedancyjnych najczęściej polega ona na modyfikacji transmitancji obwodu sprzężenia zwrotnego [3.19–3.21].

Model układu fotodetektora ze wzmacniaczem transimpedancyjnym uwzględniający elementy niezbędne do prawidłowego zaprojektowania przedstawiono na rys. 3.9 [3.16].



Rys. 3.9. Model fotodetektora ze wzmacniaczem.

Rezystor  $R_D$  reprezentuje rezystancję bocznikującą i szeregową fotodiody (wartości nie podane przez producenta fotodiody). Pozwalają one na osiągnięcie pasma pracy fotodiody (2 GHz), dlatego ich wpływ jest znikomy dla pasma projektowanego wzmacniacza (60 MHz). Sumaryczna pojemność wejściowa (różnicowa i sumacyjna) układu OPA 847 wynosi  $C_{WE} = 2,0 + 1,7 = 3,7$  pF. Jest ona połączona równolegle z pojemnością złączową diody:  $C_D$ . Całkowita pojemność widziana na wejściu odwracającym wzmacniacza względem masy:  $C_D' = C_{WE} + C_D = 4,6$  pF.

Górna częstotliwość graniczna (-3dB) wzmacniacza z rys. 3.9 wynosi [3.22]:

$$f_g = \sqrt{\frac{GBP}{2\pi R_F C_D'}}, \quad (3.32)$$

Na podstawie powyższego równania można wyznaczyć wartość rezystancji sprzężenia zwrotnego  $R_F$ . Przy założeniu  $f_g = 60$  MHz otrzymuje się wartość  $R_F$  około 37 k $\Omega$ . Autor zastosował  $R_F = 33$  k $\Omega$  ( $f_g \approx 64$  MHz dla tej wartości  $R_F$ ). Pojemność  $C_D'$  i zastosowany  $R_F$  powodują, że szumy występujące w układzie (reprezentowane na rys. 3.9 przez źródła  $e_n$  i  $i_n$ ) począwszy od częstotliwości:

$$f_1 = \frac{1}{2\pi R_F C_D'}, \quad (3.33)$$

( $f_1 = 1,05$  MHz) będą wzmacniane z nachyleniem 20 dB/dekadę. Wzajemne nachylenie charakterystyk: wzmocnienia szumów oraz  $|A_U|$  wynosi 40 dB/dekadę co może spowodować oscylacje w układzie wzmacniacza. Aby temu zapobiec należy zmodyfikować impedancję sprzężenia zwrotnego, np. przez dołączenie równolegle do rezystora  $R_F$  pojemności korygującej  $C_F$ . Wprowadzenie dodatkowego bieguna do transmitancji obwodu sprzężenia zwrotnego stabilizuje układ i zapewnia margines fazy około 45 $^\circ$  [3.22]. Częstotliwość graniczna obwodu  $R_F$ ,  $C_F$  wynosi:

$$f_2 = \frac{1}{2\pi R_F C_F}. \quad (3.34)$$

Dla częstotliwości  $f_2$  charakterystyki: wzmocnienia szumów oraz  $|A_U|$  przecinają się. Jej wartość można wyznaczyć jako średnią geometryczną [3.22]:

$$f_2 = \sqrt{f_1 \cdot f_T}, \quad (3.35)$$

gdzie:  $f_T$  – częstotliwość dla której wzmocnienie z otwartą pętlą wynosi 1 ( $f_T = GBP$ ).

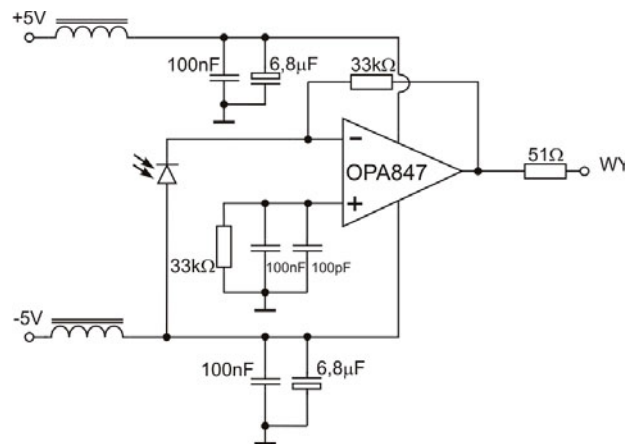
Równania 3.33 – 3.35 pozwalają na wyznaczenie wartości pojemności  $C_F$ :

$$C_F = \sqrt{\frac{C_D'}{2\pi R_F f_T}}. \quad (3.36)$$

Tak obliczona wartość pojemności, zapewniająca margines fazy około 45 $^\circ$  wynosi  $C_F = 0,075$  pF. Niewielka wartość pojemności kompensującej sprawia, że w praktyce należy dobierać ją eksperymentalnie. Typowy rezystor do montażu powierzchniowego (SMD – *Surface Mounted Devices*) charakteryzuje się pojemnością około 0,1 pF [3.22]. W przypadku projektowanego wzmacniacza jest to wartość wystarczająca do zapewnienia stabilności (z marginesem fazy  $\varphi_M > 45^\circ$ ) i zarazem uzyskania odpowiedniego pasma. Zmontowany układ wzmacniacza na obwodzie drukowanym zaprojektowanym przez autora pracuje stabilnie.

Wyjście nieodwracające wzmacniacza podłączono do masy przez rezystor o wartości równej  $R_F$  w celu zminimalizowania składowej stałej na wyjściu wzmacniacza wywołanej

przez prądy niezrównoważenia. Równocześnie, aby nie pogorszyć właściwości szumowych, równoległe do tego rezystora podłączono kondensatory. Pełny schemat ideowy zaprojektowanego wzmacniacza przedstawiono na rys. 3.10.



Rys. 3.10. Schemat ideowy zaprojektowanego wzmacniacza.

Rezystor o wartości  $51 \Omega$  podłączony do wyjścia wzmacniacza zapewnia dopasowanie impedancji wyjściowej wzmacniacza do impedancji wejściowej kabla koncentrycznego oraz zmniejsza wpływ obciążenia o charakterze pojemnościowym, na przykład pojemności wejściowej układów demodulatorów.

#### Szumy we wzmacniaczach transimpedancyjnych

Analiza szumów wzmacniaczy transimpedancyjnych polega na wyznaczeniu równoważnych szumów na wejściu wzmacniacza, które modeluje się źródłem prądowym, równoległe połączonym ze źródłem sygnału (w tym przypadku fotodiody), a wzmacniacz traktuje się jako układ bezszumny. Dla modelu wzmacniacza z rys. 3.9 równoważna gęstość widmowa prądu szumów na wejściu wynosi [3.23]:

$$i_{neq} = i_n + \frac{e_n}{Z} + i_{nT}, \quad (3.37)$$

gdzie:  $i_n$ ,  $e_n$  – gęstości widmowe szumów wzmacniacza, odpowiednio: prądu i napięcia,  $i_{nT}$  – gęstość widmowa prądu pochodzącego od szumów termicznych rezystora  $R_F$ ,  $Z$  – impedancja widziana z wejścia wzmacniacza.

Gęstość widmowa mocy szumów z uwzględnieniem zależności (3.9) wynosi:

$$S_{ineq} = i_n^2 + \frac{e_n^2}{|Z|^2} + \frac{4kT}{R_F}. \quad (3.38)$$

Dla wyznaczonych wartości elementów wzmacniacza w temperaturze  $T = 293,16 \text{ K}$ ,  $S_{ineq} = 9 \cdot 10^{-24} \text{ A}^2/\text{Hz}$ . O szumach w pierwszej kolejności decyduje prąd szumów wzmacniacza  $i_n$ . Wynik ten jest zgodny z przypuszczeniami, ponieważ stopień wejściowy wzmacniacza OPA 847 jest zbudowany z tranzystorów bipolarnych (we wzmacniaczach ze stopniem wejściowym zawierającym tranzystory polowe wpływ prądu szumów pomija się [3.20, 3.23]). Szumy termiczne są o rząd mniejsze od pierwszego składnika.



Wejściowa, skuteczna wartość prądu szumów, w paśmie  $B = 60$  MHz wynosi:

$$I_{nwe} = \sqrt{S_{ineq} \cdot B}, \quad (3.39)$$

$I_{nwe} = 23,24$  nA. Taki prąd na wejściu wzmacniacza spowoduje pojawienie się na jego wyjściu napięcia szumów:  $U_{wy} = I_{nwe} \cdot R_F \approx 0,8$  mV.

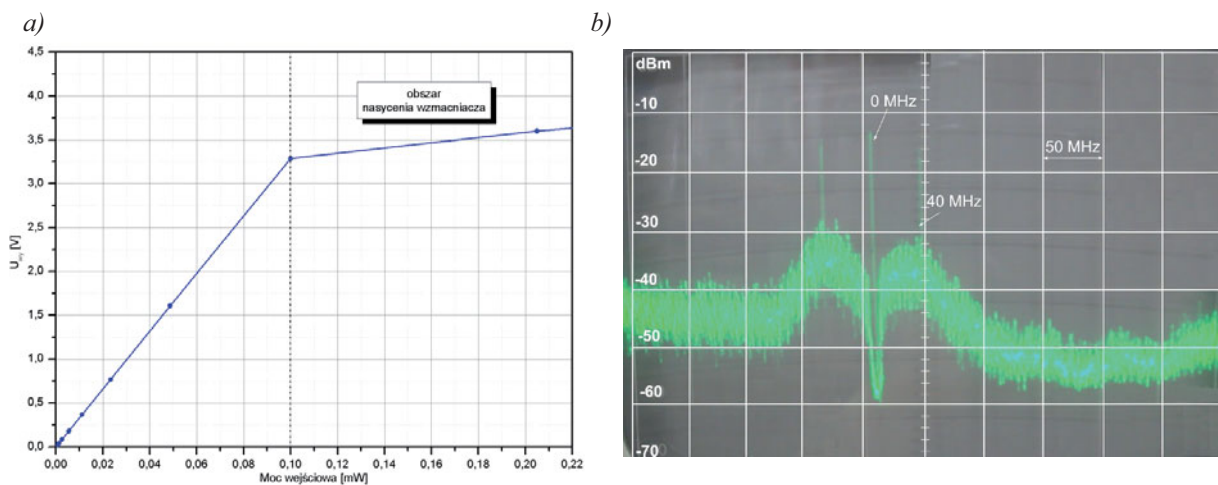
W analizie szumowej fotodetektorów ze wzmacniaczami transimpedancyjnymi pomija się wpływ szumów śrutowych pochodzących z fotodiod, ponieważ są one filtrowane przez pojemność wejściową wzmacniacza [3.16, 3.22].

W przypadku detekcji heterodynowej dla mocy sygnału rozproszonego  $P_S = 63$  nW oraz sygnału odniesienia  $P_R = 100$   $\mu$ W otrzymana wartość prądu fotodetektora (zał. 3.28) wynosi  $I_{PIN} \approx 3$   $\mu$ A. Porównując tę wartość z otrzymaną z powyższych obliczeń wejściową, skuteczną wartością prądu szumów, otrzymuje się stosunek sygnał / szum:  $SNR \approx 42$  dB.



Rys. 3.11. Zespół trzech fotodetektorów ze wzmacniaczami transimpedancyjnymi.

Autor zbudował trzy układy fotodetektorów (schemat ideowy jednej sekcji został przedstawiony na rys. 3.10) zmontowanych na wspólnym obwodzie drukowanym. Cały układ został umieszczony w aluminiowej obudowie, połączonej z masą układu (rys. 3.11). Uzyskano w ten sposób ekranowanie od zewnętrznego pola elektromagnetycznego, głównie pochodzącego od generatora mocy zasilającego akustooptyczny modulator Bragga.



Rys. 3.12. a) napięcie na wyjściu fotodetektora ze wzmacniaczem w funkcji mocy światła, b) przykładowe widmo sygnału heterodynowania.

Elementarną charakterystykę zbudowanego fotodetektora ze wzmacniaczem transimpedancyjnym przedstawiono na rys. 3.12a. Pokazuje ona jak zmienia się napięcie na wyjściu fotodetektora w zależności od optycznej mocy wejściowej. Na rys. 3.12b. zamieszczono zdjęcie ekranu analizatora widma podłączonego do wyjścia fotodetektora. Na fotodiode padła wiązka pomiarowa oraz przesunięta względem niej o 40 MHz wiązka odniesienia. Pasma wzmocnienia w układzie fotodetektora wynosi około 55 MHz, powyżej tej częstotliwości wzmocnienie sygnału się zmniejsza.

### 3.4. Podstawowe konfiguracje wibrometrów światłowodowych

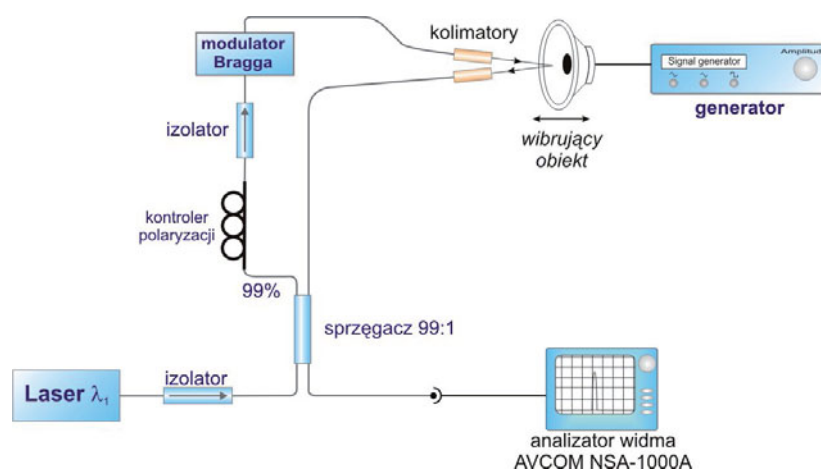
W tym punkcie przedstawiony został proces poszukiwania optymalnej konfiguracji wibrometru laserowo – światłowodowego pracującego w zakresie III okna telekomunikacyjnego. Źródłem światła we wszystkich eksperymentach przeprowadzonych w tym punkcie była dioda laserowa DT (tab. 1.2) o mocy optycznej  $P = 13,59$  dBm.

Obiektem rozpraszającym światło był fragment kartki papieru kserograficznego, który został naklejony na membranę głośnika. Z punktu widzenia optymalizacji nie jest istotne czy obiekt, na którym światło było rozpraszane drgał czy pozostawał w spoczynku. Na rysunkach dotyczących poszczególnych konfiguracji zaznaczony jest ruch z tego względu, że w dalszej części dysertacji (rozdział 4) będzie mowa o analizie drgań (autor chciał uniknąć powielania rysunków). Na rysunkach tych znajduje się też generator sygnałowy podłączony do głośnika. W większości przypadków był on wyłączony, a tam gdzie głośnik był zasilany umieszczono odpowiedni komentarz.

Wspólny dla wszystkich układów jest również układ wyprowadzający i wprowadzający światło. Poza ostatnim podpunktem, odległość pomiędzy kolimatorem nadawczym a rozpraszającym obiektem oraz pomiędzy rozpraszającym obiektem a kolimatorem odbiorczym jest stała i wynosi 10 cm (optymalna odległość ze względu na parametr WD użytych kolimatorów).

#### 3.4.1. Wibrometry światłowodowe w konfiguracji Michelsona

Badania mające na celu optymalizację optycznej części wibrometru laserowo–światłowodowego autor rozpoczął od zestawienia układu, którego schemat ideowy przedstawiony został na rys. 3.13.

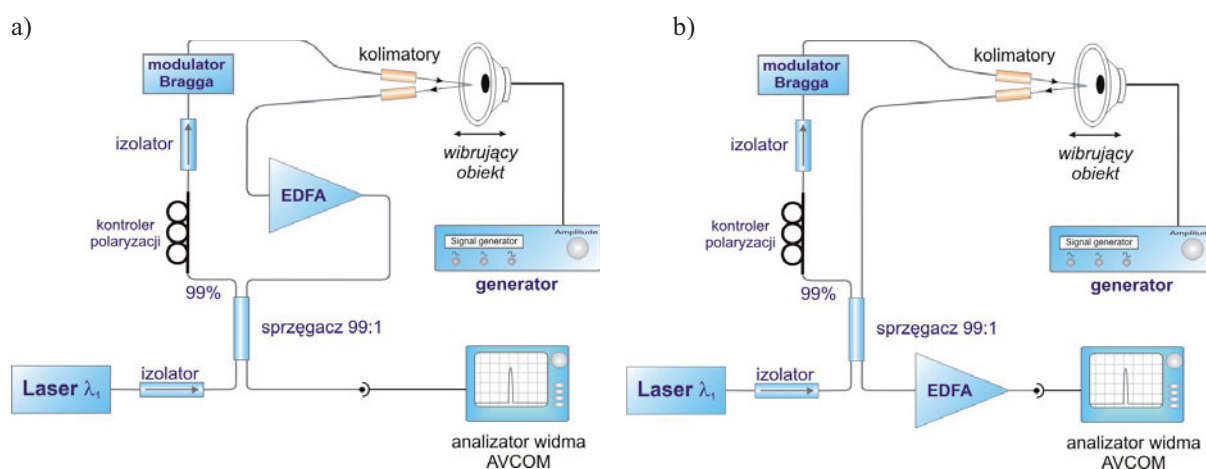


Rys. 3.13. Podstawowy układ wibrometru heterodynowego; wiązka odniesienia - wsteczne odbicie od sprzęgacza.

Światło z diody laserowej rozdzielone jest w sprzęgaczu światłowodowym o stopniu podziału 99:1. Taki stopień podziału zapewnia optymalny stosunek sygnału do szumu [2.14]. Moc wiązki pomiarowej stanowi 99% mocy lasera. Jej częstotliwość jest zmieniana w modulatorze Bragga. Zastosowanie izolatora przed modulatorem jest konieczne ze względu na pasożytnicze odbicia wsteczne, które sprawiają, że niepożądany sygnał przesunięty w częstotliwości interferuje z wiązką odniesienia, tworząc na wyjściu fotodetektora sygnał heterodynowania o częstotliwości 40 MHz, który nie zawiera informacji o ruchu obiektu – zakłóca on pracę układów demodulacji. Kontroler polaryzacji umożliwia ustawienie optymalnego stanu polaryzacji.

Wiązka pomiarowa, rozproszona na drgającym obiekcie jest wprowadzana do światłowodu poprzez kolimator. Poprzez sprzęgacz 99% mocy tej wiązki dociera do fotodetektora (fotodiody *p-i-n* połączonej szeregowo z rezystorem 50  $\Omega$ ), gdzie interferuje z wiązką odniesienia, którą stanowi część mocy wejściowej odbitej do sprzęgacza światłowodowego. W takim układzie nie zaobserwowano sygnału heterodynowania, ginał on w szumach. Zastosowany analizator widma AVCOM (model NSA-1000A) umożliwia pomiary sygnałów o mocach większych od -90 dBm.

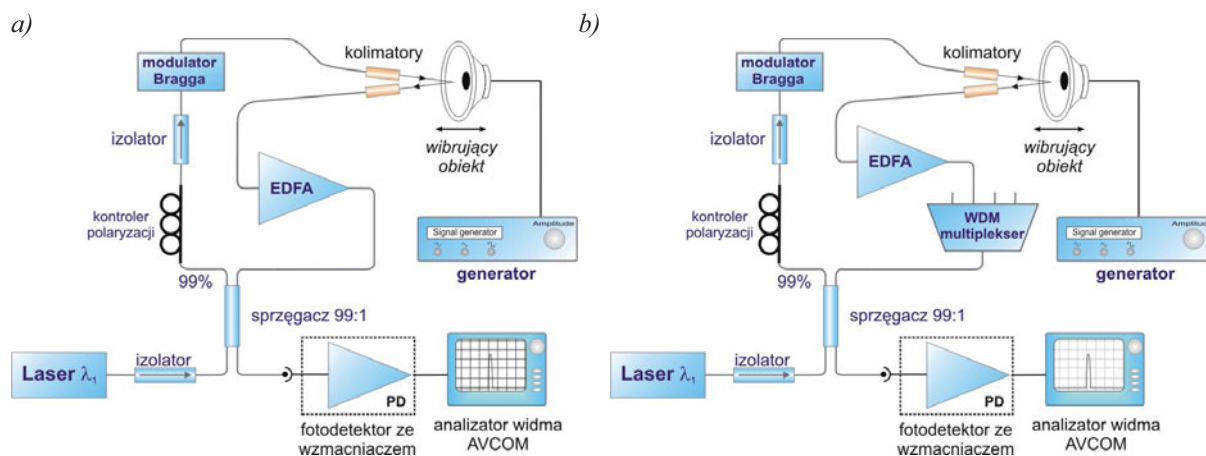
Zmodyfikowano układ poprzez zastosowanie optycznego wzmacniacza EDFA (opisanego w punkcie 2.4) do wzmacniania sygnału rozproszonego (rys. 3.14a). Prąd diody pompującej wzmacniacz wynosił 225 mA (moc optyczna na wyjściu diody, przy tej wartości prądu: 117 mW). Na ekranie analizatora widma zaobserwowano na częstotliwości nośnej 40 MHz prążek o mocy -87 dBm, przy poziomie szumów -90 dBm. Odstęp sygnał - szum wynosił 3 dB. Po włączeniu generatora sygnałowego zasilającego głośnik prążek poruszał się wokół 40 MHz - otrzymany sygnał heterodynowania zawierał informację o drganiach obiektu.



Rys. 3.14. Wzmocnienie: a) przed interferencją, b) „po interferencji”; wiązka odniesienia - wsteczne odbicie od sprzęgacza.

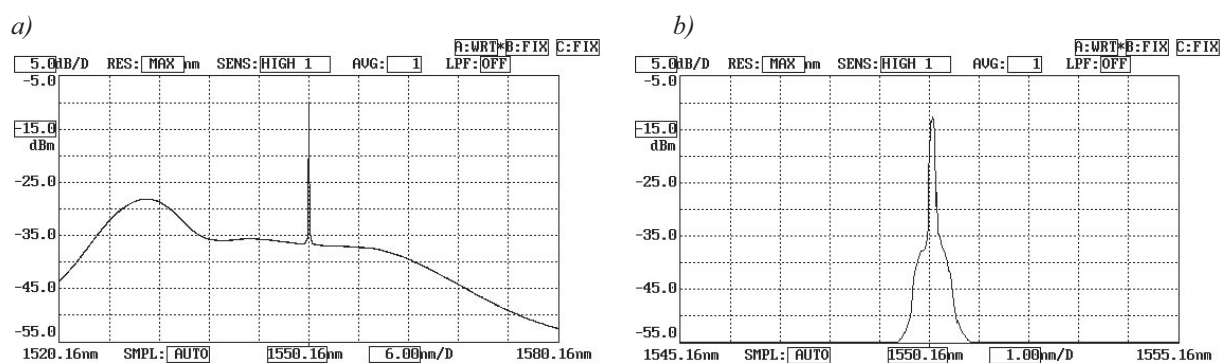
Kolejna modyfikacja układu polegała na umieszczeniu wzmacniacza za sprzęgaczem (rys. 3.14b). Wzmacniane były obydwa sygnały: odniesienia oraz rozproszony. Przy tym samym prądzie pompy moc sygnału użytecznego wynosiła: -70 dBm, szumów: -80 dBm. Uzyskano większy stosunek sygnału do szumu niż w poprzednim układzie. Zaobserwowano, że amplituda sygnału użytecznego nie jest stała, zmienia się o kilka dBm w ciągu sekundy. Fluktuacje amplitudy sygnału heterodynowania mogą utrudniać jego demodulację. Na tym etapie badań autor przyjął, że są one spowodowane efektem spekli.

Dalsza optymalizacja układu wibrometru polegała na zastąpieniu zwykłego fotodetektora fotodetektem ze wzmacniaczem transimpedancyjnym (rys. 3.15a). Wzmacniacz EDFA włączono z powrotem do ramienia, w którym występuje tylko sygnał rozproszony. Stosunek sygnału do szumu badano w tym układzie dla różnych wartości mocy diody pompującej. Najkorzystniejszy wynik otrzymano dla prądu diody  $I_p = 100$  mA, moc sygnału heterodynowania:  $-60$  dBm, moc szumów:  $-70$  dBm. Zwiększanie wzmocnienia EDFA nie poprawiało stosunku S/N, ze względu na wzrost szumów ASE. Wpływ tych szumów zmniejszono poprzez zastosowanie filtracji optycznej – bezpośrednio za EDFA umieszczono multiplexer WDM (rys. 3.15b).



Rys. 3.15. Detektor ze wzmacniaczem, EDFA przed interferencją: a) bez filtracji optycznej, b) z filtracją optyczną; wiązka odniesienia - wsteczne odbicie od sprzęgacza.

Na rys. 3.16 przedstawiono widma optyczne sygnału padającego na fotodetektor: przed (rys. 3.16a) i po filtracji optycznej (rys. 3.16b). Widma zostały zarejestrowane analizatorem widma optycznego ANDO AQ6330.



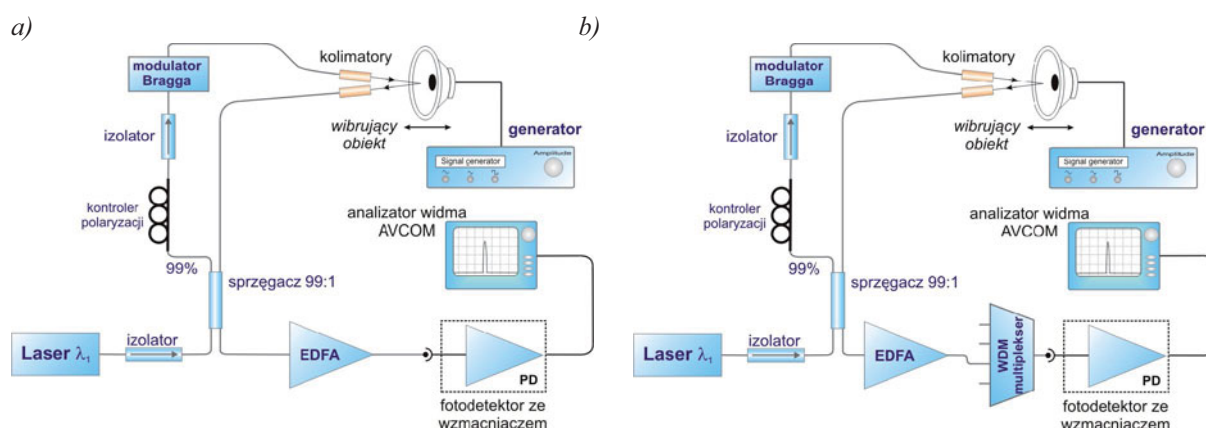
Rys. 3.16. Optyczne widmo sygnału padającego na fotodetektor a) bez filtracji optycznej, b) z filtracją optyczną.

W układzie wibrometru z filtrem optycznym najkorzystniejszy stosunek S/N (na wyjściu fotodetektora) uzyskano dla maksymalnego wzmocnienia EDFA ( $I_p = 225$  mA). Moc sygnału wynosiła:  $-57$  dBm, moc szumów:  $-74$  dBm. Podobnie, jak w układach z fotodetektem bez wzmacniacza, amplituda sygnału heterodynowania fluktuowała (około 10 dBm). Zauważono również, że układ jest bardzo czuły na fazę światła, zmiana ułożenia światłowodów powodowała, że sygnał heterodynowania zanikał.

Zastosowanie fotodetektora ze wzmacniaczem transimpedancyjnym zwiększyło odstęp sygnału od szumu. W układzie wibrometru ze wzmacniaczem EDFA pracującym



w konfiguracji „wzmacnianie po interferencji” (rys. 3.17a), dla pełnej mocy diody pompującej (przy  $I_p = 225$  mA) nie zauważono sygnału heterodynowania, ze względu na nasycenie się fotodetektora. Zmniejszono prąd diody pompującej (graniczna wartość wynosiła  $I_p = 118$  mA). Uzyskano wówczas sygnał heterodynowania na poziomie:  $-40$  dBm, przy poziomie szumów:  $-56$  dBm. Zastosowanie filtra optycznego (rys. 3.17b) wyeliminowało znaczną część szumów ASE. Uzyskano sygnał na poziomie:  $-20$  dBm, przy szumach:  $-53$  dBm (dla maksymalnego wzmocnienia EDFA). Jest to najlepszy wynik, uzyskany w wibrometrach światłowodowym, w których sygnał odniesienia pochodzi ze wstecznego odbicia od sprzęgacza. Niestety, w dalszym ciągu obserwowano fluktuacje sygnału heterodynowania, amplituda tego sygnału zmieniała się o około  $10$  dBm.



Rys. 3.17. Detektor ze wzmacniaczem, EDFA po interferencji, a) bez filtracji optycznej, b) z filtracją optyczną; wiązka odniesienia - wsteczne odbicie od sprzęgacza.

Najważniejsze wyniki badań dotyczące powyższych konfiguracji przedstawiono w tabeli 3.3.

Tab. 3.3. Wyniki badań wibrometrów z wiązką odniesienia jako odbicie wstecznego od sprzęgacza.

Konfiguracja			Sygnał wyjściowy [dBm]	Najkorzystniejszy stosunek S/N [dB]	Uwagi
Lp.	Nazwa	Rysunek			
1	Bez wzmacniacza, standardowy detektor	3.13	Brak sygnału	Brak sygnału	Sygnał użyteczny ginie w szumach
2	EDFA „wzmocnienie przed interferencją”, standardowy fotodetektor	3.14a	-87	3	-
3	EDFA „wzmocnienie po interferencji”, standardowy fotodetektor	3.14b	-70	10	-
4	EDFA „wzmocnienie przed interferencją”, fotodetektor ze wzmacniaczem	3.15a	-60	10	Dla $I_p > 100$ mA fotodetektor nasycy się.
5	EDFA „wzmocnienie przed interferencją”, fotodetektor ze wzmacniaczem, filtracja optyczna	3.15b	-57	17	-
6	EDFA „wzmocnienie po interferencji”, fotodetektor ze wzmacniaczem	3.17a	-40	16	Dla $I_p > 118$ mA fotodetektor nasycy się.
7	EDFA „wzmocnienie po interferencji”, fotodetektor ze wzmacniaczem, filtracja optyczna	3.17b	-20	33	-



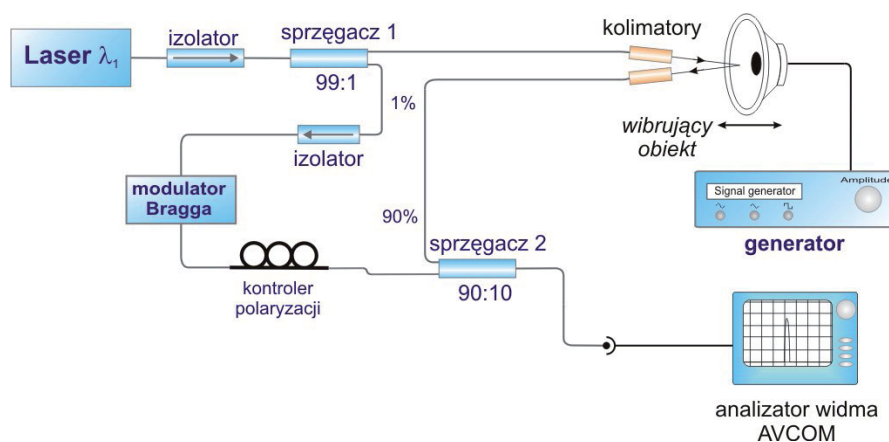
Otrzymane wyniki badań są porównywalne do tych, które przedstawił Paweł Kaczmarek w swojej dysertacji doktorskiej [2.14]. Autor tej pracy w badaniach dotyczących światłowodowych wibrometrów używał diody sygnałowej emitującej promieniowanie o długości fali  $\lambda = 1531$  nm. Zastosowanie lasera o takiej długości fali jest optymalne ze względu na maksimum wzmocnienia EDFA (około 10 dB większe niż w przypadku 1550 nm). W konfiguracji „wzmocnienie po interferencji” uzyskał on S/N = 25 dB przy zastosowaniu standardowego detektora (fotodiody *p-i-n* bez wzmacniacza).

W konfiguracji wibrometru z rys 3.17 zdemodulowano sygnał heterodynowania, używając demodulatora FM, w który jest wyposażony analizator widma AVCOM. Fluktuacje sygnału heterodynowania powodowały, że jakość zdemodulowanego sygnału nie była zadowalająca, zmieniała się jego amplituda a nawet niewielkie zmiany ułożenia światłowodów powodowały, że sygnał zanikał. Unieruchomienie światłowodów oraz ustalenie optymalnego stanu polaryzacji (kontrolerem polaryzacji), nie poprawiło jakości tego sygnału. Aby ustalić przyczynę fluktuacji sygnału heterodynowania, testowano optymalny układ wibrometru dla różnych powierzchni rozpraszających. Zamiast białej kartki zastosowano naklejkę retrorefleksyjną. Efekt występował nadal z takim samym natężeniem. Stwierdzono, że nie wynika on tylko ze spekli, przyczyn poszukiwano w ramieniu odniesienia interferometru. Zastosowanie odbicia wstecznego od sprzęgacza światłowodowego z jednej strony upraszcza konstrukcję wibrometru, z drugiej zaś nie jest ono dobrze zdefiniowane, na przykład to jaka jest wartość mocy odbitej zależy od konstrukcji sprzęgacza, konkretnego egzemplarza. Dodatkowo nie wiadomo jaki wpływ w takim układzie mają czynniki zewnętrzne, na przykład temperatura. Nawet niewielkie jej fluktuacje mogą powodować, że odbicia wsteczne występują w różnych miejscach. Prowadzi to do zmian fazy sygnału odniesienia, co bezpośrednio przeniesie się na modulację amplitudy sygnału heterodynowania (zgodnie z zależnością 1.19).

W punkcie 3.2, przy analizie szumowej detekcji koherentnej stwierdzono, że zwiększenie mocy sygnału odniesienia (w takim zakresie, aby nie nasycić fotodetektora) jest korzystne dla stosunku sygnał/szum. Biorąc pod uwagę ten wniosek oraz wyniki uzyskane w punkcie 3.4.1 przebudowano ramię odniesienia w wibrometrze światłowodowym.

### 3.4.2. Wibrometry światłowodowe w konfiguracji Mach – Zehndera

Pierwszy z układów światłowodowego wibrometru ze zmienioną wiązką odniesienia przedstawiono na rys. 3.18.



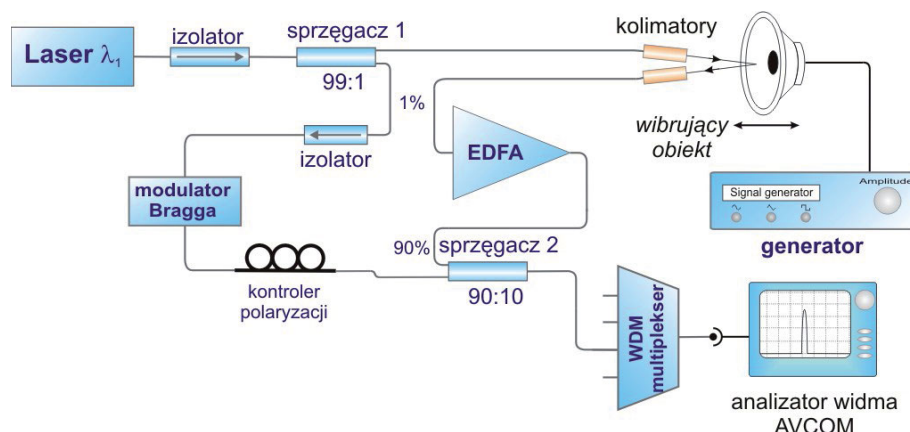
Rys. 3.18. Podstawowy układ wibrometru heterodynowego w układzie Mach-Zehndera.

W porównaniu do konfiguracji z rys. 3.13 można zauważyć dwie zasadnicze zmiany: zastosowanie dodatkowego sprzęgacza oraz przeniesienie izolatora, modulatora i kontrolera polaryzacji do ramienia odniesienia. W dotychczasowych konfiguracjach sprzęgacz światłowodowy miał dwa zadania: wytworzenie wiązki referencyjnej oraz sprzęgnięcie światła rozproszonego na obiekcie do światłowodu wyjściowego. W poniższych konfiguracjach pierwszy ze sprzęgaczy ma za zadanie wydzielenie wiązki pomiarowej i referencyjnej, drugi je łączy. Przeniesienie wyżej wymienionych elementów światłowodowych do ramienia odniesienia powoduje, że sygnał pomiarowy nie jest dodatkowo przez nie tłumiony.

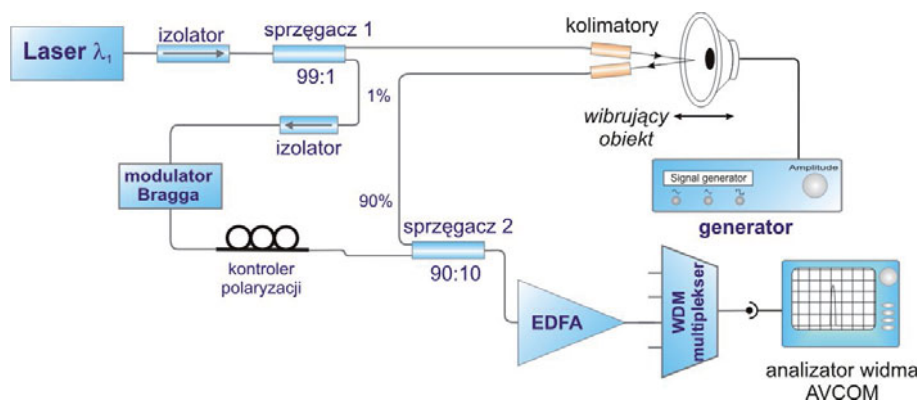
W z rys. 3.18 nie zaobserwowano sygnału heterodynowania. Zastosowano wzmacniacz EDFA. Przebadano dwa układy: wzmacnianie przed i po interferencji (rys. 3.19 odpowiednio a i b). W obu układach zastosowano multiplekser WDM, w celu zmniejszenia wpływu ASE.

Najlepszy wynik, jaki uzyskano w układzie „wzmocnienie przed interferencją” otrzymany został dla maksymalnej mocy diody pompującej wzmacniacz, moc sygnału:  $-66$  dBm, moc szumów:  $-70$  dBm. Jest zbliżony do rezultatu uzyskanego w układzie z wiązką odniesienia stanowiącą odbicie wsteczne od sprzęgacza (punkt 3.4.1).

a)

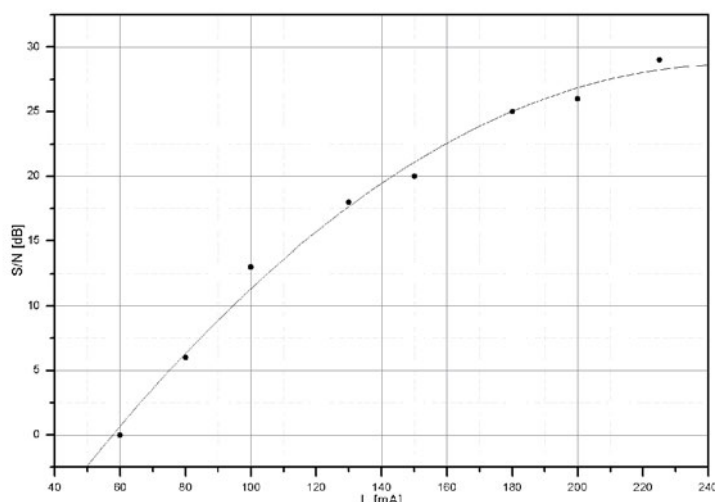


b)



Rys. 3.19. Wzmocnienie: a) przed interferencją, b) po interferencji; zdefiniowana wiązka odniesienia.

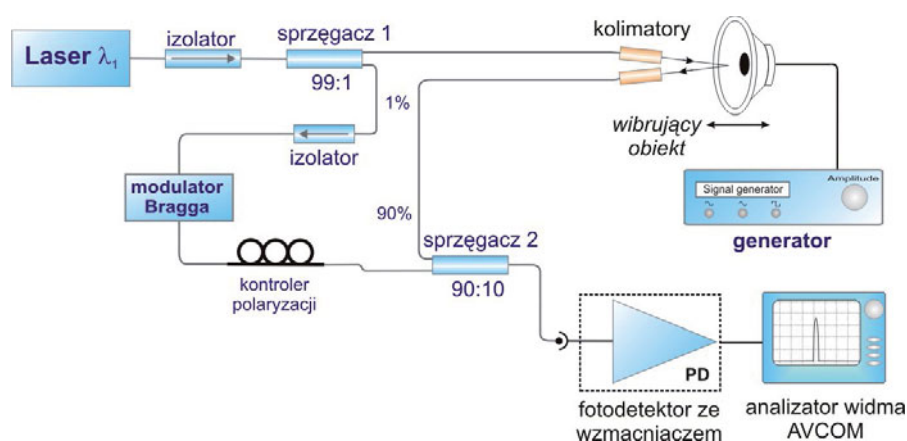
Znacznie lepszy, pod względem właściwości szumowych jest układ ze wzmacnianiem „po interferencji”. Przebadano jak zmienia się w tym układzie stosunek S/N w zależności od prądu płynącego przez diodę pompującą. Wyniki przedstawiono na rys. 3.20. Wraz ze wzrostem wzmocnienia EDFA rośnie wartość S/N. Dla maksymalnego prądu diody pompującej wynosi on: 27 dB. Moc szumów praktycznie nie zależała od mocy pompy (z dokładnością do 1 dBm) i wynosiła:  $-70$  dBm.



Rys. 3.20. Stosunek S/N w funkcji prądu płynącego przez diodę pompującą EDFA w konfiguracji z rys. 3.19 b.

Zastosowanie dodatkowego sprzęgacza wpłynęło bardzo korzystnie na poprawę stabilności; amplituda otrzymanego sygnału heterodynowania w obydwu układach nie zmienia się znacząco w czasie (zmiany niezauważalne na analizatorze widma). Fluktuacje sygnału heterodynowania są również niezauważalne przy przemieszczaniu się obiektu tak jak zaznaczono na rysunkach przedstawiających konfiguracje wibrometrów, czyli drganiach wzdluznych.

W układzie z rys. 3.19b przeprowadzono z powodzeniem demodulację sygnału, demodulatorem wbudowanym w analizatorze AVCOM oraz demodulatorami skonstruowanymi przez autora (opisanymi w dalszej części dysertacji). W układzie ze wzmacnianiem tylko światła rozproszonego (rys. 3.19a) stosunek S/N był zbyt mały aby sygnał mógł być poprawnie zdemodulowany. Wibrometr ze wzmacniaczem optycznym, z fotodetektorem bez wzmacniacza działa poprawnie tylko w konfiguracji „wzmacnianie po interferencji”.

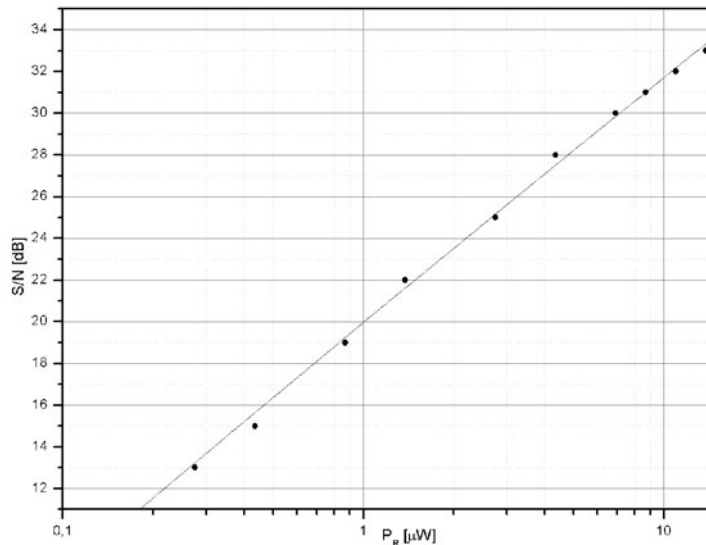


Rys. 3.21. Wibrometr bez EDFA, fotodetektor ze wzmacniaczem, zdefiniowana wiązka odniesienia.

W kolejnych konfiguracjach wibrometrów światłowodowych, zastosowano fotodetektor ze wzmacniaczem transimpedancyjnym. Najprostsza z nich jest przedstawiona na rys. 3.21. Nie zawiera ona wzmacniacza optycznego EDFA. W układzie tym moc sygnału odniesienia wynosi:  $P_R = -15,40$  dBm ( $28,8 \mu\text{W}$ ), a moc sygnału rozproszonego:  $P_S = -42$  dBm ( $63 \text{ nW}$ ). W przypadku zastosowania standardowego detektora (fotodiody  $p-i-n$  z rezystorem szeregowym  $50 \Omega$  – pasmo 2 GHz) teoretyczna wartość stosunku S/N wynosi około 6 dB (zal. 3.29). Zmierzony stosunek sygnał/szum w układzie z rys. 3.21 wynosi 34 dB (moc

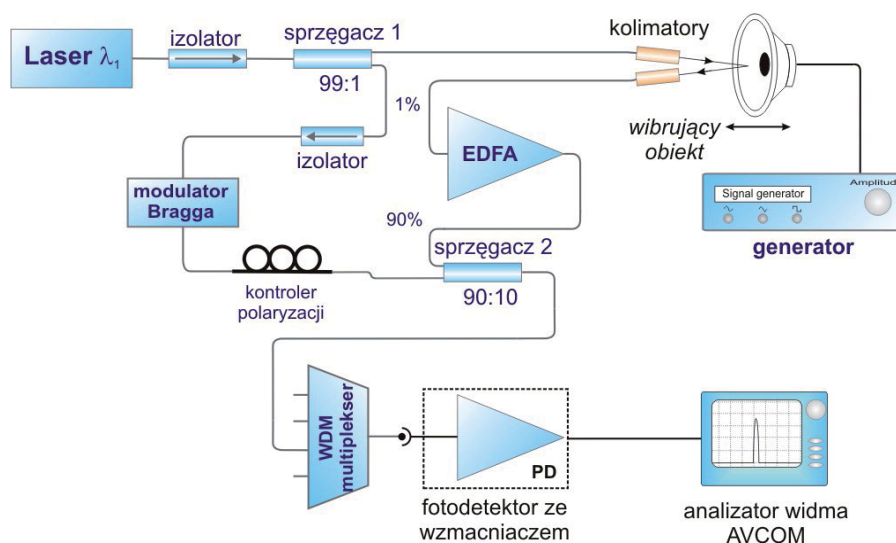
sygnału:  $-29$  dBm, szumów:  $-63$  dBm). Amplituda sygnału heterodynowania praktycznie nie zmienia się w czasie (z dokładnością do 1 dBm).

Zbadano zmiany stosunku S/N w zależności od stopnia podziału *sprzęgacza 2*. Dla sprzęgacza 99:1 (99% stanowiła wiązka rozproszona na obiekcie) uzyskano S/N = 32 dB (moc sygnału:  $-37$  dBm, szumów:  $-69$  dBm). Autor dysponował jeszcze sprzęgaczem o stopniu podziału 50:50, który nie został zastosowany, ponieważ moc wiązki odniesienia docierająca do fotodiody stałaby się tak duża, że układ byłby na granicy nasycenia (rys. 3.12a). Przetestowano natomiast jaki wpływ ma osłabienie wiązki referencyjnej umieszczając bezpośrednio przed *sprzęgaczem 2* regulowany tłumik optyczny. Stosunek S/N w funkcji mocy wiązki odniesienia przedstawiono na rys. 3.22.



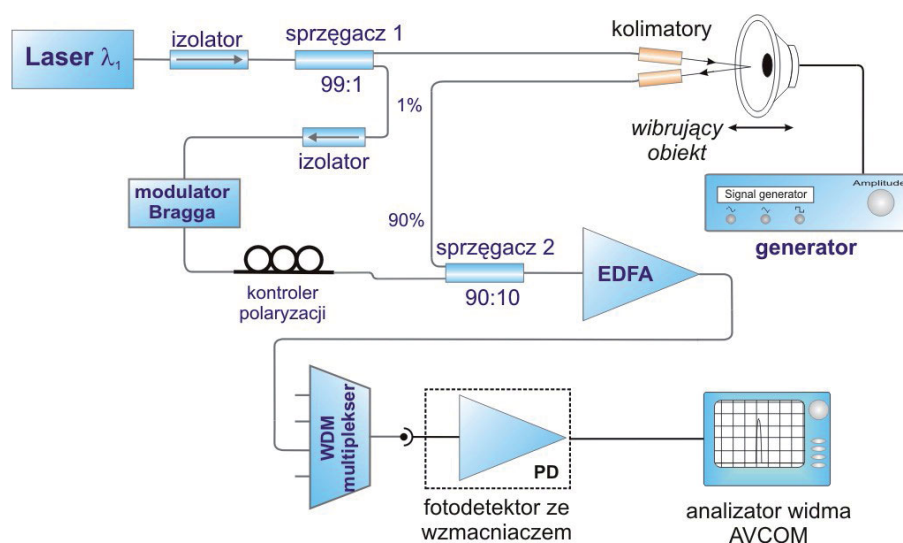
Rys. 3.22. Wartość S/N w zależności od mocy sygnału odniesienia.

Zmniejszenie mocy sygnału odniesienia skutkuje pogorszeniem S/N otrzymanego na fotodetektorze (zgodnie z teoretycznymi rozważaniami z punktu 3.2). Optymalną wartość S/N otrzymano dla sprzęgacza o stopniu podziału 90:10. Zwiększenie mocy sygnału rozproszonego, kosztem osłabienia sygnału referencyjnego nie jest pożądane, zastosowanie sprzęgacza 99:1 daje gorsze wyniki.



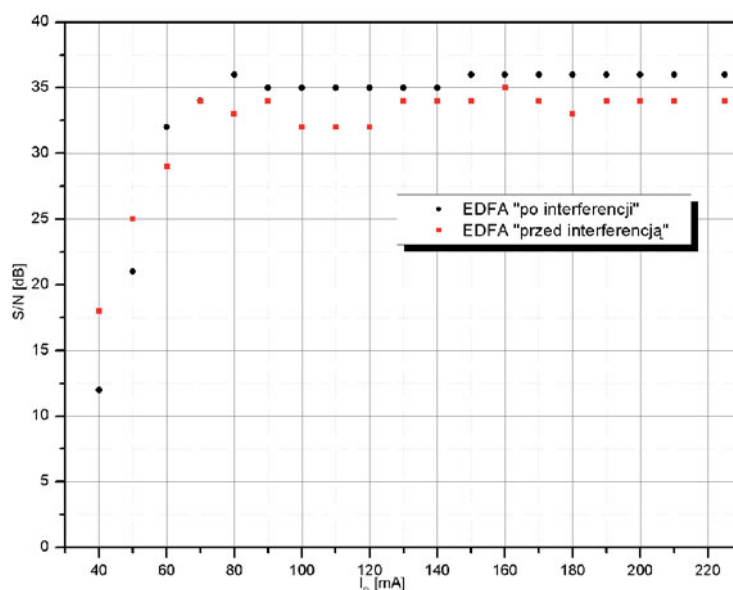
Rys. 3.23. EDFA „przed interferencją”, fotodetektor ze wzmacniaczem, zdefiniowana wiązka odniesienia.

Do układu z rys. 3.21 włączono wzmacniacz EDFA i multiplexer WDM. Przebadano dwie konfiguracje: ze wzmacniaczem EDFA wzmacniającym tylko sygnał rozproszony (rys. 3.23) oraz „po interferencji” (rys. 3.24).



Rys. 3.24. EDFA „po interferencji”, fotodetektor ze wzmacniaczem, zdefiniowana wiązka odniesienia.

W obu układach zbadano S/N w zależności od prądu diody pompującej (rys. 3.25).



Rys. 3.25. Wartość S/N w zależności od prądu diody pompującej EDFA w konfiguracjach wzmacnianie przed i po interferencji.

Dla wibrometru ze zdefiniowaną wiązką odniesienia z fotodetektorem ze wzmacniaczem transimpedancyjnym w obu konfiguracjach pracy wzmacniacza EDFA uzyskano bardzo dobre wyniki. Korzystniejsze, ze względu na wartość stosunku S/N, jest stosowanie wzmacniacza EDFA do jednoczesnego wzmacniania obydwu sygnałów: rozproszenia i odniesienia. W przypadku wzmacniania wyłącznie sygnału rozproszenia praktycznie nie uzyskuje się poprawy S/N w stosunku do układu wibrometru światłowodowego bez wzmacniacza EDFA (rys. 3.21). Również konfiguracja wzmacniania „po interferencji” wydaje się mało atrakcyjna, ze względu na niewielkie różnice



w porównaniu do układu bez EDFA (maksymalna wartość S/N w układzie z EDFA wynosi 36 dB, podczas gdy w układzie bez EDFA osiągnięto S/N = 34 dB).

Zastosowanie wzmacniacza EDFA w jednopunktowym wibrometrze laserowo-światłowodowym jest korzystne ze względu na dużo wyższy poziom sygnału na wyjściu układu fotodetektora. O ile stosunek S/N nieznacznie ulega poprawie, to poziom sygnału użytecznego jest o wiele większy. Wyniki otrzymane dla trzech powyżej opisywanych konfiguracji wibrometrów zebrano w tab. 3.4 (w przypadku wibrometrów z EDFA podane wartości odnoszą się do maksymalnego prądu pompy  $I_{P_{max}} = 225$  mA).

Tab. 3.4. Poziom sygnału na wyjściu fotodetektora

Parametr	Jednostka	Wibrometr bez EDFA (rys. 3.21)	Wibrometr z EDFA, „wzmocnienie przed interferencją” (rys. 3.23)	Wibrometr z EDFA, „wzmocnienie po interferencji” (rys. 3.24)
Sygnał na wyjściu fotodetektora	dBm	-29	-13	-5

Większa amplituda sygnału użytecznego ułatwia jego dalsze przetwarzanie, przede wszystkim demodulację.

W przedstawionym powyżej procesie poszukiwania optymalnej konfiguracji położenie kolimatorów: nadawczego i odbiorczego nie ulegało zmianie. Dla trzech układów wibrometrów, których poziom sygnału na wyjściu fotodetektorów przedstawiono w tab. 3.4, zbadano jak zmienia się stosunek S/N w zależności od położenia kolimatora odbiorczego (położenie kolimatora nadawczego nie ulegało zmianie). W układach ze wzmacniaczem EDFA, najlepsze wyniki uzyskano dla maksymalnego prądu diody pompującej. Wyniki zebrano w tabeli 3.5.

Układy ze wzmacniaczem EDFA są mniej czułe na zmianę odległości pomiędzy obiektem rozpraszającym a kolimatorem odbiorczym. Różnice w otrzymanych wartościach S/N w ramach danej konfiguracji są w większym stopniu spowodowane występowaniem efektu spekli (zmieniając odległość od obiektu zmianie ulegał obraz speklowy docierający do kolimatora odbiorczego), niż zmianą odległości.

Tab. 3.5. Stosunek S/N na wyjściu fotodetektora w zależności od położenia kolimatora odbiorczego.

Odległość kolimatora odbiorczego od powierzchni rozpraszającej	Wibrometr bez EDFA (rys. 3.21)	Wibrometr z EDFA, „wzmocnienie przed interferencją” (rys. 3.23)	Wibrometr z EDFA, „wzmocnienie po interferencji” (rys. 3.24)
15 cm	34 dB	33 dB	35 dB
25 cm	33 dB	32 dB	34 dB
35 cm	32 dB	32 dB	36 dB
45 cm	32 dB	34 dB	36 dB

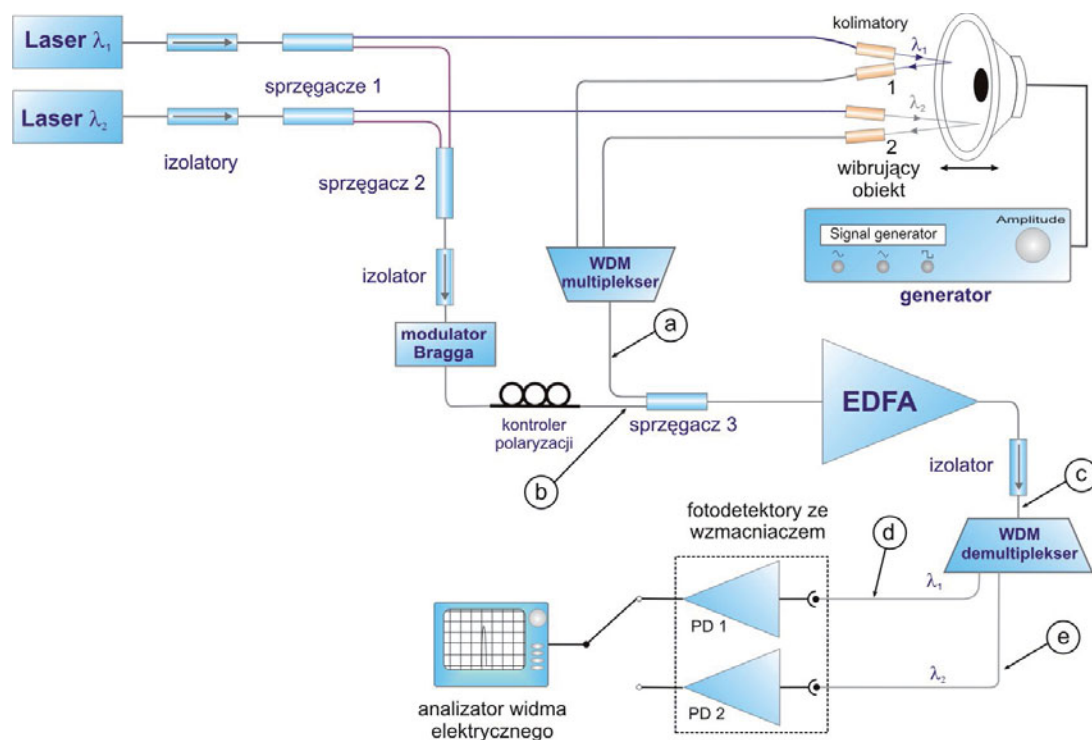
Analogicznie, jak w punkcie 3.4.1, wyniki badań wibrometrów pracujących w konfiguracji Mach – Zehndera zebrano w tabeli 3.6. Charakteryzują się one dobrą stabilnością, zmiany amplitudy sygnału heterodynowania są praktycznie niezauważalne. Zastosowanie dodatkowego sprzęgacza w istotny sposób poprawia jakość sygnału na wyjściu fotodetektora.

Tab. 3.6. Wyniki badań wibrometrów ze zdefiniowaną wiązką odniesienia.

Konfiguracja			Sygnał wyjściowy [dBm]	Najkorzystniejszy stosunek S/N [dB]	Uwagi
Lp.	Nazwa	Rysunek			
1	Bez wzmacniacza, standardowy detektor	3.18	Brak sygnału	Brak sygnału	Sygnał użyteczny ginie w szumach
2	EDFA, „wzmocnienie przed interferencją”, standardowy fotodetektor	3.19a	-66	4	Przy $I_p = 225$ mA
3	EDFA, „wzmocnienie po interferencji”, standardowy fotodetektor	3.19b	-43	27	Przy $I_p = 225$ mA
4	Fotodetektor ze wzmacniaczem, bez EDFA	3.21	-29	34	-
5	EDFA, „wzmocnienie przed interferencją”, fotodetektor ze wzmacniaczem, filtracja optyczna	3.23	-13	35	Przy $I_p = 225$ mA
6	EDFA, „wzmocnienie po interferencji”, fotodetektor ze wzmacniaczem, filtracja optyczna	3.24	-5	36	Przy $I_p = 225$ mA

### 3.5. Wibrometry wielopunktowe

Opisywane do tej pory konstrukcje wibrometrów laserowo–światłowodowych mogą być użyte do analizy drgań w jednym punkcie. Sprzężenie takich wibrometrów ze skanerem optycznym pozwala analizować drgania na określonej powierzchni, jednak bez informacji o ich fazie. Jednoczesny pomiar drgań w dwóch, lub więcej punktach umożliwia, oprócz rejestracji amplitudy drgań, analizę zależności fazowych [3.24].



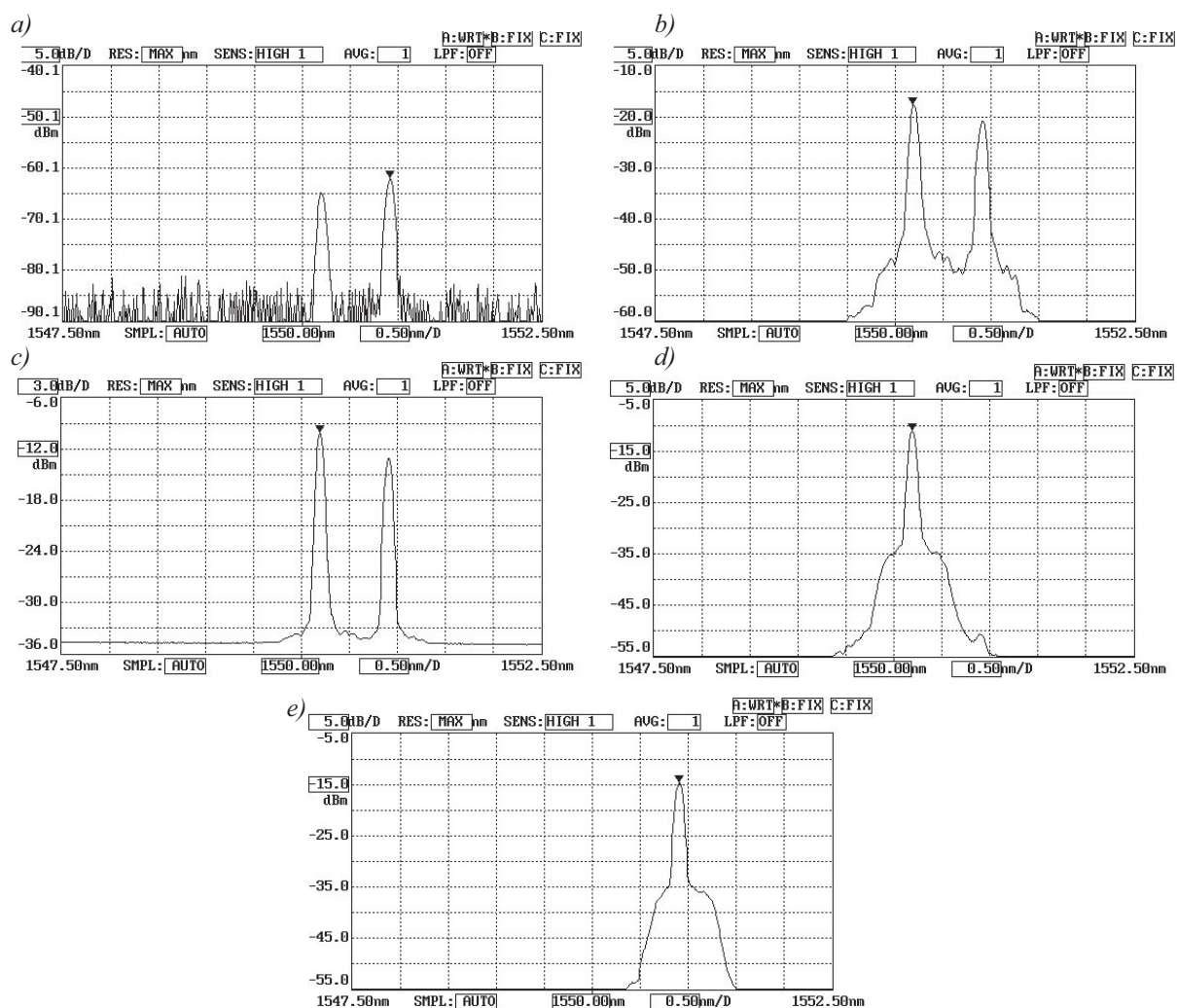
Rys. 3.26. Dwupunktowy wibrometr laserowo-światłowodowy.

Na rys. 3.26 przedstawiona została konstrukcja dwupunktowego wibrometru laserowo–światłowodowego. Bazuje ona na konfiguracjach przedstawionych w punkcie 3.4.2. Źródłami światła w tym układzie wibrometru są dwie diody laserowe: DR (CH35,  $\lambda_1 = 1549,32$  nm) o mocy  $P_{DR} = 14,48$  dBm (przy prądzie 180 mA) oraz DT (CH34,  $\lambda_2 = 1550,12$  nm) o mocy  $P_{DT} = 13,59$  dBm (przy prądzie 180 mA). Światło emitowane przez diody laserowe jest rozdzielane na dwie części w *sprzęgaczach 1* (tabela 3.7).

Tab. 3.7. Stopnie podziału mocy użytych sprzęgaczy światłowodowych.

Nazwa sprzęgaczy	Stopień podziału	Uwagi
Sprzęgacze 1	99:1	99 % mocy kierowane jest do kolimatorów
Sprzęgacz 2	50:50	Wiązkę odniesienia stanowi 0,5% mocy każdego z laserów.
Sprzęgacz 3	90:10	10 % na wyjściu sprzęgacza pochodzi z ramienia odniesienia

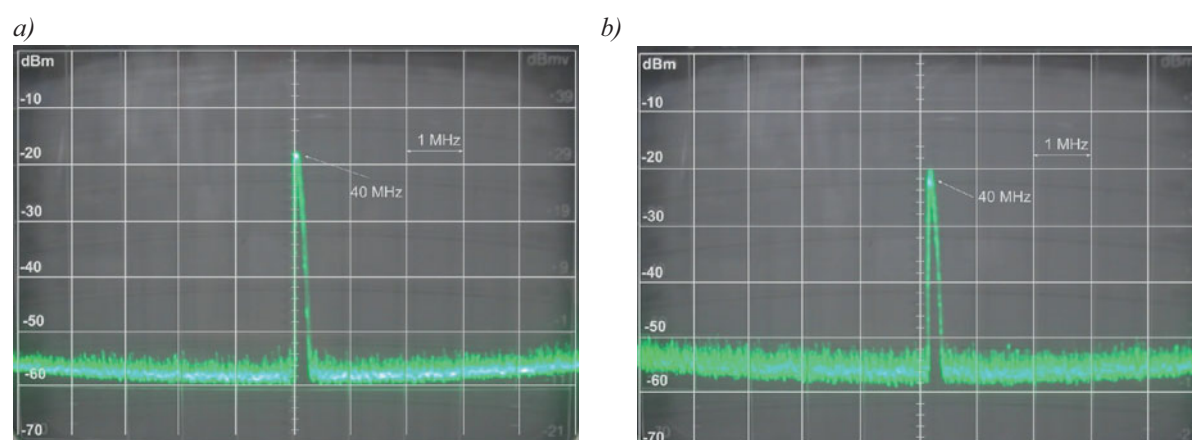
Z każdej diody do *sprzęgacza 2* dociera 1% mocy. Korzystniejsze jest tutaj zastąpienie zwykłego sprzęgacza światłowodowego układem multipleksera WDM (autor dysponował tylko dwoma multipleksarami) ze względu na mniejsze straty mocy, a wibrometrach więcej niż 2 kanałowych znacznie prostszą strukturę (dla  $n$ -punktowego wibrometru potrzeba minimum  $n+1$  *sprzęgaczy 2*).



Rys. 3.27. Widma optyczne (zarejestrowane analizatorem AQ6330) w zaznaczonych na rys. 3.26 punktach.

Rozproszone na drgającym obiekcie promieniowanie laserowe, dopplerowsko przesunięte w częstotliwości, dociera do kolimatorów odbiorczych. Z poszczególnych kolimatorów światło rozproszone jest wprowadzone do wspólnego światłowodu za pomocą multipleksera WDM, który umożliwia nie tylko sprzężenie z niewielkimi stratami, ale przede wszystkim daje selektywność, to znaczy z danego kolimatora odbiorczego do światłowodu wyjściowego przechodzi tylko światło o określonej długości fali (w zależności do którego wejścia multipleksera zostanie podłączony kolimator). W *sprzęgaczu 3* wiązki pomiarowe i referencyjne łączą się, wszystkie zostają wzmocnione w EDFA, a następnie są rozdzielane na poszczególne kanały w demultipleksersze WDM. Na rys. 3.26 zaznaczono literami od *a* do *e* te miejsca w których podłączano optyczny analizator widma. Widma te zamieszczono na rys. 3.27.

Widma sygnałów elektrycznych, zarejestrowane na wyjściach fotodetektorów, właściwych dla kanałów odpowiednio CH35 i CH34 przedstawiono na rys. 3.28. Prąd diody pompującej wzmacniacz EDFA wynosił:  $I_P = 225$  mA.



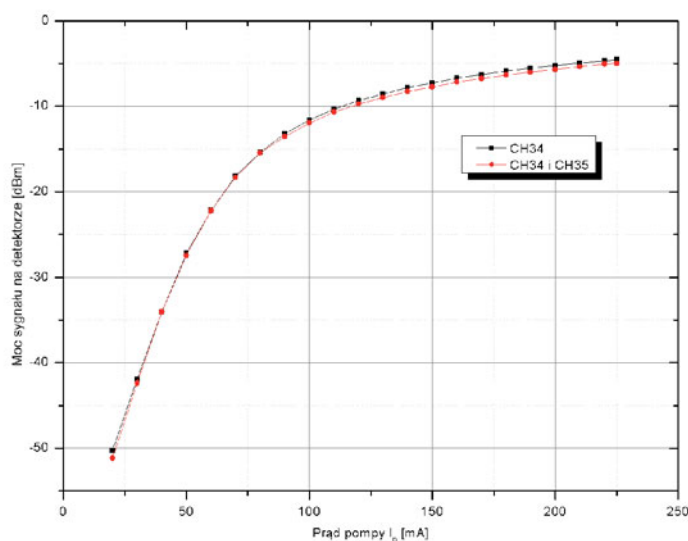
Rys. 3.28. Widma sygnałów heterodynowania: a) kanał CH35, b) kanał CH34; przy włączonym tłumiku: (-20 dBm) w torze wejściowym analizatora.

W obu kanałach pomiarowych otrzymano stosunek  $S/N > 32$  dB.

Sprawdzono występowanie przesłuchów pomiędzy kanałami pomiarowymi. Przy wyłączonej jednej z diod, do opowiadającej jej fotodetektorowi, podłączono analizator widma. Badania powtórzono dla drugiej diody. W obu przypadkach nie zaobserwowano sygnału heterodynowania. Optyczna separacja pomiędzy kanałami jest na tyle dobra, że nawet dla sąsiednich kanałów WDM nie obserwuje się przesłuchów.

W dwupunktowym wibrometrze (rys. 3.26) zbadano zależność pomiędzy  $S/N$  na detektorze, w zależności od liczby aktywnych kanałów – gdy pracują obie, lub tylko jedna dioda. Nie zaobserwowano zmian w otrzymywanych wartościach  $S/N$ , natomiast moc sygnału docierającego do fotodetektora zmieniała się (a tym samym zmieniała się moc sygnału użytecznego i szumów), w zależności od liczby aktywnych kanałów, ze względu na inne wzmocnienie EDFA. Wykres przedstawiający moc optyczną docierającą do detektora w zależności od liczby aktywnych kanałów (źródeł światła) zamieszczono na rys. 3.29. Różnica mocy docierającej do fotodetektora wynosi mniej niż 1 dBm – włączenie dodatkowego, drugiego kanału nie pogarsza w istotny sposób pracy wzmacniacza EDFA.

Badano również układy wielopunktowych wibrometrów ze wzmocnieniem „przed interferencją” oraz bez wzmacniacza EDFA. Wyniki otrzymane podczas tych badań są bardzo zbliżone do uzyskanych w punkcie 3.4.2, a konfiguracja przedstawiona powyżej jest optymalna.



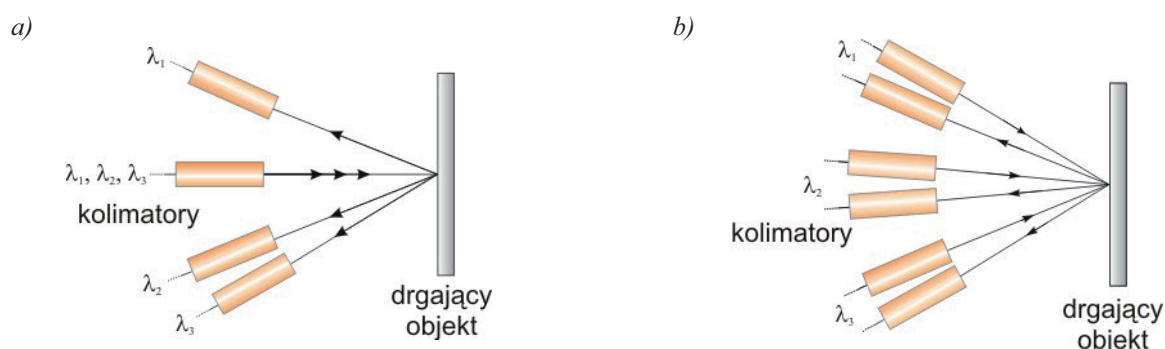
Rys. 3.29. Moc optyczna docierająca do fotodetektora podłączonego do CH34 w funkcji prądu diody pompującej, w przypadku załączonej tylko diody DR oraz obu diod (DR i DT).

We wstępie do tego podrozdziału wspomniano o możliwości pomiarów za pomocą przedstawionego, wielopunktowego wibrometru zależności fazowych. Odpowiednie przykłady podano w rozdziale czwartym.

### 3.6. Światłowodowa wibrometria 3D

Wielopunktowy wibrometr laserowo–światłowodowy jest podstawą do zbudowania urządzenia analizującego drgania w 2 lub 3 osiach jednocześnie – wibrometru odpowiednio 2D i 3D. Komercyjnie dostępne wibrometry 3D używają trzech autonomicznych wibrometrów umieszczonych pod różnymi kątami względem analizowanej, drgającej powierzchni [3.25].

Zmiana częstotliwości wiązki laserowej (wywołana efektem Dopplera) oświetlającej drgający obiekt zależy od kąta pomiędzy tą wiązką, a wektorem prędkości obiektu (zależność 1.16). Odpowiednie rozmieszczenie kolimatorów: nadawczych i odbiorczych umożliwia analizę drgań we wszystkich trzech osiach. Przykładowe rozmieszczenie kolimatorów względem analizowanej powierzchni drgającej przedstawiono na rys. 3.30.

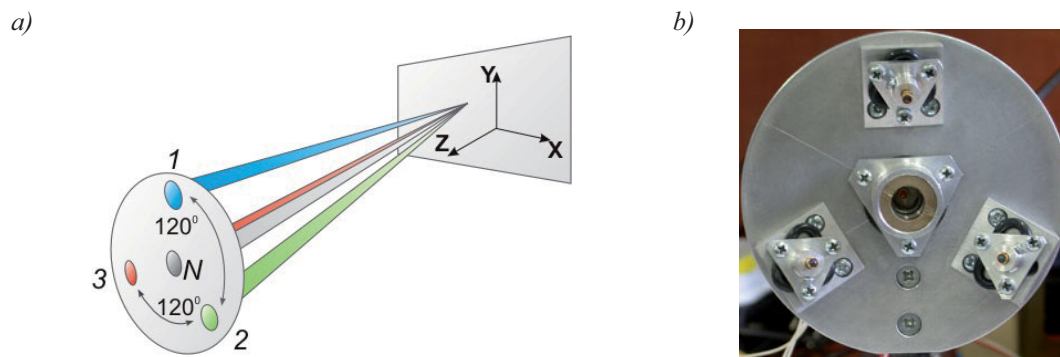


Rys. 3.30. Przykładowe rozmieszczenie kolimatorów światłowodowych do zastosowań w wibrometrii 3D: a) układ z czterema kolimatorami, b) układ z sześcioma kolimatorami.

W pierwszym układzie obiekt jest oświetlany trzema falami o różnych długościach z kolimatora ustawionego do niego prostopadłe (rys. 3.30a). Kolimatory zostały



zamontowane na specjalnie zaprojektowanej przez autora głowicy (rys. 3.31a i 3.31b). Kolimator nadawczy (oznaczony  $N$  na rys. 3.31a) umieszczony został na środku głowicy. Kolimatory odbiorcze umieszczone zostały co  $120^\circ$  na okręgu, którego środek pokrywa się z osią symetrii kolimatora nadawczego.

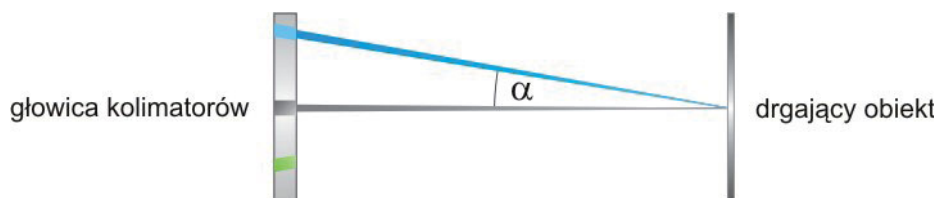


Rys. 3.31. Głowica kolimatorów: a) rysunek poglądowy, b) fotografia zaprojektowanej i wykonanej głowicy.

Układ równań opisujący prędkości „widziane” przez poszczególne kolimatory odbiorcze (oznaczenia jak na rys. 3.31a):

$$\begin{cases} V_1 = V_z + V_z \cos \alpha + V_y \sin \alpha \\ V_2 = V_z + V_z \cos \alpha - 0,5(\sqrt{2}V_x + V_y) \sin \alpha, \\ V_3 = V_z + V_z \cos \alpha + 0,5(\sqrt{2}V_x - V_y) \sin \alpha \end{cases} \quad (3.40)$$

gdzie:  $\alpha$  – kąt pomiędzy normalną do głowicy kolimatorów a kolimatorami (1,2,3) – rys. 3.32.



Rys. 3.32. Głowica kolimatorów wraz z drgającym obiektem – rzut boczny, prezentujący umieszczenie kąta  $\alpha$ .

Od kąta  $\alpha$  zależy czułość wibrometru na drgania poprzeczne względem głowicy pomiarowej. Jego zwiększenie powoduje wzrost udziału składowych:  $V_x$ ,  $V_y$ , ale z drugiej strony prowadzi to do zwiększenia rozmiarów głowicy lub zmniejszenia odległości pomiędzy nią a badanym obiektem. W zaprojektowanej głowicy  $\alpha = 20^\circ$ . Wartość ta jest kompromisem pomiędzy: uzyskaniem odpowiednio dużych składowych prędkości  $V_x$ ,  $V_y$ , rozmiarami głowicy oraz odległością pomiędzy głowicą a analizowanym obiektem (wynika ona z zakresu pracy kolimatorów – w tym przypadku użyte zostały kolimatory, których  $WD = 10$  cm). Szkielet głowicy kolimatorów (rys. 3.31b) stanowi aluminiowa tarcza. Przykręcone są do niej trzy graniastosłupy (kliny) o podstawie trójkąta prostokątnego (o kątach  $20^\circ$  i  $70^\circ$ ), na których umieszczono mocowania kolimatorów odbiorczych. Położenia wszystkich kolimatorów można regulować. Kolimator nadawczy zamontowany jest z drugiej strony tarczy. Przed kolimatorem nadawczym przewidziano mocowanie dodatkowej soczewki skupiającej, gdyby istniała potrzeba dodatkowego ukształtowania wiązki, np. przy dużych odległościach pomiędzy głowicą a obiektem (zwiększając odległość należy również wymienić kliny).

Wibrometrem możemy bezpośrednio zmierzyć prędkości  $V_1$ ,  $V_2$  i  $V_3$ . Aby uzyskać poszczególne składowe:  $V_X$ ,  $V_Y$ ,  $V_Z$  należy przekształcić układ równań 3.40 do postaci:

$$\begin{cases} V_X = \frac{\sqrt{2}(V_3 - V_2)}{2 \sin \alpha} \\ V_Y = \frac{2V_1 - V_2 - V_3}{3 \sin \alpha} \\ V_Z = \frac{V_1 + V_2 + V_3}{3(1 + \cos \alpha)} \end{cases} \quad (3.41)$$

Stosując konfigurację przedstawioną na rys. 3.30b można uzyskać większy udział składowych  $V_X$  i  $V_Y$ :

$$\begin{cases} V_1 = 2V_Z \cos \alpha + 2V_Y \sin \alpha \\ V_2 = 2V_Z \cos \alpha - (\sqrt{2}V_X + V_Y) \sin \alpha \\ V_3 = 2V_Z \cos \alpha + (\sqrt{2}V_X - V_Y) \sin \alpha \end{cases} \quad (3.42)$$

Dla układu z rys. 3.30a, przy kącie  $20^\circ$  otrzymuje się:

$$\begin{cases} V_1 = 1,94V_Z + 0,342V_Y \\ V_2 = 1,94V_Z - 0,242V_X - 0,171V_Y, \\ V_3 = 1,94V_Z + 0,242V_X - 0,171V_Y \end{cases} \quad (3.44)$$

natomiast dla układu z rys. 3.30b, przy tym samym kącie:

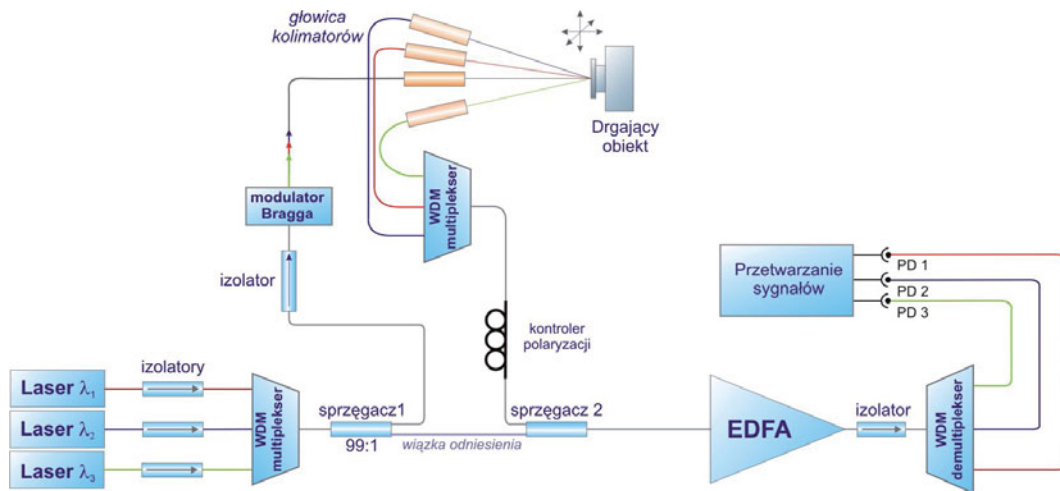
$$\begin{cases} V_1 = 1,88V_Z + 0,684V_Y \\ V_2 = 1,88V_Z - 0,482V_X - 0,342V_Y \\ V_3 = 1,88V_Z + 0,482V_X - 0,342V_Y \end{cases} \quad (3.45)$$

wpływ składowych  $V_X$  i  $V_Y$  jest dwukrotnie większy (mniejszy wpływ ma składowa  $V_Z$ ).

Konfiguracja optyczna wibrometru 3D z głowicą pomiarową złożoną z sześciu kolimatorów jest prawie identyczna z przedstawioną na rys. 3.26 (wibrometr dwupunktowy), z tą różnicą, że należy zastosować dodatkowe, trzecie źródło, a zamiast *sprzęgacza 2* multiplekser WDM. Prostsza konstrukcja głowicy (rys. 3.30a) wymaga innej, konfiguracji wibrometru, ponieważ stosując tę głowicę obiekt jest oświetlany za pośrednictwem jednego kolimatora (rys. 3.33).

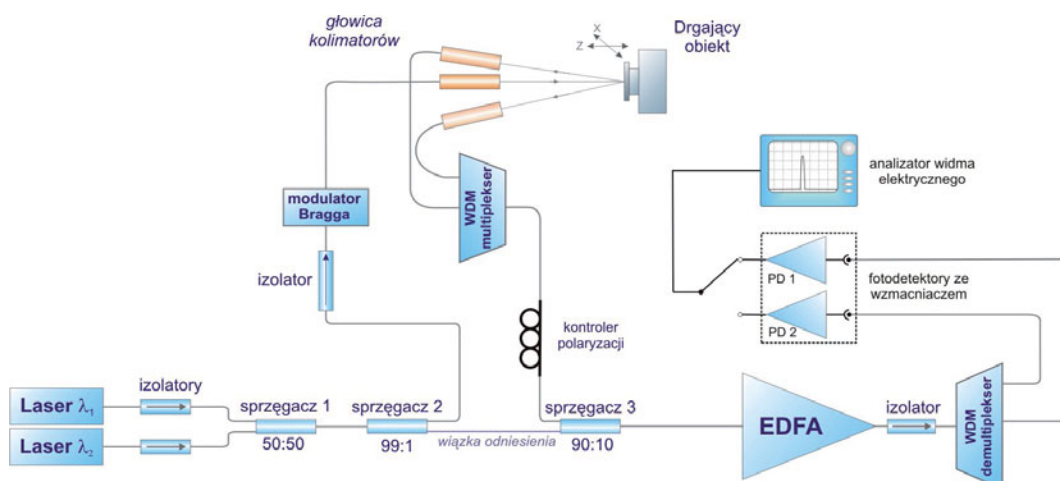
Światło pochodzące z trzech diod laserowych emitujących fale o różnych długościach zostaje wprowadzone za pomocą multipleksera WDM do wspólnego światłowodu. W *sprzęgaczu 1* następuje podział na wiązkę pomiarową i referencyjną. Wiązka pomiarowa (o wszystkich trzech długościach fali) zostaje przesunięta w częstotliwości a następnie oświetla poprzez kolimator nadawczy drgający obiekt. Trzy kolimatory odbiorcze, rozmieszczona jak na rys. 3.31 „odbierają” rozproszone na obiekcie promieniowanie. Do każdego kolimatora odbiorczego dochodzi światło rozproszone o trzech długościach fali, ale do wspólnego światłowodu z danego kolimatora przechodzi tylko ta część promieniowania, której długość fali jest odpowiednia dla danego wejścia multipleksera WDM (na rys. 3.33

oznaczono to schematycznie różnymi kolorami). Dalsza część układu jest taka sama jak w omawianym wcześniej wibrometrze wielopunktowym.



Rys. 3.33. Światłowodowy wibrometr 3D wykorzystujący głowicę z czterema kolimatorami.

Ponieważ autor dysponował dwoma multiplekserami WDM, zbudowany został układ wibrometru 2D (rys. 3.34), który mógł mierzyć drgania w osi  $X$  i  $Z$ , przy założeniu, że  $V_Y = 0$ . W głowicy pomiarowej drgania mierzone z wykorzystaniem kolimatorów nr 2 i 3.



Rys. 3.34. Światłowodowy wibrometr 2D z trzema kolimatorami.

W miejsce sprzęgacza WDM umieszczono *sprzęgacz 1* o stopniu podziału 50:50. Za *sprzęgaczem 1* wspólnym światłowodem propagowane było 50 % mocy każdego z laserów. Źródłem światła były te same diody co w punkcie 3.5. Maksymalna wartość stosunku S/N jaką osiągnięto w układzie z rys. 3.34 wynosiła 33 dB (identyczna dla obu kanałów).

Zamiast głośnika badano drgania obiektu, którego zdjęcie przedstawiono na rys. 1.18 c. Problemem przy pomiarach drgań poprzecznych (w osiach  $X$  i  $Y$ ) są fluktuacje amplitud sygnału heterodynowania spowodowane speklami (punkt 1.5). Nawet niewielkie drgania (rzędu ułamka milimetra) powodują fluktuacje amplitudy na poziomie 20 dB (rys. 1.19). Zjawisko to, w połączeniu z niewielkim udziałem sygnału pochodzącego od drgań poprzecznych, może uniemożliwić demodulację sygnału, bądź narzucić ograniczenia amplitud drgań poprzecznych, które można poprawnie mierzyć.

Wyniki badań dotyczące pomiarów w kilku osiach zostały przedstawione w czwartym rozdziale.

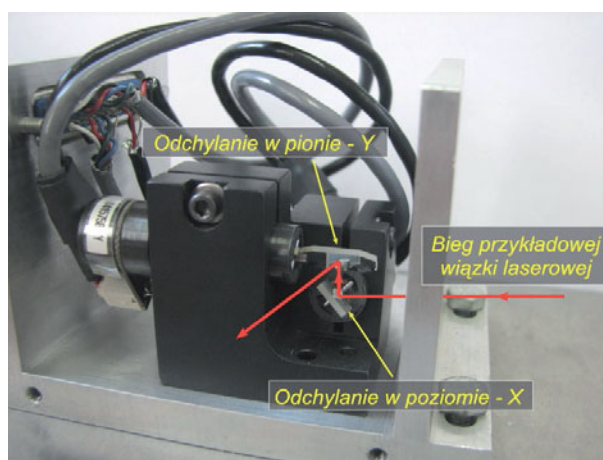
### 3.7. Wibrometry skanujące

Oprócz możliwości bezkontaktowego pomiaru drgań, wibrometry laserowe posiadają dodatkową zaletę: aby zmierzyć drgania w danym punkcie, wystarczy skierować tam wiązkę światła. Operację tę można zautomatyzować – umieszczając pomiędzy głowicą pomiarową a badanym obiektem skaner wiązki laserowej. Zasadniczymi elementami takich skanerów są dwa zwierciadła odchylające wiązkę w osi  $X$  i  $Y$ . Autor dysponował skanerem wiązki laserowej 6210 firmy *Cambridge Technology*. Podstawowe parametry tego skanera podane zostały w tab. 3.7.

Tab. 3.7. Podstawowe parametry skanera 6210 firmy Cambridge Technology.

Parametr	Wartość	Jednostka
Nominalny zakres pracy	$\pm 20$	o
Apertura optyczna	3	mm
Ciągły moment obrotowy	0,279	N·cm
Maksymalny szczytowy pobór prądu	6	A
Czas ustalania	100	$\mu$ s
Liniowość w zakresie $\pm 20$ o	99,5	%
Powtarzalność	8	$\mu$ rad

Zdjęcie głowicy tego skanera przedstawiono na rys. 3.35.

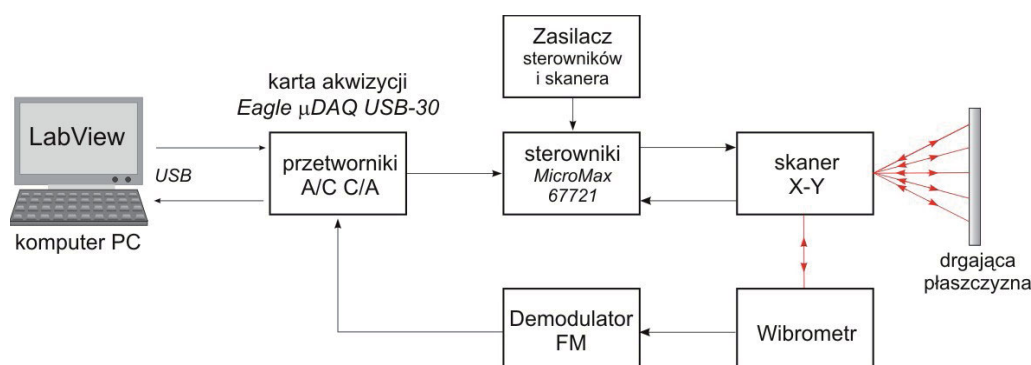


Rys. 3.35. Głowica skanera wiązki laserowej – model 6210 Cambridge Technology.

Głowica skanera przedstawiona na rys. 3.35 zawiera dwa układy odchylające wiązkę, ich zasada działania jest taka sama jak galwanometrów magnetoelektrycznych.

Prowadzono próby z wykorzystaniem skanera 6210 do budowy laserowego wibrometru skanującego w ramach pracy magisterskiej Rafała Steca [3.26], której prowadzącym był autor niniejszej dysertacji. W badaniach tych wykorzystano wibrometr laserowy, w którym źródłem światła był laser He–Ne (rys. 3.3). Schemat blokowy wibrometru laserowego sprzężonego z optogalwanicznym skanerem przedstawiono na rys. 3.36.

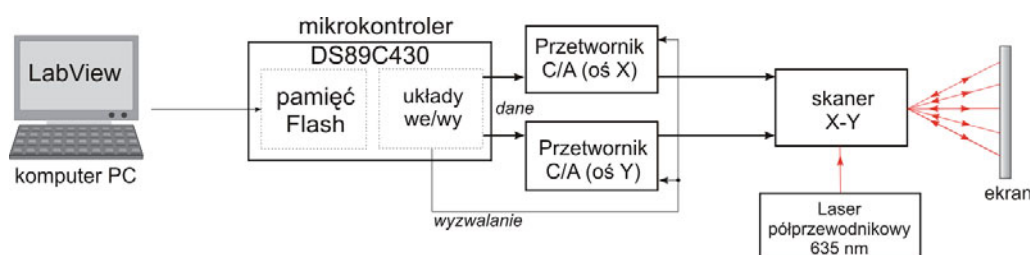
Sterowanie tego systemu odbywa się z poziomu aplikacji napisanej w środowisku LabView. Więcej informacji dotyczącej tej aplikacji oraz przykładowych pomiarów można znaleźć w pracy [3.26].



Rys. 3.36. Schemat blokowy wibrometru skanującego wraz z torem demodulacji i akwizycji danych [3.26].

Podczas badań dotyczących wibrometru skanującego największym problemem było rozogniskowanie wiązki podczas skanowania. Analizie poddano płaską powierzchnię (boczna ścianka obudowy komputera), wobec tego odległość: analizowany punkt – obiektyw wibrometru ulegała zmianie podczas skanowania. Rozogniskowanie wiązki powodowało zmniejszenie użytecznego sygnału a tym samym problemy z jego demodulacją.

Optogalwaniczne skanery wiązki laserowej są stosowane przede wszystkim do laserowych projekcji obrazów. Tym wątkiem również zajmował się autor (rys. 3.37).



Rys. 3.37. Prosty układ do laserowej projekcji obrazu.

Zdjęcie przykładowego obrazu wyświetlonego za pomocą tego układu przedstawione zostało na rys. 3.38.



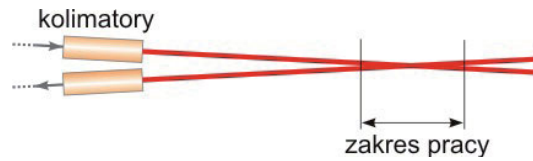
Rys. 3.38. Laseryne logo Politechniki Wrocławskiej.

Prace dotyczące laserowych projekcji obrazów były i w dalszym ciągu są prowadzone w ramach prac magisterskich (prowadzonych przez autora). Opracowany został między innymi: układ wygaszania wiązki laserowej, rozbudowany został układ mikroprocesorowy o możliwość skalowania obrazu, zmiany jego położenia.

Zastosowanie optogalwanicznego skanera do przedstawionych wibrometrów laserowo–światłowodowych nie jest bezpośrednio możliwe, ponieważ wszystkie dotychczas przedstawione konstrukcje używały układu nadawczo–odbiorczego złożonego z dwóch kolimatorów. Obraz przedstawiający w uproszczeniu (dotyczy ono promieniowania rozproszonego) bieg promieni świetlnych z i do kolimatora przedstawiono na rys. 3.39. Jeśli



drgający obiekt umieszczony jest w zaznaczonym zakresie pracy i amplituda jego drgań nie powoduje wyjścia poza ten zakres, wówczas demodulacja sygnału heterodynowania, a tym samym cały proces pomiaru, przebiega poprawnie.



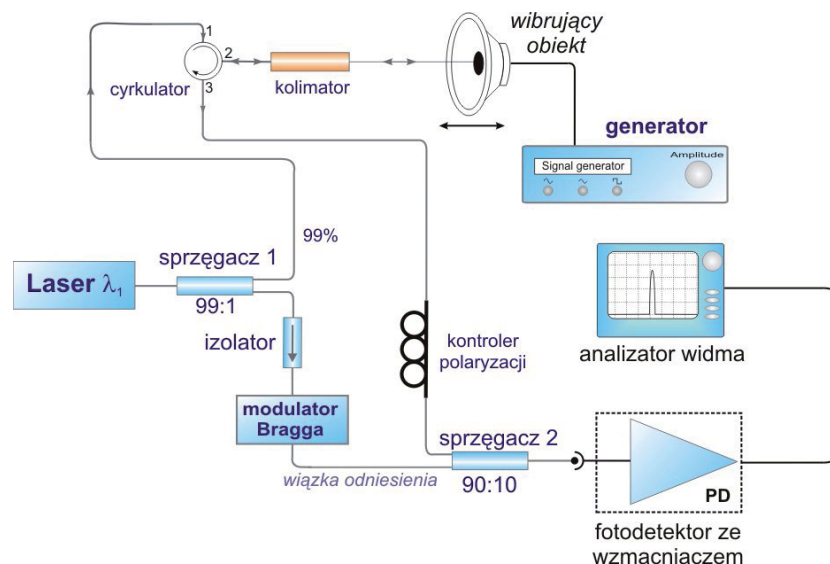
Rys. 3.39. Bieg promieni świetlnych z kolimatorów.

Zakres pracy zbudowanej głowicy, około 5 mm, był na tyle duży, że nawet dla największych amplitud drgań badanych obiektów, nie ograniczał on zakresu pomiarowego wibrometrów.

Zastosowanie układu nadawczo–odbiorczego złożonego z dwóch kolimatorów (rys. 3.39) w skanującym wibrometrze laserowo–światłowodowym jest możliwe tylko pod warunkiem, że powierzchnią drgającą będzie zawsze wycinek sfery, bo tylko wtedy przy skanowaniu nie ulega zmianie odległość: głowica – analizowany punkt.

Właściwości światłowodowych cyrkulatorów optycznych (punkt 2.2) pozwalają zbudować interfejs nadawczo–odbiorczy złożony z jednego kolimatora, który będzie pełnił jednocześnie rolę nadajnika i odbiornika (rys. 3.40). Zakres pracy takiego interfejsu powinien być dużo większy niż dwukolimatorowego.

W układzie wibrometru przedstawionego na rys. 3.40 wiązka pomiarowa (99% mocy lasera) zostaje doprowadzona do wejścia 1 cyrkulatora, z którego przechodzi (z małymi stratami – tab. 2.3) do portu 2. Do tego portu podłączony jest światłowód zakończony kolimatorem – za jego pośrednictwem oświetlany jest obiekt. Światło po rozproszeniu na powierzchni zostaje tym samym kolimatorem wprowadzone do światłowodu a następnie doprowadzone do portu 2. Kierunek propagacji światła rozproszonego w światłowodzie jest przeciwny niż wiązki oświetlającej, dlatego przechodzi ono do wyjścia 3. Dalsza część wibrometru jest tożsama z wcześniej opisywanymi.



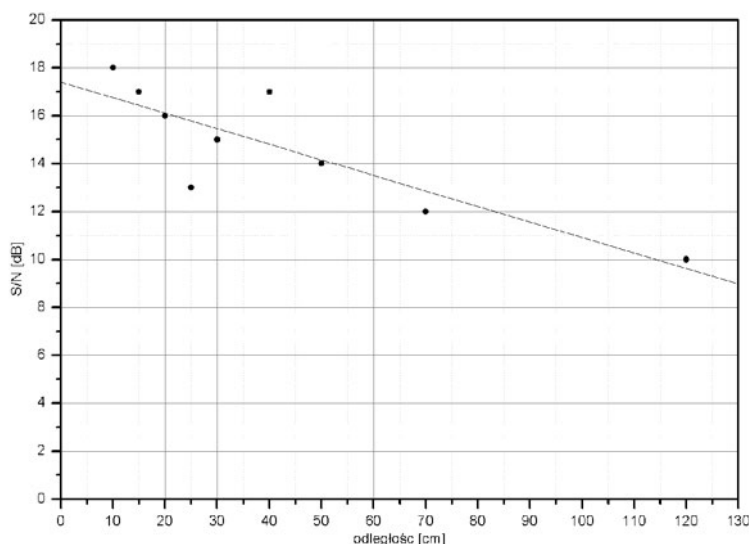
Rys. 3.40. Wibrometr laserowo–światłowodowy z jednym kolimatorem i cyrkulatorem.

Przedstawiona konstrukcja (rys. 3.40) ma liczne zalety, teoretycznie bez problemu można ją zastosować do budowy wibrometru skanującego, wibrometrów: jedno i wielopunktowych (w tym przypadku nie trzeba wykonywać żmudnej procedury ustawiania

kolimatorów: odbiorczego i nadawczego), a zastosowanie jej w wibrometrach 3D pozwala zastosować głowicę z trzema kolimatorami przy zwiększonym udziale składowych poprzecznych (zgodnie z układem równań 3.42).

Zastosowanie w praktyce przedstawionego wibrometru z cyrkulatorem nie jest proste, ze względu na występowanie trudnych do wyeliminowania pasożytniczych odbić i sprzężeń. Istnieją dwie główne przyczyny pogarszające parametry tego układu: odbicie wsteczne od kolimatora oraz przejście części mocy optycznej bezpośrednio z portu 1 do portu 3. Źródłem światła w układzie z rys. 3.40 była dioda laserowa DR o mocy  $P_{DR} = 14,48$  dBm. Zmierzono moc na wyjściu 3 cyrkulatora w przypadku braku sygnału rozproszenia (od portu 2 odłączono kolimator, dodatkowo, aby uniknąć odbić, światłowód wychodzący z portu 2 został nawinięty na szpuli o małym promieniu), otrzymano:  $-52,19$  dBm (wartość zgodna z oczekiwaniami – tłumienie przy przejściu z portu 1 na 3 wynosi 64 dB – tab. 2.3). Do wyjścia fotodetektora podłączono analizator widma elektrycznego (AVCOM NSA-1000A), zaobserwowano sygnał heterodynowania (nieruchomy prążek o częstotliwości 40 MHz) o mocy:  $-70$  dBm, przy mocy szumów:  $-75$  dBm. Po podłączeniu kolimatora, bez obiektu rozpraszającego poziom sygnału heterodynowania wzrósł do:  $-55$  dBm, przy czym amplituda tego sygnału fluktuowała, podobnie jak w przypadku jednopunktowego wibrometru w konfiguracji *Michelsona*. Przed kolimatorem, w odległości 10 cm umieszczono obiekt rozpraszający z naklejonym fragmentem białej kartki papieru. Zmierzono moc na wyjściu 3 cyrkulatora, otrzymano:  $-40,47$  dBm. Białą kartkę papieru zastąpiono naklejką retrorefleksyjną, wartość mocy wzrosła do:  $-30,03$  dBm.

Dla obiektu z naklejką retrorefleksyjną zmierzono jak zmienia się wartość stosunku S/N w zależności od odległości: kolimator – obiekt rozpraszający. Moc szumów zdefiniowana została jako maksymalna moc sygnału o częstotliwości 40 MHz zarejestrowana na analizatorze widma w przypadku braku sygnału rozproszenia. Wyniki przedstawiono na rys. 3.41.



Rys. 3.41. Stosunek sygnału do szumu w funkcji odległości: kolimator – obiekt, dla wibrometru z cyrkulatorem.

Zakres pracy wibrometru z cyrkulatorem jest duży, nawet dla odległości pomiędzy kolimatorem a obiektem rzędu 1 m można uzyskać dobry stosunek S/N, (badania wykonano dla kolimatora o  $WD = 10$  cm). Przedstawiona na rys. 3.41 charakterystyka pokazuje, że w układzie światłowodowego wibrometru z cyrkulatorem można zastosować optogalwaniczny skaner. Mniej oczywista jest dokładność pomiarów wykonanych tym urządzeniem, zagadnienie to zostało opracowane w kolejnym rozdziale.

## ROZDZIAŁ IV

### DEMODULACJA I ANALIZA SYGNAŁÓW WIBROMETRYCZNYCH

W poprzednim rozdziale zaprezentowano różne rozwiązania wibrometrów laserowo-światłowodowych wraz z procesem optymalizacji ich konstrukcji. Rozdział czwarty dotyczy przetwarzania sygnałów heterodynowania otrzymanych na wyjściu fotodetektorów. Zasadniczym celem tych operacji jest uzyskanie informacji o parametrach drgań obiektu, na podstawie analizy rozproszonego, przesuniętego w częstotliwości promieniowania laserowego.

#### 4.1. Widma sygnałów heterodynowania

We wszystkich układach wibrometrów badanych przez autora zastosowano detekcję heterodynową. Wynikiem interferencji sygnałów: pomiarowego i odniesienia jest sygnał zmodulowany częstotliwościowo o częstotliwości nośnej równej przesunięciu jednego sygnału świetlnego względem drugiego. W przypadku zastosowanego modulatora Bragga (punkt 2.3, tab. 2.4.) wynosi ona  $f_0 = 40$  MHz.

Podstawowym parametrem opisującym sygnał zmodulowany częstotliwościowo jest *dewiacja częstotliwości*, zdefiniowana jako maksymalne, bezwzględne odchylenie pulsacji chwilowej od pulsacji nośnej [4.1]. W przypadku analizy sygnałów rozproszonych, Dopplerowsko przesuniętych w częstotliwości za pomocą wibrometrów laserowych, dewiacja częstotliwości określona jest zależnością 1.16 (punkt 1.2). Przy założeniu drgań prostopadłych do kierunku wiązki światła dewiacja częstotliwości:

$$\Delta f_{FM} = \frac{2}{\lambda} |V(t)|_{\max}, \quad (4.1)$$

gdzie:  $V$  – prędkość drgań obiektu.

Na ekranie analizatora widma podłączonego do wyjścia fotodetektorów zbudowanych wibrometrów obserwuje się nieruchomy prążek o częstotliwości nośnej w przypadku, gdy obiekt nie porusza się. Ruch obiektu powoduje zmiany częstotliwości sygnału heterodynowania – prążek przemieszczał się wokół częstotliwości nośnej.

Zanim przystąpiono do budowy układów demodulacji i ich skalowania przeanalizowano widmo sygnału heterodynowania, a w szczególności zależności pomiędzy szerokością widma a dewiacją sygnału FM. Jej znajomość pozwala w przybliżony sposób określić amplitudę prędkości drgań (z równania 4.1).

Badanym obiektem drgającym był w większości przypadków głośnik magnetodynamiczny. Obiekt taki charakteryzuje się dużą elastycznością, w prosty sposób można kontrolować prędkość jego drgań (a tym samym zmieniać dewiację sygnału heterodynowania) oraz ich kształt.

Zmodulowany częstotliwościowo sygnał można przedstawić w postaci [4.1]:

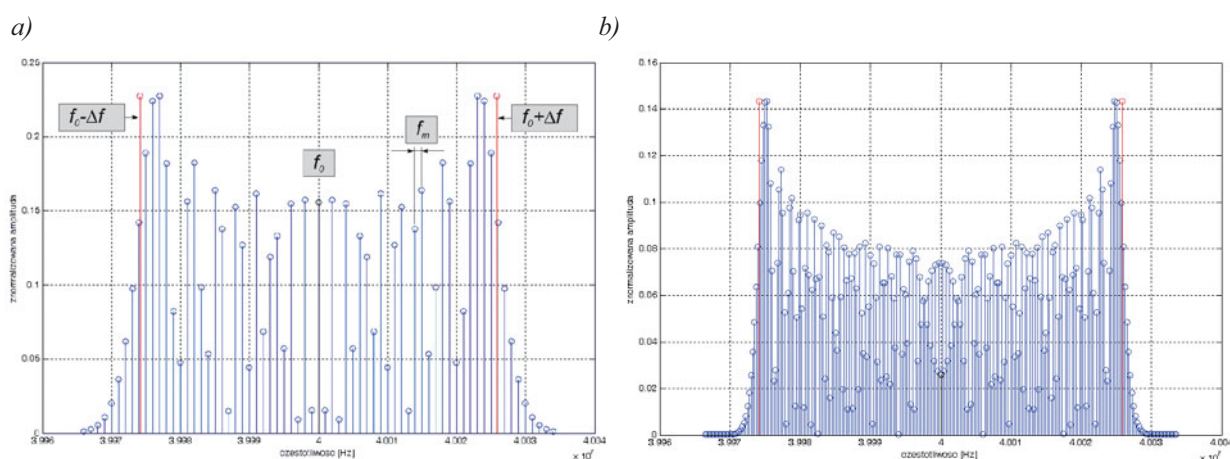
$$u_{FM}(t) = U_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\beta) \cos(\omega_0 + n\omega_m)t, \quad (4.2)$$

gdzie:  $U_0$  - amplituda nośnej niezmodulowanej,  $\omega_0$  - pulsacja nośnej,  $\omega_m$  - pulsacja sygnału modulującego,  $J_n(\beta)$  - funkcja Bessela pierwszego rodzaju, rzędu  $n$ ,  $\beta = \Delta\omega_{FM}/\omega_m$  - indeks modulacji.

Uwzględniając, że dla  $n$  parzystych:  $J_n(\beta) = J_{-n}(\beta)$ , a dla  $n$  nieparzystych  $J_n(\beta) = -J_{-n}(\beta)$ , zależność 4.2 można zapisać w postaci:

$$u_{FM}(t) = U_0 \{ J_0(\beta) \cos \omega_0 t + J_1(\beta) [\cos(\omega_0 + \omega_m)t - \cos(\omega_0 - \omega_m)t] + J_2(\beta) [\cos(\omega_0 + 2\omega_m)t + \cos(\omega_0 - 2\omega_m)t] + J_3(\beta) [\cos(\omega_0 + 3\omega_m)t - \cos(\omega_0 - 3\omega_m)t] + \dots \}. \quad (4.3)$$

Z powyższej zależności wynika, że widmo sygnału  $FM$  zajmuje nieograniczone pasmo częstotliwości. Składa się ono z nośnej oraz nieskończonej ilości prążków o pulsacjach:  $\omega_0 \pm n\omega_m$ ,  $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ , tworzących wstęgi boczne. Ze względu na oscylacyjny charakter funkcji Bessela zarówno nośna, jak i amplitudy poszczególnych składowych wstęp bocznych mogą przyjmować wartości zerowe dla szczególnych wartości  $\beta$  [4.1]. W programie *Matlab* na podstawie powyższych zależności wyznaczono widma sygnału heterodynowania (rys. 4.1). W obliczeniach dewiacji częstotliwości przyjęto długość fali lasera  $\lambda = 1550$  nm.



Rys. 4.1. Widma sygnałów heterodynowania wyznaczone w programie *Matlab* dla prędkości obiektu  $V = 2$  cm/s, częstotliwość drgań (modulująca): a) 1 kHz, b) 250 Hz.

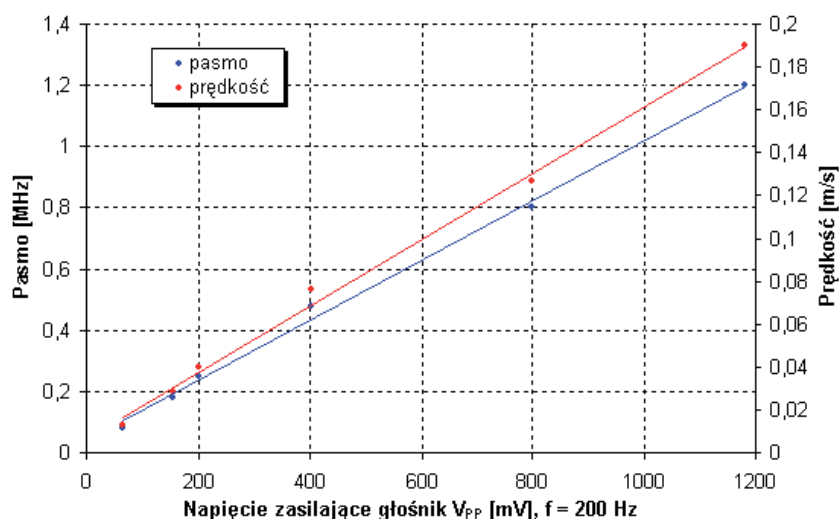
W praktyce większość mocy sygnału  $FM$  zawarta jest w nośnej oraz części wstęp bocznych leżących w jej pobliżu. Z energetycznego punktu widzenia definiuje się efektywną szerokość pasma zajętego przez sygnał  $FM$ , jako przedziału częstotliwości, w którym zawarta jest określona część mocy całkowitej sygnału. Dla dużych indeksów modulacji ( $\beta > 10$ ) przyjmuje się, że pasmo sygnału  $FM$ ,  $B_{FM}$  wynosi [4.1]:

$$B_{FM} \approx 2\Delta f_{FM}. \quad (4.4)$$

Błąd przybliżenia jest tym mniejszy, im większy jest indeks modulacji  $\beta$ . Dla  $\beta \rightarrow \infty$ ,  $B_{FM} \rightarrow 2\Delta f$ . W przypadku widm przedstawionych na rys. 4.1,  $\beta \approx 25$  dla  $f_m = 1$  kHz oraz  $\beta \approx 100$  dla  $f_m = 250$  Hz. Przy tej samej dewiacji, zmniejszenie częstotliwości modulującej zwiększa dokładność przybliżenia 4.4.

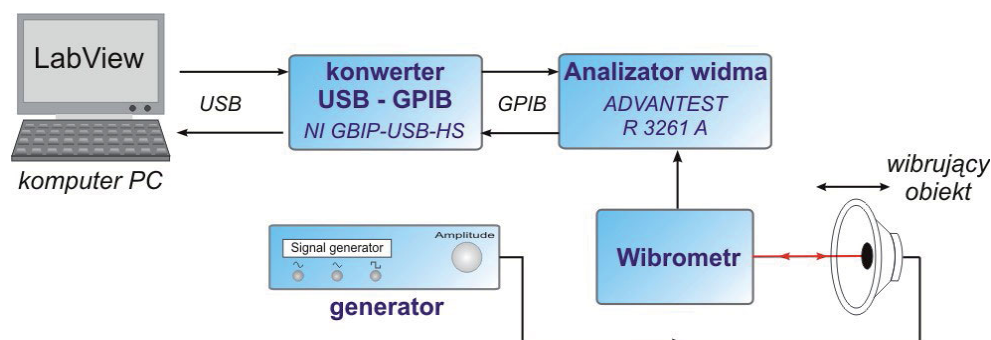
Znajomość widm sygnałów heterodynowania, a w szczególności szerokości pasma w funkcji dewiacji częstotliwości, pozwoliła w przybliżony sposób ocenić jakiego rzędu są prędkości drgań spotykane w praktyce, np. badanego głośnika. Była również punktem wyjściowym do określenia wymagań systemów demodulacji dla potrzeb wibrometrii.

Przykładową charakterystykę przedstawiającą dewiację częstotliwości (wyznaczoną na podstawie pomiaru szerokości pasma sygnału heterodynowania) oraz prędkość w funkcji napięcia zasilającego głośnik przedstawiono na rys. 4.2 [4.2]. Częstotliwość sygnału zasilającego wynosiła  $f_m = 200$  Hz. Badania wykonano wibrometrem laserowym He-Ne (rys. 3.3).



Rys. 4.2. Amplituda prędkości drgań głośnika w funkcji napięcia zasilania, badania wykonano wibrometrem He-Ne [4.2].

Na rys. 4.3 przedstawiono układ, w którym zarejestrowano widma sygnałów heterodynowania wibrometrów laserowo-światłowodowych. Zapisane w środowisku LabView pliki tekstowe zawierające dane z analizatora widma poddane zostały obróbce w arkuszu kalkulacyjnym.

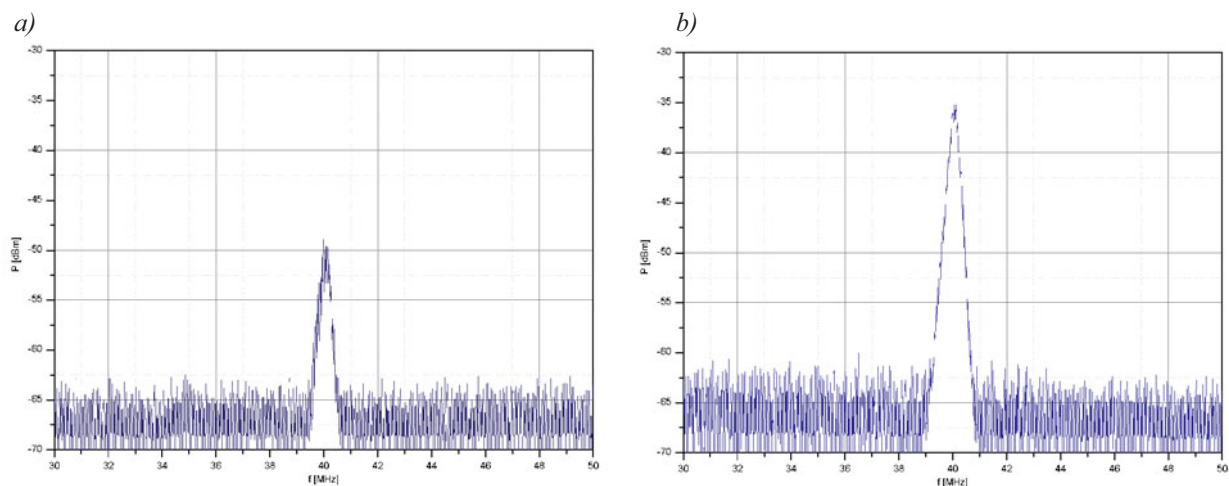


Rys. 4.3. Schemat blokowy układu rejestrującego widma sygnału heterodynowania wibrometrów laserowo-światłowodowych.

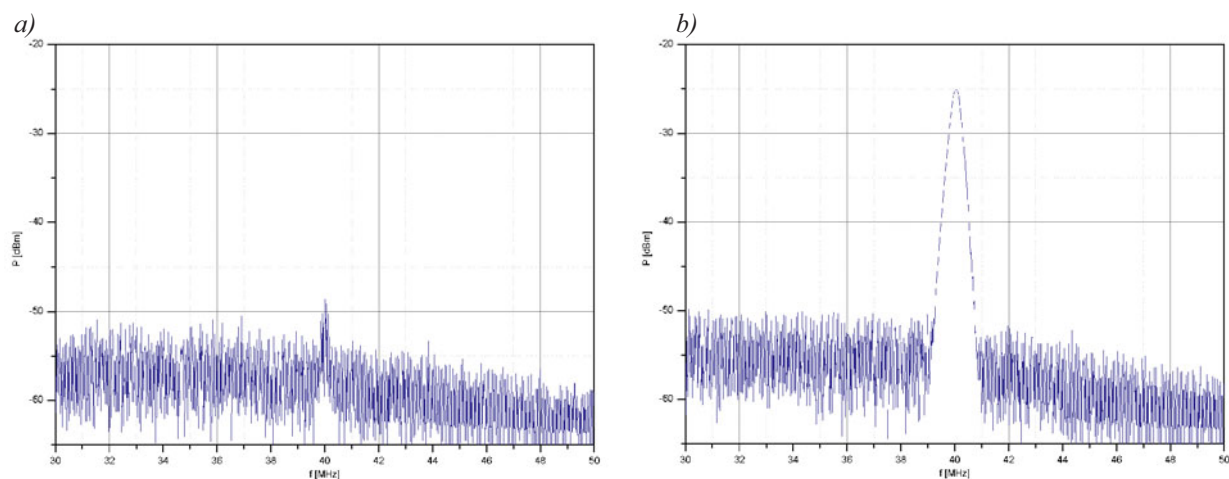
Wszystkie przedstawione poniżej widma zarejestrowano w wibrometrach pracujących w konfiguracji interferometru Mach – Zehndera. W pierwszej kolejności przedstawiono widma, otrzymane w sytuacji gdy analizowany obiekt nie poruszał się.

Na rys. 4.4 zaprezentowano widma uzyskane w układzie wibrometru z rys. 3.19b (wzmacniacz EDFA po interferencji, detektor bez wzmacniacza). Widoczny na rys. 4.4a sygnał o częstotliwości nośnej 40 MHz jest zakłóceniem, pochodzącym z generatora zasilającego akustooptyczny modulator Bragga. Na rys. 4.5 przedstawiono widma uzyskane w wibrometrze bez wzmacniacza optycznego, z fotodetektorem ze wzmacniaczem z rys. 3.21.



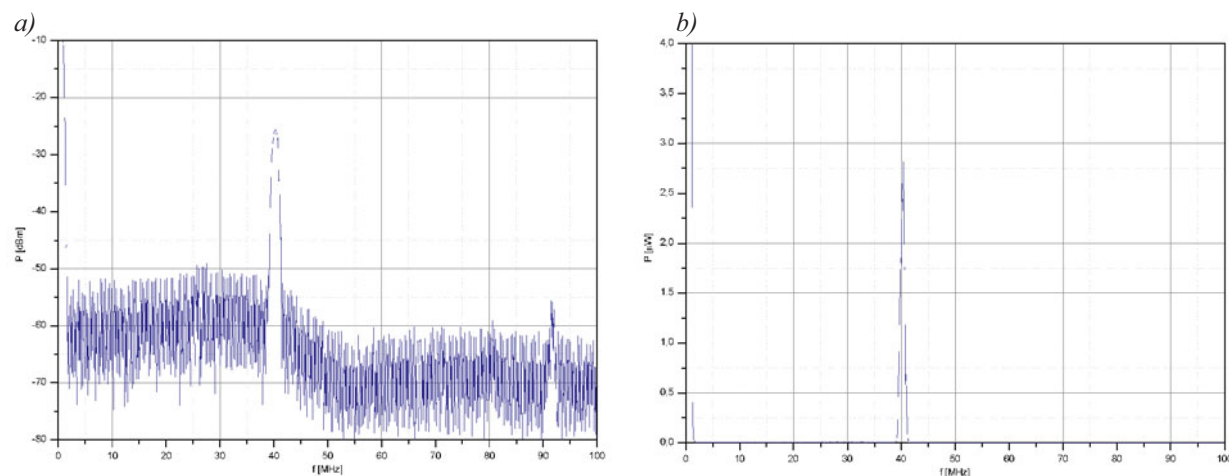


Rys. 4.4. Widma sygnału heterodynowania w układzie z rys. 3.19b, prąd diody pompującej EDFA -  $I_p = 225$  mA: a) brak sygnału rozproszenia, b) w obecności sygnału rozproszenia.



Rys. 4.5. Widma sygnału heterodynowania w układzie z rys. 3.21: a) brak sygnału rozproszenia, b) w obecności sygnału rozproszenia.

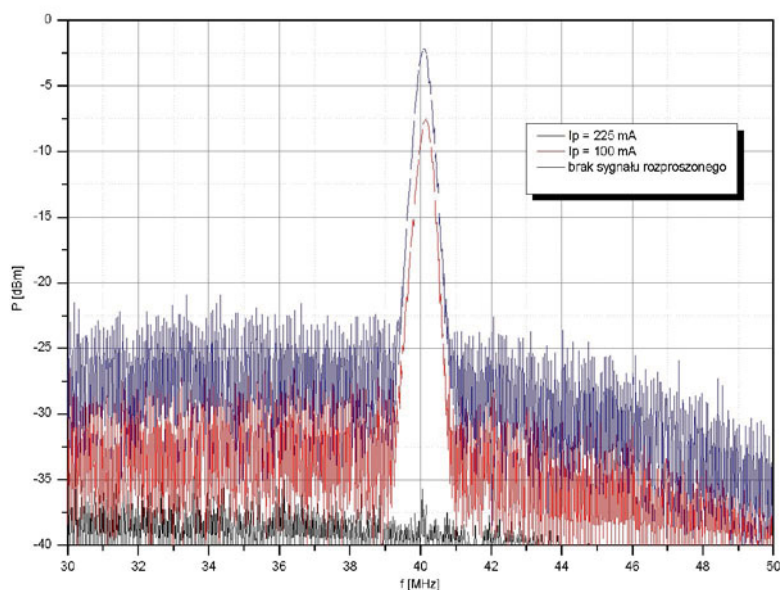
Poziom zakłóceń o częstotliwości 40 MHz w tym układzie (rys. 4.5a) jest taki sam jak w poprzednim (rys. 4.4a). Większy jest poziom szumów wokół częstotliwości 40 MHz, pochodzący ze wzmacniacza operacyjnego. Poziom sygnału heterodynowania w obecności sygnału rozproszenia jest większy. Korzystniejszy jest też stosunek S/N.



Rys. 4.6. Widma sygnału heterodynowania w układzie z rys. 3.21: a) skala logarytmiczna, b) skala liniowa.

Na rys. 4.6 przedstawiono widmo uzyskane, jak poprzednio, w układzie z rys. 3.21, ale w szerszym zakresie (0 – 100 MHz). Na tym rysunku widać pasmo wzmacniacza transimpedancyjnego, dla częstotliwości większych od 50 MHz poziom szumów jest znacznie mniejszy. Występujący w okolicach 91 MHz sygnał pochodzi z nadajnika jednej ze stacji radiowych. Na rys. 4.6b przedstawiono ten sam sygnał w skali liniowej. Ponieważ nawet najsilniejsze zakłócenia są około 300 razy mniejsze od sygnału użytecznego, w tej skali są one niewidoczne.

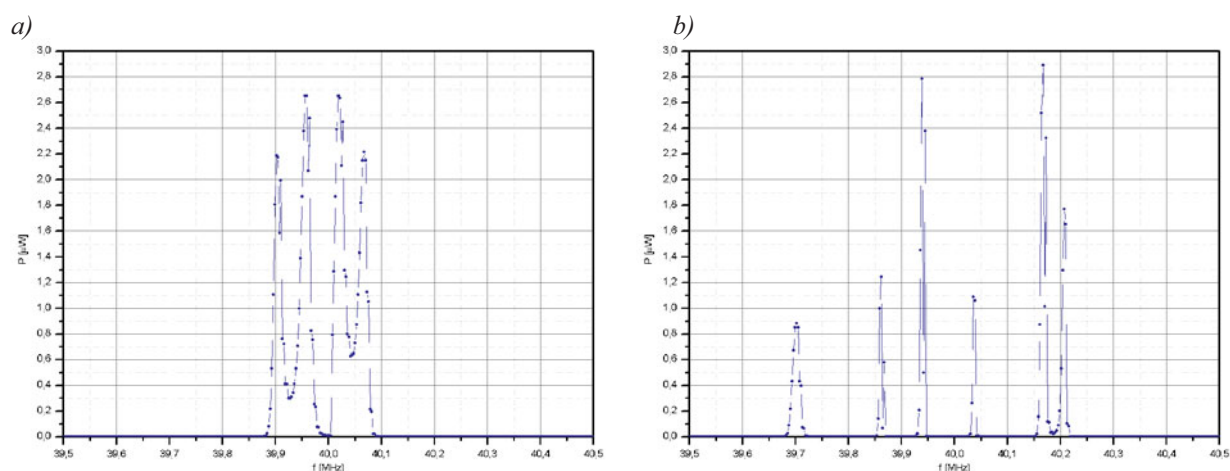
Na rys. 4.7 przedstawiono widma uzyskane w układzie wibrometru laserowo-światłowodowego ze wzmacniaczem EDFA oraz fotodetektorem sprzężonym ze wzmacniaczem transimpedancyjnym (konfiguracja z rys. 3.24).



Rys. 4.7. Widma sygnału heterodynowania w układzie z rys. 3.24 dla różnych prądów diody pompującej EDFA.

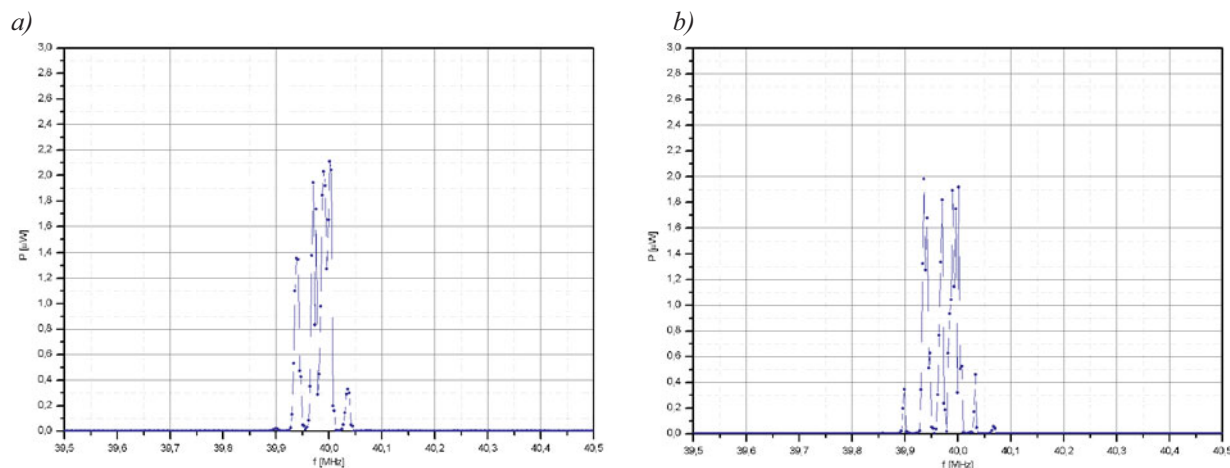
Zwiększenie prądu diody pompującej EDFA powoduje wzrost poziomu sygnału użytecznego, bez zmiany stosunku sygnału do szumu.

W wibrometrze z rys. 3.19b zarejestrowano przykładowe widma sygnału heterodynowania zmodulowanego częstotliwościowo, czyli w przypadku, gdy badany obiekt poruszał się (rys. 4.8 i 4.9).



Rys. 4.8. Widma sygnału heterodynowania w przypadku pobudzenia głośnika napięciem sinusoidalnym o częstotliwości 200 Hz i wartości międzyszczytowej: a) 2 V, b) 5 V.

Wzrost amplitudy sygnału sterującego powoduje zwiększenie prędkości drgań głośnika, a przez to szerokości pasma sygnału heterodynowania. Ponieważ różnica częstotliwości pomiędzy sąsiednimi próbkami sygnału przesyłanego z analizatora widma wynosiła około 3 kHz dlatego widma te zawierają dużo mniej prążków, niż to modelowane w *Matlabie* (rys. 4.1).



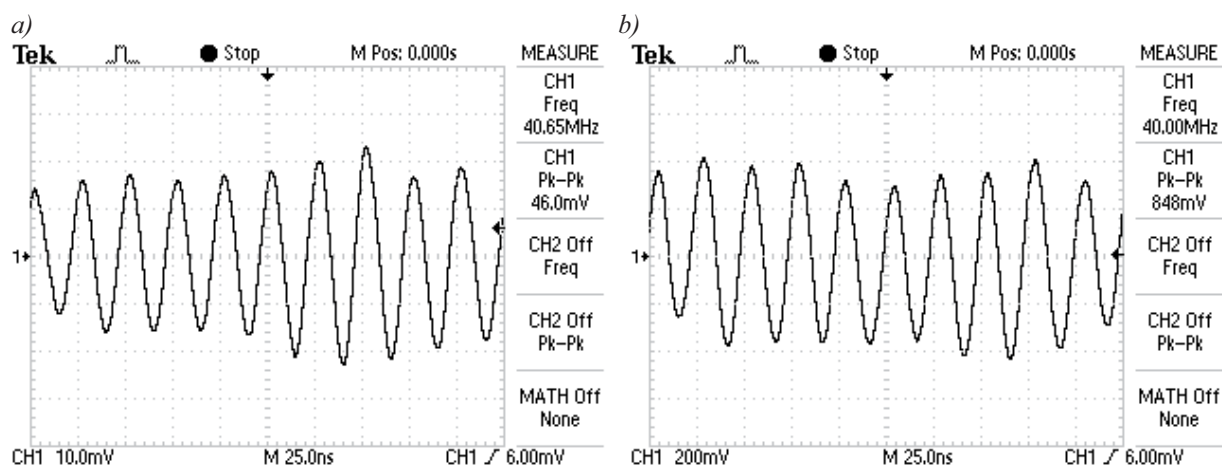
Rys. 4.9. Widma sygnału heterodynowania przy pobudzeniu głośnika sygnałem o częstotliwości 1 kHz i międzyszczytowej wartości napięcia 10 V, o kształcie: a) sinusoidalnym, b) prostokątnym o wypełnieniu 50 %.

Widma sygnału heterodynowania dla różnych sygnałów pobudzających głośnik (rys. 4.9) niewiele się różnią. Na podstawie samego widma (zwłaszcza przy niskiej jego rozdzielczości) niewiele można powiedzieć o kształcie sygnału modulującego.

## 4.2. Demodulacja sygnałów wibrometrycznych

Na podstawie widma sygnałów heterodynowania można w przybliżeniu określić amplitudę prędkości drgań. Niewiele można powiedzieć natomiast o kształcie sygnału. Aby uzyskać więcej informacji z sygnału heterodynowania należy poddać go demodulacji częstotliwości. Ponieważ nawet niewielkie prędkości drgań powodują stosunkowo dużą dewiację sygnału heterodynowania (1,29 MHz dla 1 m/s w przypadku źródła światła o długości fali  $\lambda = 1550$  nm) trudno zbudować uniwersalny demodulator FM, który posiadałby dostatecznie dobre parametry zarówno dla małych i dużych prędkości drgań. Do demodulacji sygnału heterodynowania wibrometrów laserowo-światłowodowych zastosowano trzy rodzaje demodulatorów FM, każdy jako czterokanałowy system, tak aby zapewnić nie tylko demodulację w wibrometrach jedno ale również wielokanałowych (liczba kanałów była podyktowana była ilością półprzewodnikowych diod laserowych oraz liczbą kanałów badanych multiplekserów WDM).

Oddziaływanie zakłóceń na sygnał FM w kanale transmisyjnym objawia się w postaci pasożytnej modulacji amplitudy [4.1]. Podobny problem występuje w układach wibrometrów, gdzie zmiana amplitudy sygnału heterodynowania najczęściej wywołana jest efektem plamkowania bądź rozogniskowaniem układu kolimatorów. Na rys. 4.10 zamieszczono przykładowe oscylogramy sygnałów heterodynowania uzyskane w układzie wibrometru 2D przedstawionego na rys. 3.34. Oscyloskop (*Tektronix TDS1002B*) podłączony był bezpośrednio do wyjścia fotodetektora. Zmiana prądu diody pompującej EDFA pozwala na regulację napięcia wyjściowego ( $U_{PP} = 46$  mV dla  $I_P = 100$  mA,  $U_{PP} = 848$  mV dla  $I_P = 190$  mA) w szerokim zakresie.



Rys. 4.10. Sygnał heterodynowania w układzie wibrometru z rys. 3.34 dla prądu diody pompującej: a) 100 mA, b) 190 mA.

Ponieważ większość demodulatorów częstotliwości jest wrażliwa na zmiany amplitudy sygnału zmodulowanego konieczne staje się usunięcie niepożądanej modulacji AM przed procesem demodulacji, najczęściej za pomocą nieliniowych układów – ograniczników o specjalnie ukształtowanych charakterystykach przejściowych [4.1]. Zazwyczaj stanowią one integralną część scalonych demodulatorów.

Poniżej przedstawione zostaną schematy blokowe i ideowe demodulatorów wraz z ich podstawowymi charakterystykami demodulacji.

#### 4.2.1. Demodulator TDA7000

Pierwszy system demodulacji dla wibrometrów laserowo–światłowodowych został zbudowany z wykorzystaniem monolitycznych układów scalonych TDA7000 [4.3]. Zdecydowano się na wybór tego układu ze względu na jego parametry (tab. 4.1) oraz niewielką liczbę wymaganych elementów. Stanowi on kompletny odbiornik radiowy, a ponadto, przy zachowaniu zasady odbioru superheterodynowego strojenie odbywa się za pomocą jednego obwodu selektywnego [4.4].

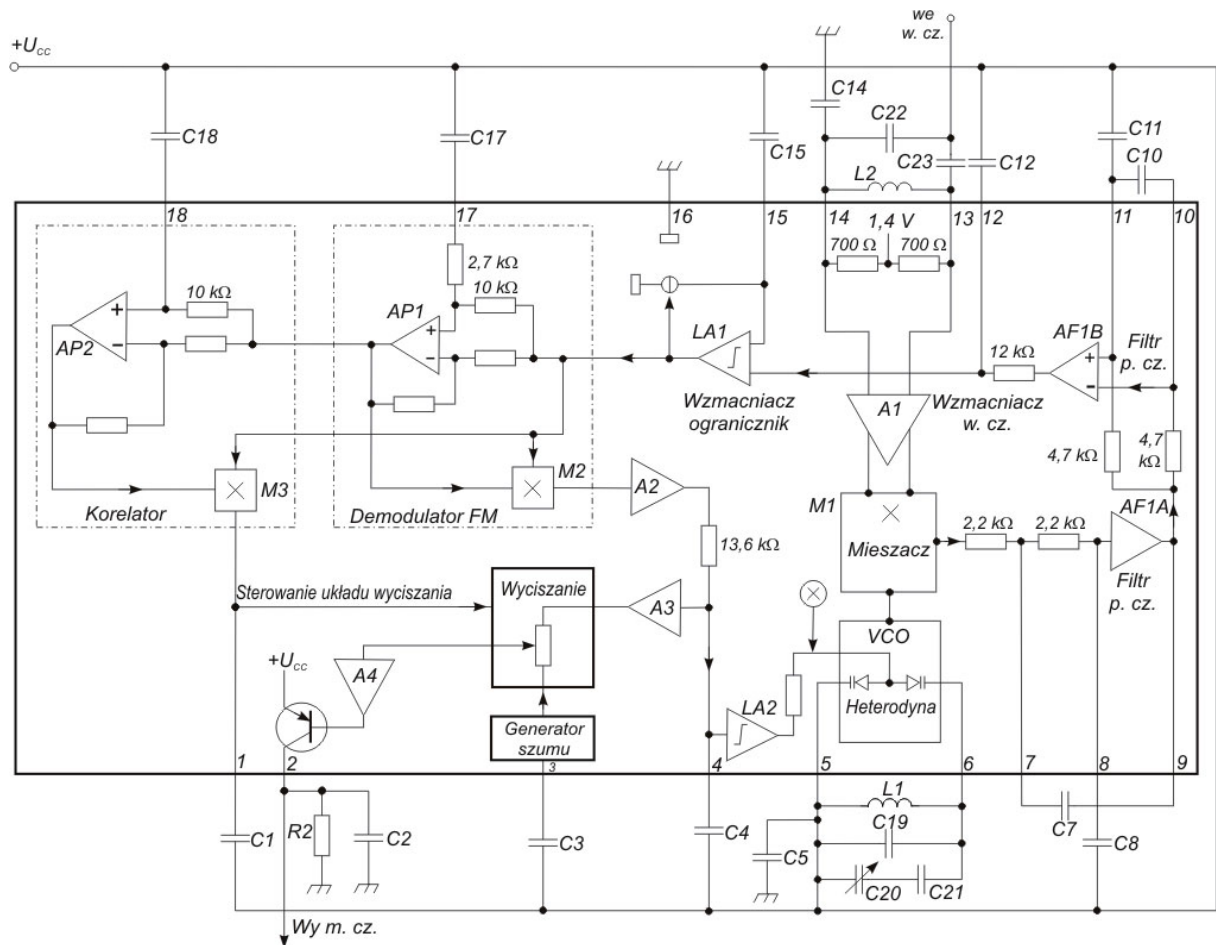
Tab. 4.1. Podstawowe parametry układu TDA7000

Parametr	Warunki pomiaru	Wartość	Jednostka
Pasma pracy	-	1,5 – 110	MHz
Zakres napięcia zasilania	-	2,7 - 10	V
Czułość	dla której S/N = 26 dB (sygnału zdemodulowanego), przy $\Delta f = \pm 22,5$ kHz	5,5	$\mu V$
S/N na wyjściu	napięcie wejściowe: $E_g = 0,2$ mV, $\Delta f = \pm 22,5$ kHz, $f_m = 1$ kHz	60	dB
Napięcie m. cz.		75	mV
Zniekształcenia nieliniowe sygnału zdemodulowanego		0,7	%
Tłumienie modulacji amplitudy		50	dB
Pasma sygnału m. cz.	$R_2 = 22$ k $\Omega$ , $C_2 = 1,8$ nF <sup>(1)</sup>	10	kHz
Maksymalne napięcie wejściowe	przy THD < 10 %	200	mV

<sup>(1)</sup> oznaczenia jak na rys. 4.11



Zastosowanie aktywnych filtrów  $RC$  (rys. 4.11) pozwoliło na wyeliminowanie obwodów  $LC$ , ale ze względu na ich niską częstotliwość pracy znacznie zmniejszono częstotliwość pośrednią, w TDA7000 wynosi ona  $f_{p.cz.} = 70$  kHz (wyjście z mieszacza  $M1$ ). Jest on optymalna ze względu na sygnały zakłócające pochodzące z sąsiednich kanałów radiofonicznych [4.4]. Maksymalna dewiacja sygnału  $FM$  w radiofonii wykorzystującej zakres 88 – 108 MHz wynosi 75 kHz [4.5], dlatego w TDA7000 niezbędne jest stosowanie kompresji dewiacji sygnału przechodzącego przez tor  $p.cz.$  Kompresję (około pięciokrotną) realizuje się przez zmianę chwilowej częstotliwości pracy heterodyny za pomocą zdemodulowanego sygnału  $m.cz.$  (pętla regulacji oznaczona krzyżykiem w kółku na rys. 4.11).

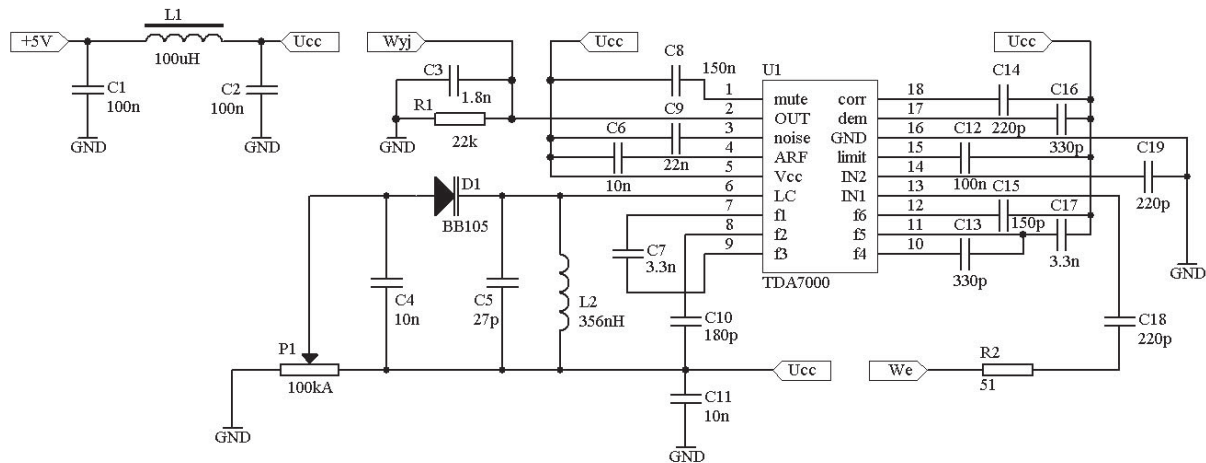


Rys. 4.11. Struktura blokowa układu scalonego TDA7000 [4.3].

Sygnał  $p.cz.$  jest kształtowany w filtrze dolnoprzepustowym ( $AF1A$ ) oraz pasmowoprzepustowym ( $AF1B$ ), a po przejściu przez człon jest wzmacniany (90dB) i ograniczany w  $LA1$ . Po uformowaniu sygnał  $p.cz.$  przekazywany jest do demodulatora kwadraturowego. Układ mnożący  $M2$  wykonuje iloczyn dwóch sygnałów  $p.cz.$ : bezpośrednio z wyjścia ogranicznika  $LA1$  oraz przesuniętego w fazie względem niego (90° dla 70 kHz) w przesuwniku fazy  $AP1$ . Na wyjściu demodulatora uzyskuje się sygnał  $m.cz.$ , który po wzmacnieniu w  $A2$  jest wstępnie filtrowany a następnie rozdzielany na dwa tory. W pierwszym, po ograniczeniu, steruje on chwilowymi zmianami częstotliwości pracy heterodyny (ogranicznik  $LA2$  zawęża skuteczności regulacji). Drugim torem sygnał  $m.cz.$  kierowany jest do wyjścia 2.

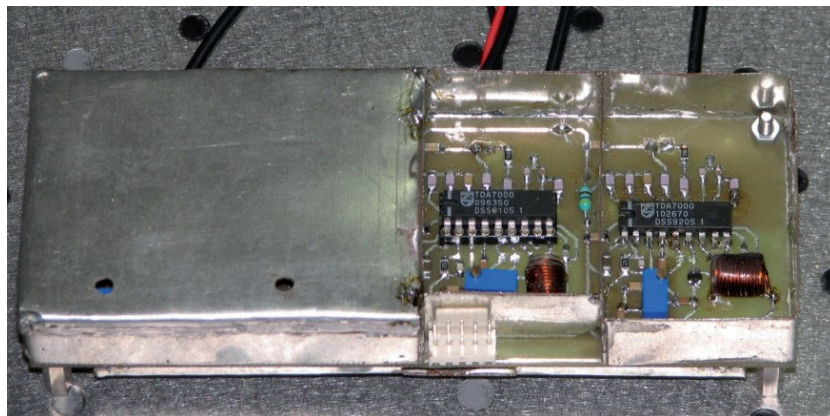


Schemat ideowy jednej sekcji demodulatora z układem TDA7000 przedstawiono na rys. 4.12. W porównaniu do schematu z rys. 4.11 zmieniono obwód  $LC$  heterodyny zastępując kondensator o regulowanej pojemności diodą pojemnościową (warikapem). Ta modyfikacja pozwoliła na precyzyjniejsze dostrajanie układu, może również zostać wykorzystana do automatycznej regulacji częstotliwości.



Rys. 4.12. Schemat ideowy jednej sekcji demodulatora z układem TDA7000.

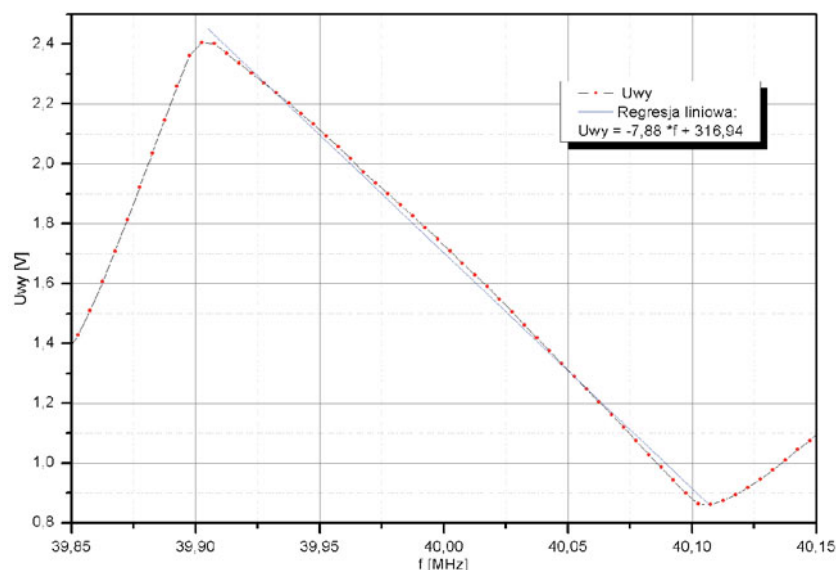
Na podstawie schematu ideowego zaprojektowano obwód drukowany zawierający cztery sekcje demodulatorów z układami TDA7000 (rys 4.13). Ze względu na dużą czułość układów TDA7000 niezbędne okazało się ekranowanie w celu wyeliminowania przesłuchów pomiędzy sąsiednimi demodulatorami.



Rys. 4.13. Cztery sekcje demodulatora częstotliwości z układami TDA7000.

W zmontowanym układzie zmierzono charakterystykę  $U_{WY} = f(f)$  (rys. 4.14) jednej z sekcji układu demodulatorów.

Demodulatory z TDA7000 umożliwiają demodulację sygnałów FM o dewiacji nie większej niż 100 kHz (rys. 4.14). Dla wibrometru z laserem o długości fali  $\lambda = 1550$  nm oznacza to, że maksymalna prędkość analizowanych obiektów nie może przekraczać 7,75 cm/s (1.16). Gdy dewiacja sygnału jest zbyt duża, układ regulacji częstotliwości chwilowej heterodyny nie działa poprawnie i częstotliwość pośrednia jest różna od założonej (70 kHz). Skutkuje to dużymi zniekształceniami sygnału zdemodulowanego (przejście przez nieliniową część charakterystyki z rys. 4.14).



Rys. 4.14. Napięcie wyjściowe układu demodulatora TDA7000 w funkcji częstotliwości.

#### 4.2.2. Demodulator MC13155

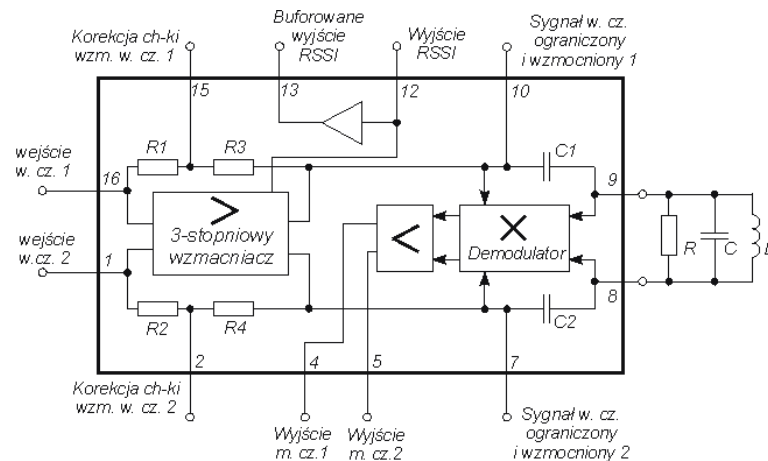
Analiza drgań o większych prędkościach jest możliwa w drugim systemie demodulacji zawierającym układy monolityczne MC13155 (tab. 4.2).

Tab. 4.2. Podstawowe parametry układu MC13155 [4.6]

Parametr	Warunki pomiaru	Wartość	Jednostka
Pasma pracy	-	1,0 – 300	MHz
Zakres napięcia zasilania	-	3,0 – 6,0	V
Czułość	minimalny poziom napięcia wejściowego w. cz. (RMS), przy którym zaczyna działać ogranicznik (kryterium -3 dB)	1,0	mV <sub>RMS</sub>
Napięcie m. cz. ( $U_{wy\ pp}$ - międzyszczytowe)	$U_{we} = 10\text{ mV rms}$ , $\Delta f = 3\text{ MHz}$ , $U_{CC} = -5,0\text{ V}$	570	mV
Wzmocnienie w.cz	-	46	dB
Nachylenie detektora amplitudy sygnału wejściowego	-	2,1	$\mu\text{A/dB}$
Dynamika detektora amplitudy sygnału wejściowego	-	35	dB
Pasma sygnału zdemodulowanego	kryterium: -3 dB, wyjścia 4 i 5	12	MHz
Maksymalne napięcie wejściowe	-	1,0	V <sub>RMS</sub>

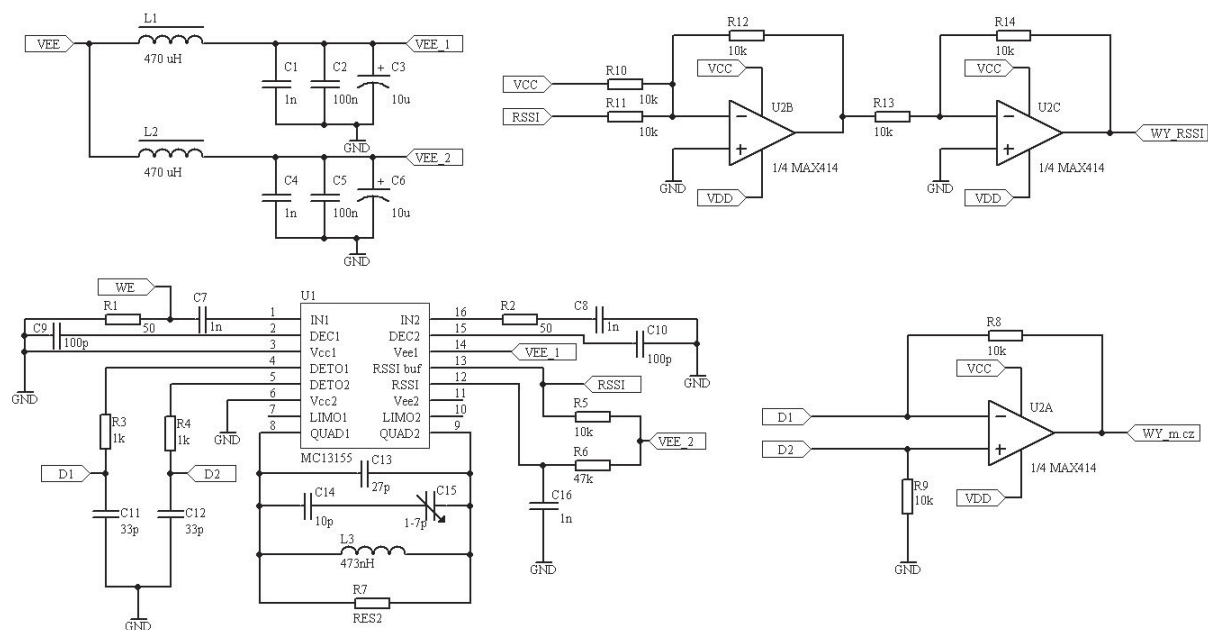
Schemat blokowy układu MC13155 przedstawiono na rys. 4.15. Zmodulowany sygnał FM jest wzmacniany w trójstopniowym wzmacniaczu ( $K_U = 46\text{ dB}$ ). Korekcja charakterystyki zapewniająca stabilność wzmacniacza w. cz. polega na dołączeniu odpowiednich pojemności do wejść 2 i 15 [4.6]. Ze wzmacniacza i ogranicznika, oprócz ukształtowanego sygnału FM, wychodzi również sygnał zawierający informację o chwilowych warunkach pracy toru

wzmocnienia – *RSSI* (*Received Signal Strength Indicator*). Do kwadraturowego detektora koincydencyjnego (mnożącego) dociera sygnał oryginalny oraz przesunięty w fazie. Przesuwnik fazy złożony jest z dwóch kondensatorów scalonych:  $C1$  i  $C2$  o pojemności 2 pF [4.6] oraz zewnętrznego, równoległego obwodu rezonansowego  $RLC$ . Rozwiązanie w postaci symetrycznego toru w. cz. oraz pojemnościowego przesuwnika jest w praktyce korzystniejsze, niż stosowane w prostszych torach (np. w układzie UL 1200) - przesuwnika w postaci dławika, ze względu na trudności związane z jego wykonaniem (rezonans własny dławika musi leżeć powyżej maksymalnej częstotliwości sygnału doprowadzonego na wejście układu, co jest trudne do spełnienia już przy częstotliwości 10,7 MHz) [4.4].



Rys. 4.15. Struktura blokowa układu scalonego MC13155 [4.6].

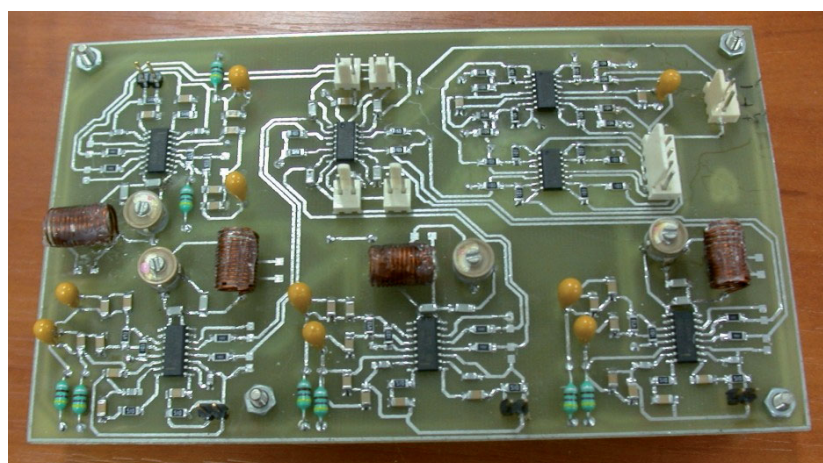
Dobroć obwodu rezonansowego decyduje o nachyleniu charakterystyki demodulacji [4.4]. W demodulatorach z MC13155 można ją w dużym zakresie kształtować przez dobór odpowiedniej wartości  $R$ . Na rys. 4.16 przedstawiono schemat ideowy jednej sekcji demodulatora z układem MC13155.



Rys. 4.16. Schemat ideowy jednej sekcji demodulatora z układem MC13155.

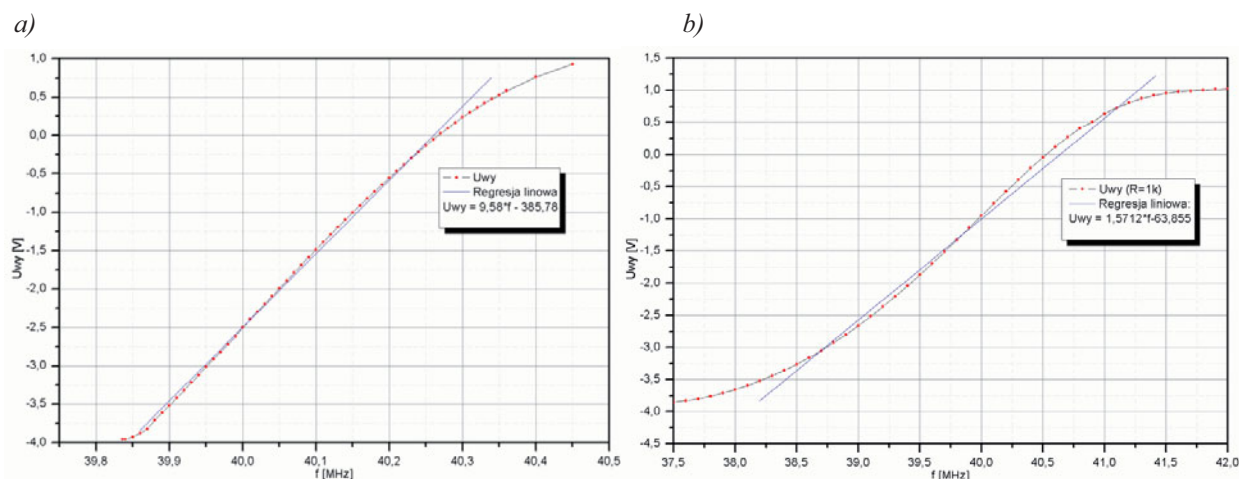
Układ MC13155 zasilany jest napięciem ujemnym względem masy,  $VEE$ . Napięcie na wyjściu  $RSSI$  jest tym większe, im większy jest poziom sygnału wejściowego, czyli dla minimalnego poziomu jest ono zbliżone do  $VEE$  a dla maksymalnego do zera. Układ złożony z dwóch wzmacniaczy operacyjnych ( $U2B$ ,  $U2C$ ), dodaje składową stałą oraz odwraca znak, w taki sposób, że napięcie na wyjściu  $WY\_RSSI$  jest proporcjonalne do mocy sygnału wejściowego. Symetryczne wyjście układu MC 13155 przekształcono na niesymetryczne stosując układ odejmujący [4.1], złożony z elementów:  $U2A$ ,  $R3$ ,  $R4$ ,  $R9$ ,  $R8$ . Pełni on jednocześnie rolę wzmacniacza sygnału zdemodulowanego (wzmocnienie napięciowe:  $K_U = -10 \text{ V/V}$ ).

Zdjęcie czterokanałowego systemu demodulacji wykonanego zgodnie z przedstawionym wyżej schematem przedstawiono na rys. 4.17.



Rys. 4.17. Cztery sekcje demodulatora częstotliwości z układami MC13155.

Na rys. 4.18 przedstawiono zależność  $U_{WY} = f(f)$  jednej z sekcji układu demodulatorów zbudowanych z wykorzystaniem MC13155 w przypadku maksymalnej (bez  $R7$ ) dobroci obwodu rezonansowego (4.18a) oraz obwodu  $LC$  z rezystorem równoległym  $R7 = 1 \text{ k}\Omega$ .



Rys. 4.18. Napięcie na wyjściu układu z rys. 4.16 w funkcji częstotliwości: a) dla maksymalnej, b) zmniejszonej dobroci obwodu rezonansowego.

W przypadku obwodu rezonansowego bez rezystora  $R7$  dewiacja sygnału wejściowego nie powinna przekraczać 200 kHz. Nachylenie charakterystyki w tym układzie jest większe niż w przypadku poprzedniego układu (rys. 4.14), wynika to jednak z zastosowanego



wzmacniacza sygnału *m. cz.* Zmniejszenie dobroci obwodu rezonansowego umożliwia demodulację sygnałów *FM* o większych dewiacjach, rzędu np. 1 MHz (rys. 4.18b), co umożliwia pomiar prędkości drgań do około 1 m/s przy  $\lambda = 1550$  nm. Dalsze zmniejszanie wartości rezystora *R7* pozwala analizować sygnały o jeszcze większych dewiacjach częstotliwości, jednak odbywa się to kosztem zmniejszenia nachylenia charakterystyki. Zdemodulowany w takim układzie sygnał o małej dewiacji będzie ginął w szumach.

#### 4.2.3. Demodulator NE564

Demodulatory częstotliwości zbudowane z wykorzystaniem pętli sprzężenia fazowego (*PLL – Phase Locked Loop*), charakteryzują się małymi zniekształceniami nieliniowymi, umożliwiając detekcję sygnałów *FM* o dużych dewiacjach [4.1, 4.7]. Do demodulacji sygnałów heterodynowania zastosowano pętlę sprzężenia fazowego NE564 (tab. 4.3).

Tab. 4.3. Podstawowe parametry układu NE564 [4.8]

Parametr	Warunki pomiaru	Wartość	Jednostka
Maksymalna częstotliwość pracy gen. VCO	$C = 0$ <sup>(1)</sup>	60	MHz
Zakres napięcia zasilania	<i>Pin 1</i> <sup>(2)</sup> – zasilanie wszystkich bloków oprócz VCO	14	V
	<i>Pin 10</i> – zasilanie VCO	6	
Zakres trzymania	$U_{we} > 200$ mV <sub>RMS</sub> , $I_2 = 400$ $\mu$ A <sup>(3)</sup>	70	% $f_0$ <sup>(4)</sup>
Zakres chwytania	$U_{we} > 200$ mV <sub>RMS</sub> , $I_2 = 400$ $\mu$ A	30	% $f_0$
Napięcie sygnału zdemodulowanego	$f_0 = 5$ MHz, $\Delta f = 1\%$ $f_0$ , $f_m = 1$ kHz, $I_2 = 400$ $\mu$ A, $V_{CC} = 5$ V	14	mV <sub>RMS</sub>

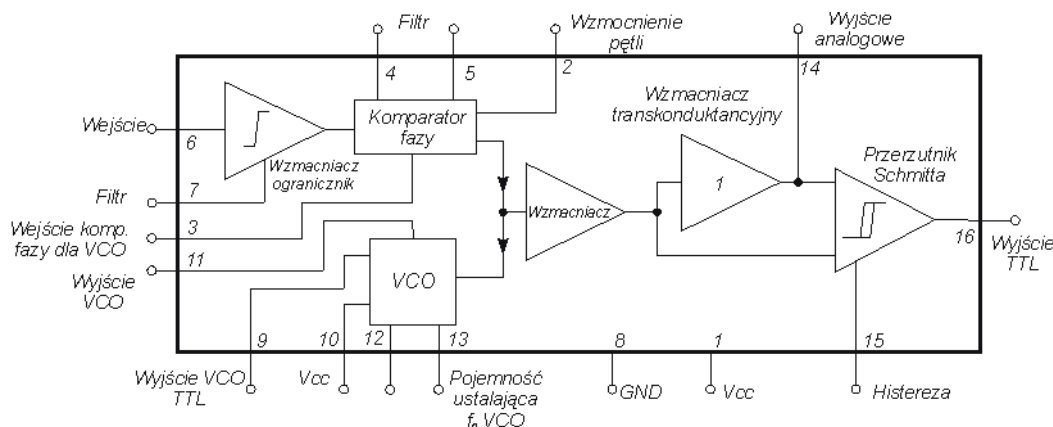
<sup>(1)</sup> pojemność pomiędzy wyprowadzeniami 12 i 13 (rys. 4.19)

<sup>(2)</sup> oznaczenia jak na rys. 4.19

<sup>(3)</sup> prąd decydujący o nachyleniu charakterystyki komparatora fazy

<sup>(4)</sup> nominalna częstotliwość pracy generatora VCO

Sygnał *FM* z wejścia 6 (rys. 4.19) po wzmacnieniu i ograniczeniu jest porównywany w komparatorze fazy z sygnałem doprowadzonym do wyprowadzenia 3. Nachylenie charakterystyki komparatora fazy oraz czułość przestrajania generatora VCO reguluje się prądem płynącym przez wyprowadzenie 2. Do wyprowadzeń 4 i 5 podłącza się elementy, które wraz z wewnętrznymi rezystorami (1,3 k $\Omega$ ) tworzą filtr dolnoprzepustowy pętli.

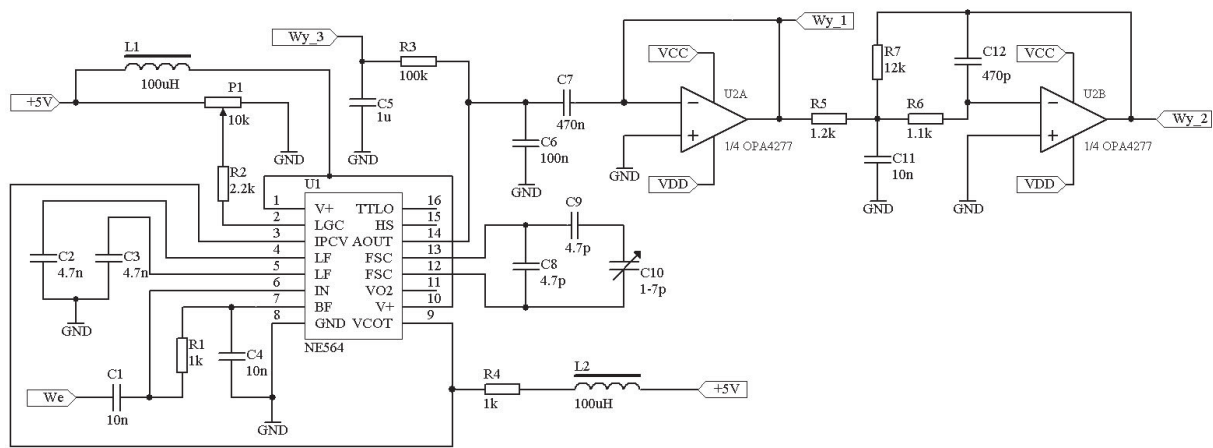


Rys. 4.19. Struktura blokowa układu scalonego NE564 [4.8].



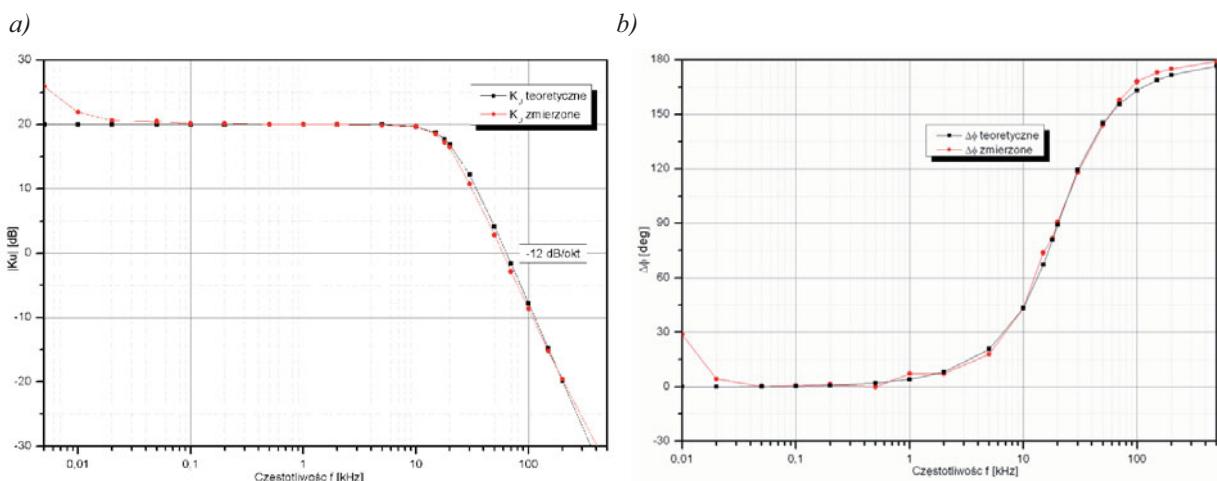
Przefiltrowany sygnał z komparatora fazy jest tożsamy z sygnałem modulującym, pod warunkiem, że pętla PLL jest w stanie synchronizmu [4.7]. Steruje on generatorem VCO oraz podawany jest, po wzmacnieniu, na wyjście analogowe i cyfrowe (po uformowaniu w przerzutniku *Shmitta*). Liniowość charakterystyki demodulacji jest bezpośrednio zależna od liniowości VCO [4.7], w praktyce osiągnięcie jej nie jest trudne, dlatego demodulatory częstotliwości zbudowane z wykorzystaniem PLL charakteryzują się zniekształceniami nieliniowymi mniejszymi niż demodulatory z dyskryminatorami częstotliwości lub fazy [4.7].

Schemat ideowy jednej sekcji demodulatora z NE564 przedstawiono na rys. 4.20. W pętli zastosowano filtr całkujący złożony z kondensatorów  $C2$  i  $C3$  oraz rezystorów wewnętrznych. Eliminuje on niepożądaną składową o dużej częstotliwości, która powstaje na wyjściu detektora fazy z układem mnożącym, a jednocześnie nie ogranicza zakresu śledzenia synchronizacji [4.7, 4.9].



Rys. 4.20. Schemat ideowy jednej sekcji demodulatora z układem NE564.

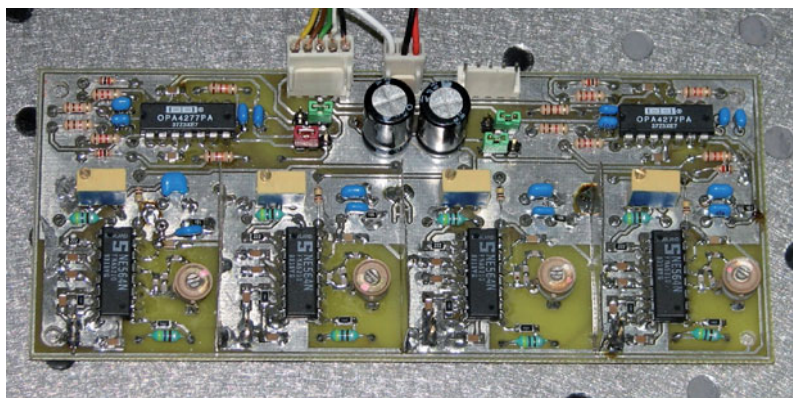
Częstotliwość własna VCO zależy od pojemności dołączonej do wyprowadzeń: 12 i 13. Zdemodulowany sygnał (z wyprowadzenia 14) doprowadzony jest do wtórnika napięciowego ( $U2A$ ) zapewniającego separację i dopasowanie impedancji. Na  $Wy_2$  dostępny jest sygnał zdemodulowany po filtracji (filtr drugiego rzędu typu *Butterwortha* z wielokrotnym sprzężeniem zwrotnym [3.18] tworzą elementy:  $R5$ - $R7$ ,  $C11$ ,  $C12$  oraz  $U2B$ ). Charakterystyki filtru przedstawiono na rys. 4.21. Teoretyczne charakterystyki zostały wykreślone na podstawie funkcji transmitancji filtru [3.18, 3.19] w programie *Matlab*.



Rys. 4.21. Charakterystyka filtru II rzędu na wyjściu pętli NE564: a) wzmocnienia, b) fazy.

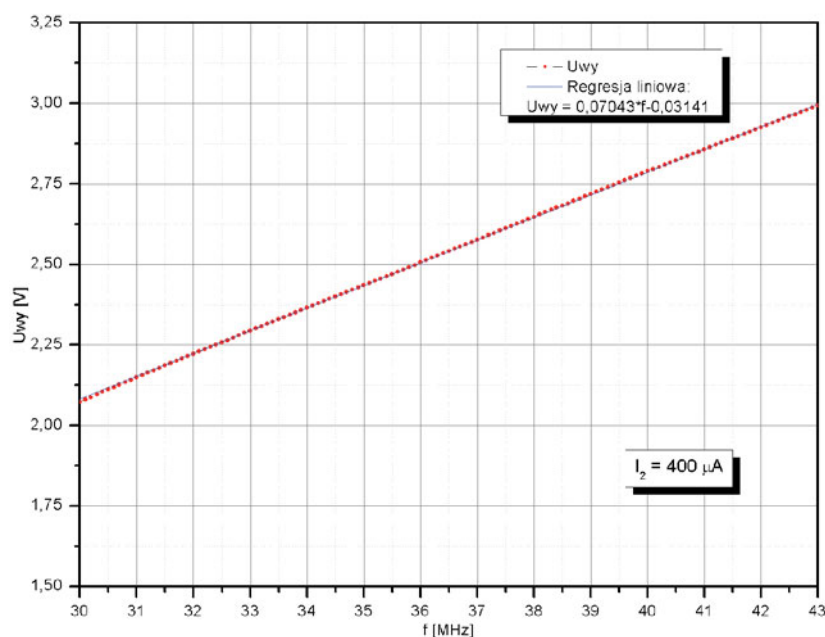
Sygnal z wyprowadzenia  $Wy\_3$  może zostać użyty do automatycznej regulacji częstotliwości. Duża stała czasowa układu  $R3$  i  $C5$  zapewnia, że napięcie na tym wyprowadzeniu jest proporcjonalne do częstotliwości sygnału wejściowego (gdy pętla jest w stanie synchronizmu).

Zdjęcie czterokanałowego systemu demodulacji z wykorzystaniem pętli NE564, wykonanego według schematu ideowego z rys. 4.20 przedstawiono na rys. 4.22.



Rys. 4.22. Cztery sekcje demodulatora częstotliwości z układami NE564.

Na rys. 4.23 przedstawiono charakterystykę  $U_{wy} = f(f)$  jednej z sekcji układu demodulatorów wykorzystującym pętlę NE564 (napięcie zostało zmierzone multymetrem METEX M-3860D na wyjściu  $Wy\_3$ ). Widoczny jest na nim zakres trzymania pętli.



Rys. 4.23. Napięcie wyjściowe demodulatora z NE564 (rys. 4.20) w funkcji częstotliwości sygnału wejściowego.

Dla PLL pracującej bez filtra maksymalna amplituda dewiacji jest równa zakresowi trzymania synchronizacji niezależnie od częstotliwości przebiegu modulującego [4.7]. W tym przypadku zakres trzymania:  $\omega_L$  odpowiada zakresowi śledzenia synchronizacji:  $\omega_S$ . Zastosowanie filtra może spowodować, że zakres śledzenia synchronizacji będzie znacznie mniejszy od zakresu trzymania synchronizacji. Dla pętli PLL z filtrem całkującym, lub

proporcjonalno – całkowitym dopuszczalną dewiacją sygnału wejściowego przy średnich szybkościach musi być mniejsza niż [4.9]:

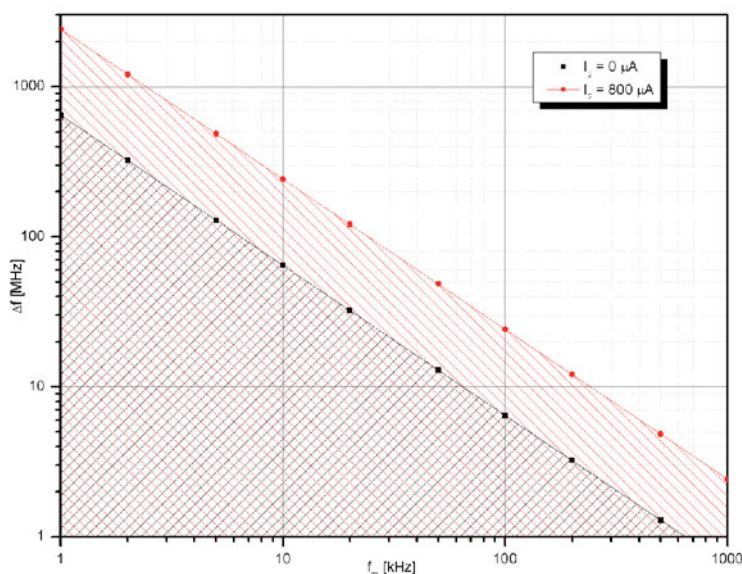
$$\Delta\omega < \frac{\Omega_n^2}{\omega_m}, \quad (4.5)$$

gdzie:  $\omega_m$  – pulsacja przebiegu modulującego,  $\Omega_n$  – naturalna pulsacja pętli, dla zastosowanego filtra całkującego [4.7]:

$$\Omega_n = \sqrt{\frac{K}{\tau}}, \quad (4.6)$$

w którym:  $K$  – wzmacnienie w pętli,  $\tau$  – stała czasowa filtra ( $\tau = RC$ ).

W przypadku NE564 producent podaje przybliżone wzory, z których można wyznaczyć nachylenie charakterystyki komparatora fazy oraz generatora VCO dla dwóch skrajnych wartości prądów  $I_2 = 0 \mu A$  oraz  $I_2 = 800 \mu A$  [4.8]. Wzmacnienie w pętli przy częstotliwości nośnej sygnału wejściowego:  $f_0 = 40 \text{ MHz}$  wynosi:  $K (I_2 = 0 \mu A) = 155,76 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$  oraz  $K (I_2 = 800 \mu A) = 583,53 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ . Stała czasowa zastosowanego filtra wynosi:  $\tau = 6,11 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ . Na rys. 4.24 wykreślono zakres dopuszczalnych, maksymalnych dewiacji sygnału wejściowego, w zależności od częstotliwości modulującej (drgań).

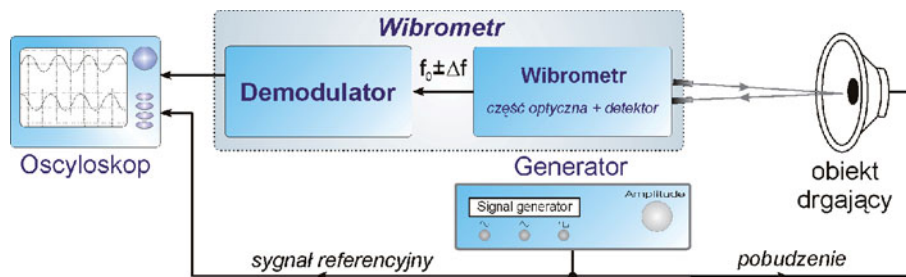


Rys. 4.24. Dopuszczalna dewiacja sygnału w zależności od częstotliwości modulującej.

Zastosowany filtr nie ogranicza zakresu śledzenia synchronizacji, nawet dla częstotliwości modulujących rzędu 100 kHz,  $\omega_S = \omega_L$ . Ponieważ zakres trzymania synchronizacji wynosi 13 MHz (rys. 4.23), demodulator zbudowany na bazie NE564 powinien teoretycznie umożliwiać pomiary prędkości drgań do około 5 m/s (laser  $\lambda = 1550 \text{ nm}$ ). Podany zakres prędkości dotyczy sytuacji, gdy napięcie sygnału wejściowego jest na tyle duże, że nie wpływa na zakres trzymania (dla 5 MHz jest to około 100 mV<sub>RMS</sub> [4.8]).

### 4.3. Przykłady sygnałów wibrometrycznych

Konstrukcje wibrometrów laserowo – światłowodowych, opisane w rozdziale III, w połączeniu z wyżej opisywanymi demodulatorami częstotliwości stanowią urządzenia, które umożliwiają pomiar prędkości drgań. W punkcie tym zaprezentowane zostaną oscylogramy zarejestrowane na wyjściach skonstruowanych demodulatorów, w różnych konfiguracjach wibrometrów, dla różnych pobudzeń. Ogólny schemat układu pomiarowego, w którym testowano wibrometry laserowo–światłowodowe przedstawiono na rys. 4.25.

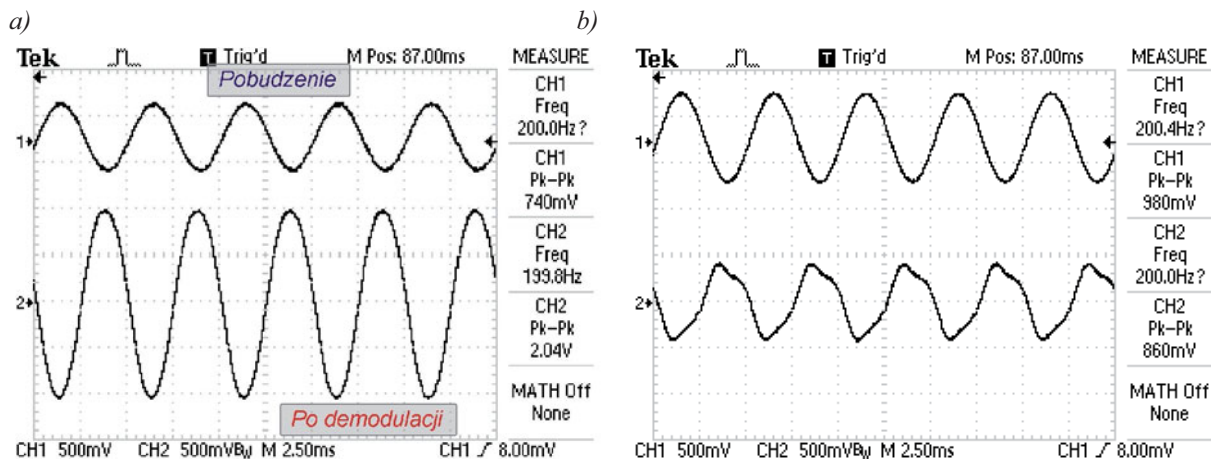


Rys. 4.25. Układ do testowania wibrometrów laserowo-światłowodowych.

W większości przypadków przebiegi napięć z wyjść demodulatorów były rejestrowane oscyloskopem *Tektronix TDS 1002B*.

#### 4.3.1. Wibrometr jednokanałowy

W konfiguracji wibrometru przedstawionej na rys. 3.24 (EDFA po interferencji, multiplexer WDM umieszczony przed detektorem sprzężonym ze wzmacniaczem) podłączono demodulator z układem TDA 7000. Głośnik zasilono napięciem sinusoidalnym o częstotliwości 200 Hz. Przebiegi sygnałów po demodulacji przedstawiono na rys. 4.26.

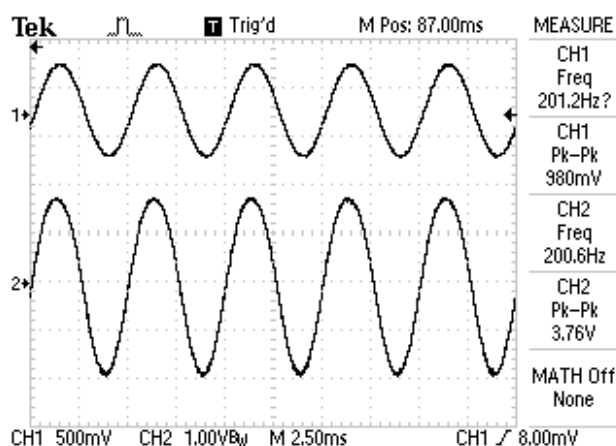


Rys. 4.26. Sygnał na wyjściu demodulatora z układem TDA7000 w przypadku dewiacji sygnału heterodynowania: a)  $\Delta f = \Delta f_{max}$ , b)  $\Delta f > \Delta f_{max}$ .

Na rys. 4.26a punkt pracy demodulatora znajduje się nieco poniżej granicy poprawnej detekcji. Dalszy wzrost napięcia sterującego głośnik (prędkości drgań) powoduje silne zniekształcenia (źródło ich powstawania wyjaśniono w 4.2.1) – rys. 4.26b. Sygnał o dewiacji zbyt dużej dla TDA7000 może zostać zdemodulowany za pomocą demodulatora z MC13155. Istnieje wspólny obszar, w którym obydwa demodulatory pracują poprawnie. Na rys. 4.27

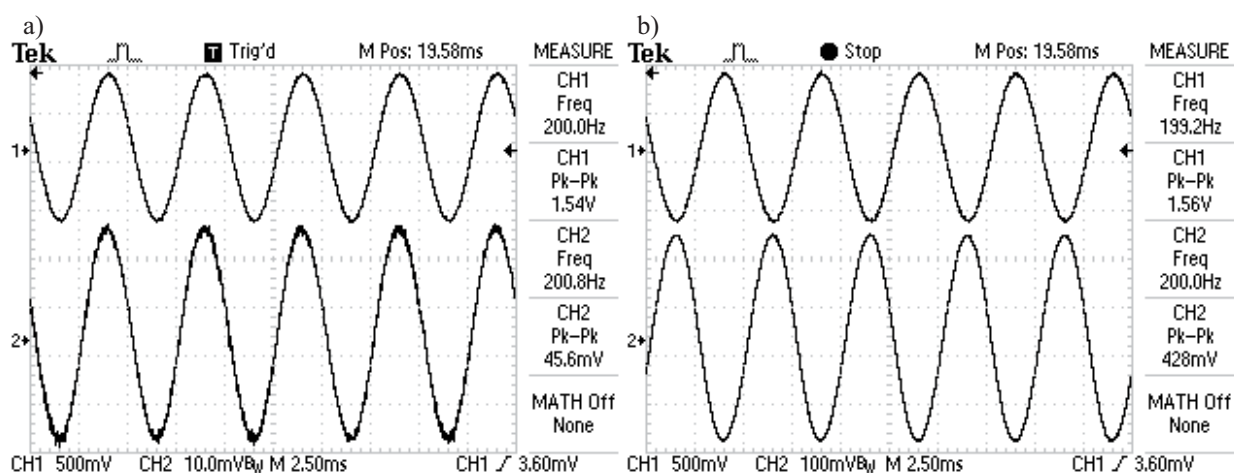


przedstawiono przebieg napięcia na wyjściu demodulatora z MC13155, dla pobudzenia, takiego jak na rys. 4.26b.



Rys. 4.27. Sygnał na wyjściu demodulatora z MC13155.

Sygnał heterodynowania o jeszcze większej dewiacji można demodulować za pomocą pętli synchronizacji fazowej - NE564. Na rys. 4.28 pokazano sygnał na wyjściu tego demodulatora, dla tej samej, jak poprzednio, częstotliwości sygnału pobudzającego.

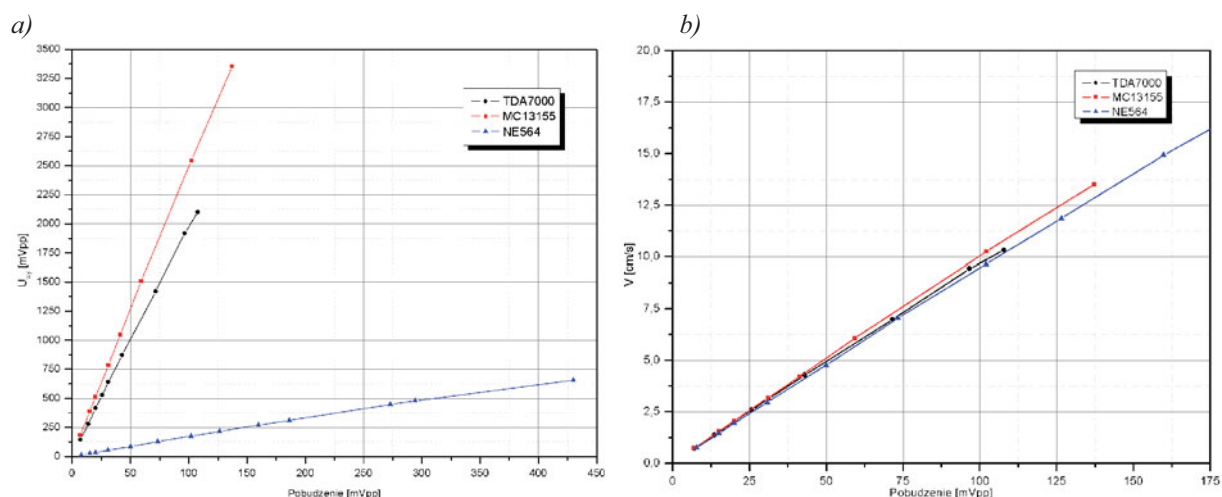


Rys. 4.28. Sygnał na wyjściu demodulatora z układem NE564 z filtrem wyjściowym a) wyłączonym, b) włączonym.

Zastosowanie filtra na wyjściu pętli PLL poprawia jakość sygnału zdemodulowanego, wzmacnia go oraz odwraca w fazie.

Obiekt, który może wykonywać drgania w trzech osiach (rys. 1.18c) zasilono sygnałem sinusoidalnym o częstotliwości 77 Hz (zastąpiono nim głośnik z rys. 4.25). Wykreślono charakterystyki napięcia po demodulacji w funkcji napięcia pobudzenia (rys. 4.29a). Pomiar wykonano, dla wszystkich trzech rodzajów demodulatorów, oscyloskopem (głównie obserwacja kształtu) oraz multimetrem *METEX M-3860D* (umożliwia on pomiar wartości skutecznej). Na podstawie wyników tych pomiarów oraz nachyleń charakterystyk demodulacji zamieszczonych dla poszczególnych demodulatorów odpowiednio na rysunkach: 4.14, 4.18a, 4.23 wykreślono zależność amplitudy prędkości drgań obiektu od napięcia sterującego (rys. 4.29b).

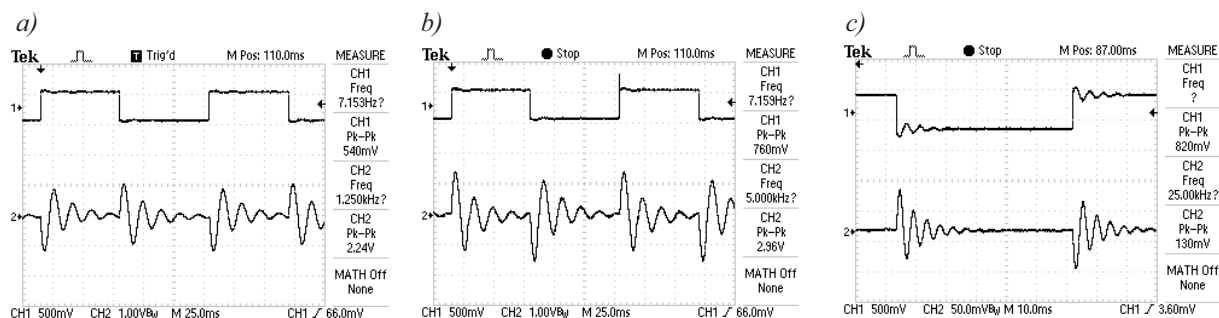




Rys. 4.29. a) Napięcie na wyjściu demodulatorów oraz b) prędkość obiektu drgającego w funkcji napięcia zasilającego drgający obiekt.

W przypadku demodulatorów z TDA7000 oraz z MC13155 istniało graniczne pobudzenie (rys. 4.29a), powyżej którego sygnał wyjściowy był wyraźnie zniekształcony natomiast pętla NE564 mogłaby detekować jeszcze większe prędkości, w tej sytuacji ograniczenia narzucał badany obiekt, który nie mógł drgać z większą prędkością.

Na rys. 4.30 pokazano sygnał zdemodulowany w przypadku pobudzenia obiektu sygnałem prostokątnym. Można zaobserwować na nim oscylacyjny charakter drgań obiektu wokół punktu równowagi.

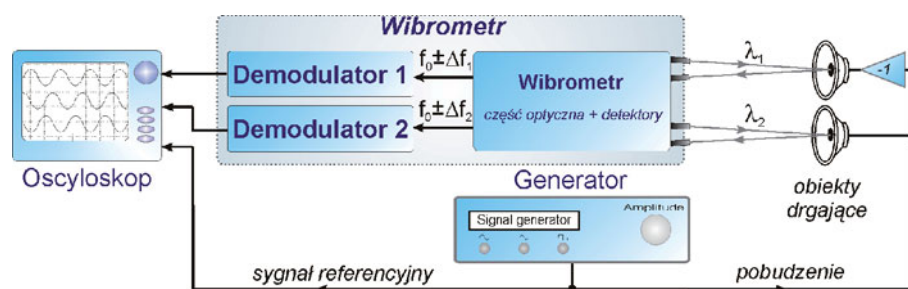


Rys. 4.30. Napięcie na wyjściu demodulatorów w przypadku pobudzenia obiektu sygnałem prostokątnym: a) TDA7000, b) MC13155, c) NE564.

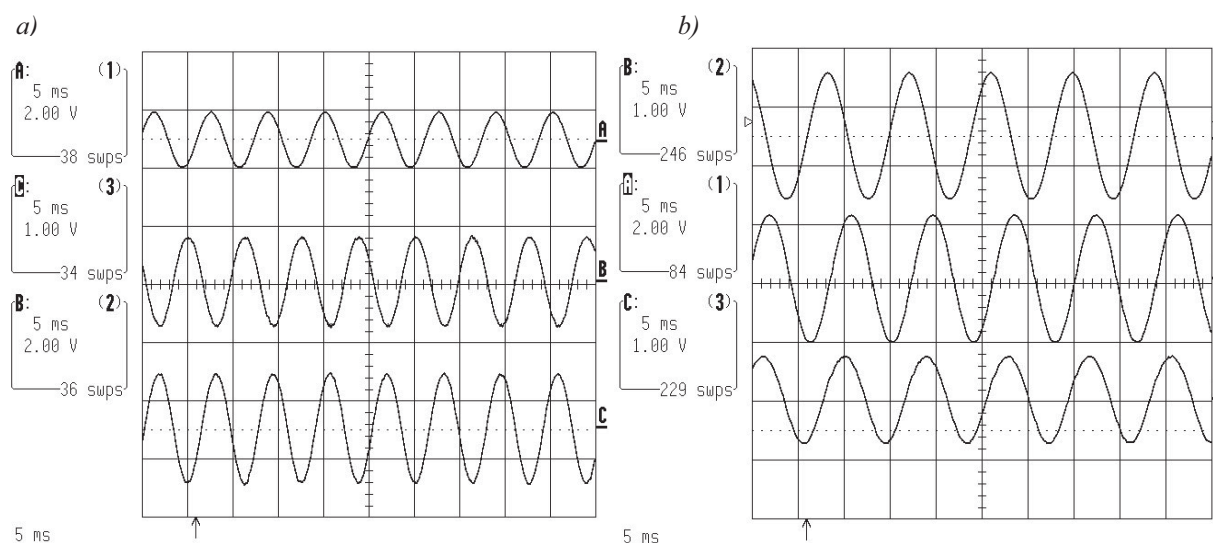
#### 4.3.2. Wibrometr wielopunktowy

Dwukanałowym wibrometrem (rys. 3.26) wykonano pomiary prędkości drgań dwóch obiektów: zestawu dwóch identycznych głośników pobudzanych w przeciwfazie (rys. 4.31) oraz głośnika niskotonowego z częściowo uszkodzonym zawieszeniem membrany (lepiej były widoczne zmiany fazy pomiędzy dwoma, różnymi punktami analizy). Sygnały zarejestrowano czterokanałowym oscyloskopem Lecroy 9384AL, użyto dwóch sekcji demodulatorów z układami TDA7000.

Pierwszy z układów może być użyty np. do testowania stereofonicznego zestawu głośników niskotonowych. Ponieważ w przypadku badanych głośników zmiany fazy były praktycznie niezauważalne, zdecydowano się celowo odwrócić polaryzację zasilania jednego z nich (rys. 4.32a). W przypadku testowania drugiego obiektu układ pomiarowy był taki sam, jak na rys. 4.31, różnica polegała na tym, że obydwa analizowane punkty dotyczyły jednego głośnika niskotonowego (rys. 4.32b).



Rys. 4.31. Układ do testowania dwupunktowego wibrometru.



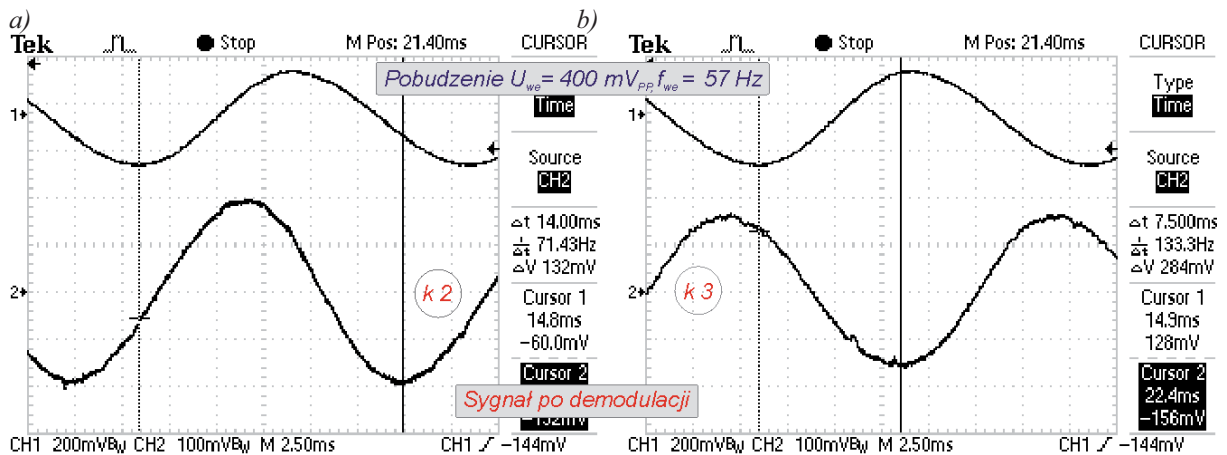
Rys. 4.32. Napięcie pobudzające (A), zdemodulowany sygnał: kanał 1 - (B), kanał 2 - (C): a) dwa obiekty drgające, b) jeden obiekt drgający.

Na rys. 4.32b można zauważyć różnice faz w przebiegach prędkości drgań dla dwóch różnych punktów analizy. Częstotliwość zarejestrowanych przebiegów wynosi 110 Hz. Przy niższych częstotliwościach przesunięcie fazowe nie było zauważalne, natomiast większa częstotliwość sygnału pobudzającego powodowała, że prędkość drgań głośnika malała (głośniki niskotonowe) i występowały trudności z demodulacją. Traktując jeden z kanałów jako sygnał referencyjny, wykonując drugim pomiary w kilkunastu punktach można wykreślić mapę drgań całego głośnika.

Badania wibrometru umożliwiającego pomiar drgań w osiach:  $X$  i  $Z$  (rys. 3.34) przeprowadzono wykorzystując obiekt, który może wykonywać drgania w trzech osiach (rys. 1.18 c). Zasilone zostało tylko jedno uzwojenie odpowiadające za ruch zgodny z osią  $X$  (prostopadły do głowicy pomiarowej). Pozostałe dwa uzwojenia nie zostały podłączone. Kolimatorami 2 i 3 (rys. 3.31) wprowadzono rozproszone na obiekcie promieniowanie do układu. Obiekt, przy wyżej opisanym sposobie zasilania, nie wykonuje znaczących drgań w osi  $Y$  ( $V_Y \rightarrow 0$ ), ze względu na jego konstrukcję (cały moduł układu pozycjonowania odpowiadający za ruch obiektu w osi  $X$  i  $Z$  wraz z prętem polietylenowym o masie porównywalnej z tym modulem spoczywa na membranie małego głośnika). Zakładając  $V_Y = 0$  rozwiązanie układu równań (3.45) można przedstawić w postaci:

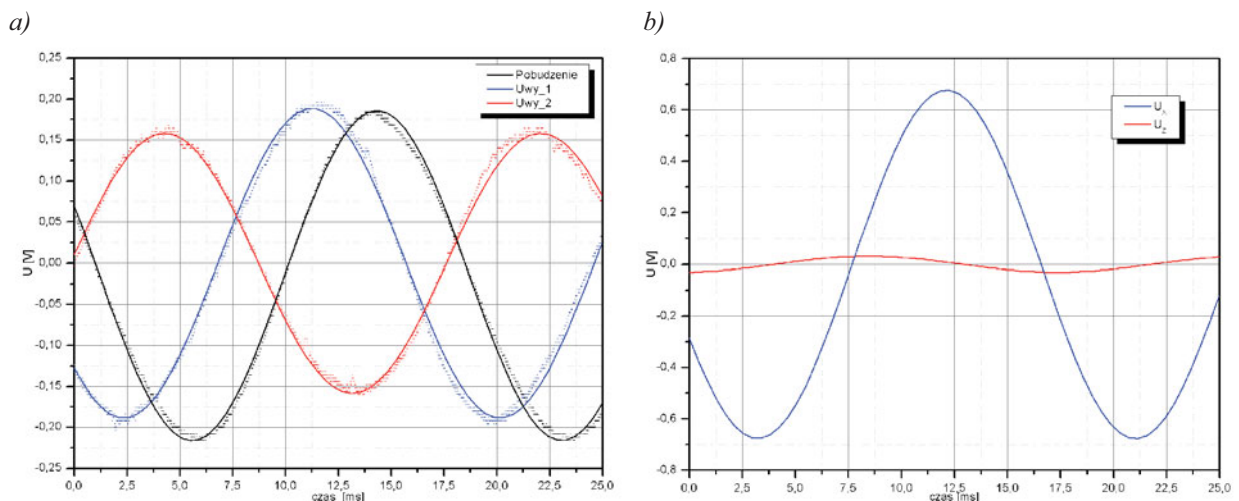
$$\begin{cases} V_X = \frac{\sqrt{2}(V_3 - V_2)}{2 \sin \alpha} \\ V_Z = \frac{V_2 + V_3}{2(1 + \cos \alpha)} \end{cases} \quad (4.7)$$

Przebiegi napięcia po demodulacji odpowiadające rozproszonemu promieniowaniu odbieranemu odpowiednio przez kolimatory 2 i 3 przedstawiono na poniższym rysunku.



Rys. 4.33. Zdemodulowany sygnał heterodynowania, odpowiednio dla: a) kolimatora 2, b) kolimatora 3.

Obydwa sygnały heterodynowania były demodulowane za pomocą tego samego demodulatora z układem TDA7000 aby wyeliminować ewentualne różnice wzmocnienia bądź przesunięcia fazowego pomiędzy dwoma egzemplarzami demodulatorów. Oprócz oscylogramów rejestrowano próbki sygnału, pozwoliło to na wykreślenie wszystkich trzech sygnałów na wspólnym wykresie (rys. 4.34a) oraz wykonanie operacji matematycznych opisanych układem równań 4.7, których wynik zamieszczono na rys. 4.34b.



Rys. 4.34. Przebiegi napięć: a) sygnału pobudzającego i po demodulacji, b) proporcjonalnych do prędkości w osi X i Z.

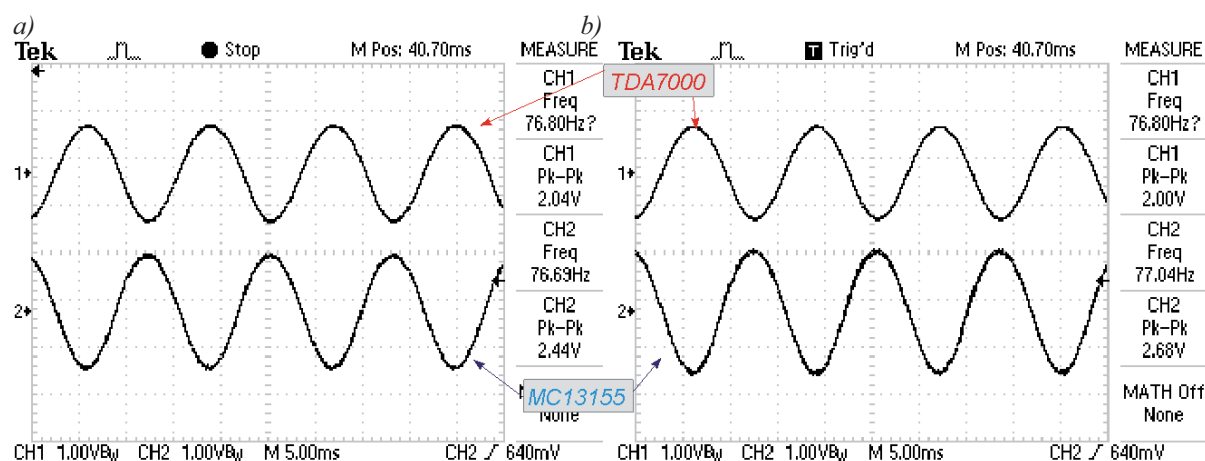
Ze względu na symetrię zaprojektowanej głowicy kolimatorów, przy drganiach tylko w osi X sygnały zdemodulowane, oznaczone na rys. 4.34a jako:  $U_{WY_1}$ ,  $U_{WY_2}$  teoretycznie powinny mieć taką samą amplitudę i być przesunięte w fazie o  $180^\circ$ . Wykonana głowica kolimatorów

nie była kalibrowana, kolimatory ustawiono tak, aby światło wychodzące z każdego z nich oświetlało ten sam punkt powierzchni rozpraszającej (procedura taka umożliwiła kalibrację głowicy, pod warunkiem, że jeden z kolimatorów ustawiony jest właściwie, np. oświetlający prostopadle do powierzchni rozpraszającej). Różnice w amplitudach zdemodulowanych sygnałów mogą być wynikiem niesymetrycznego ustawienia kolimatorów. Przesunięcie fazy, różne od  $180^\circ$  (około  $133^\circ$ ), nie jest spowodowane błędem rozmieszczenia kolimatorów, lecz wynika z dodatkowego ruchu wzdłuż osi  $Z$  (taki ruch wpływa również na amplitudę  $U_{WY\_1}$ ,  $U_{WY\_2}$ ). Niewielkie przemieszczanie się badanej powierzchni rozpraszającej w tej osi jest możliwe ze względu na specyfikę zbudowanego obiektu 3D, a jak wynika, na przykład z układu równań 3.48, układ jest dużo czulszy na drgania w osi  $Z$  niż w  $X$  i  $Y$ .

### 4.3.3. Wibrometr z cyrkulatorem

W punkcie 3.7 przedstawiono konstrukcję wibrometru laserowo–światłowodowego z cyrkulatorem światłowodowym. Opisano jej zalety, zwracając jednocześnie uwagę na duży poziom sygnału heterodynowania, który nie zawiera informacji o prędkości obiektu.

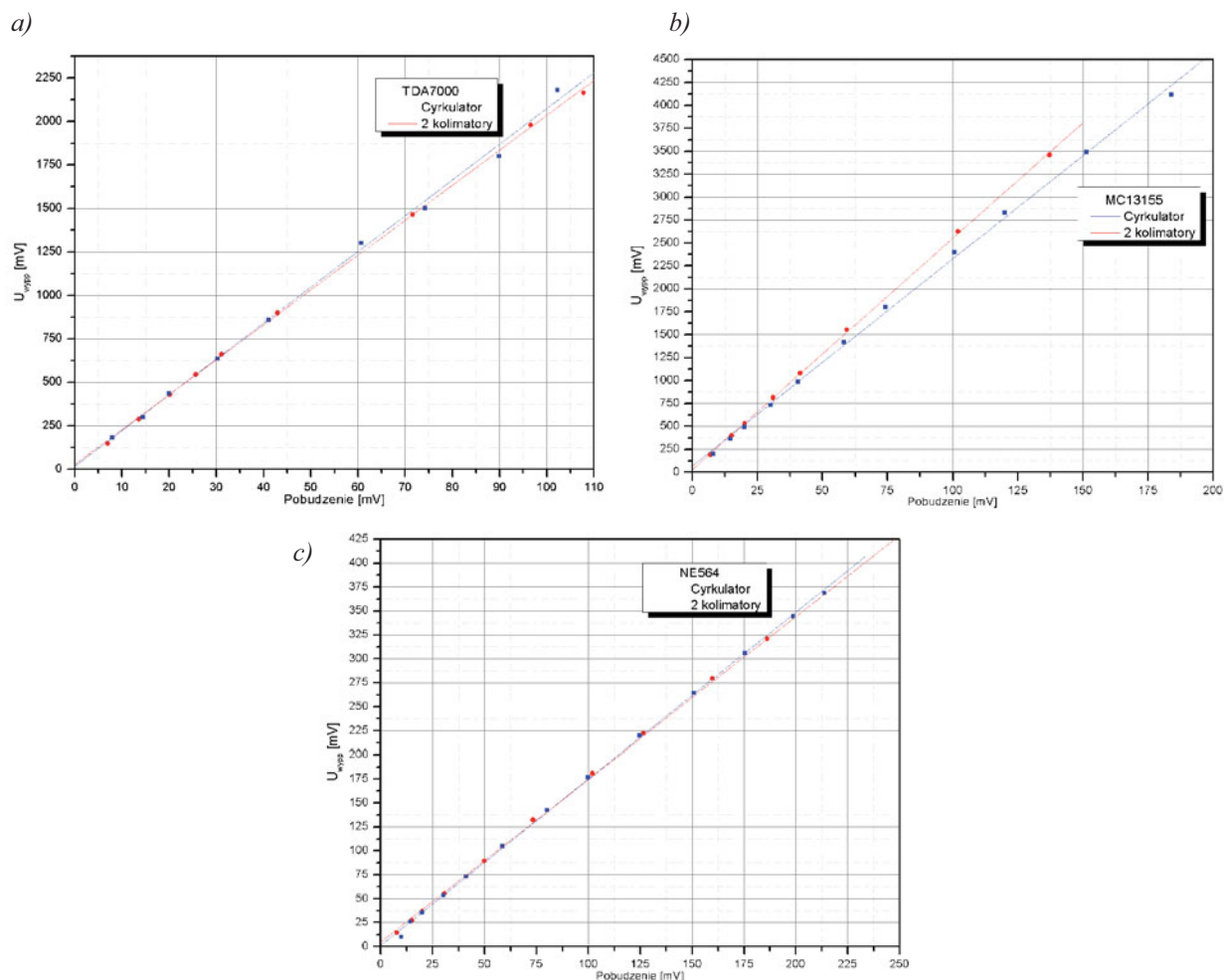
Porównano wartości napięć sygnałów zdemodulowanych w wibrometrze bez cyrkulatora (rys. 3.24) i z cyrkulatorem (rys. 3.40) przy takim samym pobudzeniu obiektu drgającego (sygnałem sinusoidalnym o częstotliwości 77 Hz). Oscylogramy przedstawiono na rys. 4.35.



Rys. 4.35. Napięcie na wyjściu demodulatorów dla tego samego pobudzenia, dla wibrometru: a) z cyrkulatorem, b) z dwoma kolimatorami.

Pomiary wykonano dla tej samej powierzchni rozpraszającej – naklejce retrorefleksyjnej. Odległość pomiędzy kolimatorami (kolimatorem) a rozpraszającym obiektem w obu przypadkach była taka sama (10 cm). W wibrometrze z dwoma kolimatorami użyto głowicy pomiarowej, kąt pomiędzy kolimatorem nadawczym i odbiorczym wynosił  $20^\circ$  – napięcie sygnału m. cz. powinno być 0,9698 razy mniejsze (1.16) niż w układzie z cyrkulatorem. Poniżej, na rys. 4.36, przedstawiono wyniki pomiarów obiektu 3D z wykorzystaniem wszystkich trzech demodulatorów (w przypadku wibrometru z dwoma kolimatorami uwzględniono poprawkę wynikającą z rozmieszczenia kolimatorów).

Napięcie sygnału zdemodulowanego zmierzono multimetrem *METEX M-3860D*. Dla każdego z demodulatorów, korzystając z metody regresji prostoliniowej [4.10] wyznaczono współczynnik nachylenia prostej, estymator współczynnika korelacji oraz błąd względny procentowy przy założeniu, że poprawną wartością jest współczynnik nachylenia prostej uzyskany w układzie z dwoma kolimatorami.



Rys. 4.36. Pomiary obiektu 3D wibrometrami: z dwoma kolimatorami, z cyrkulatorem; współpracującymi z demodulatorami: a) TDA7000, b) MC13155, c) NE564.

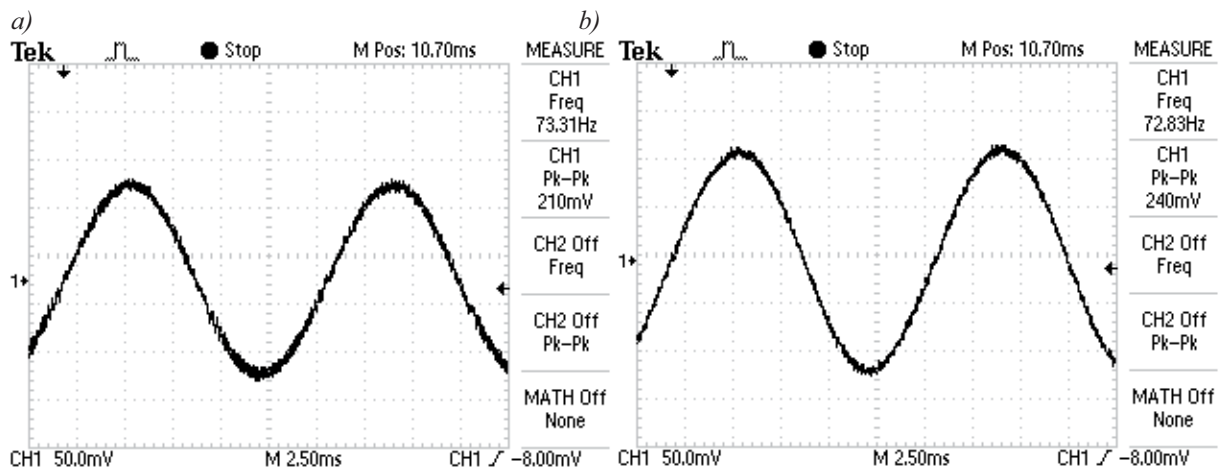
Tab. 4.4. Dokładność pomiarów wibrometrem z cyrkulatorem dla różnych demodulatorów.

Parametr	TDA7000		MC13155		NE564	
	2 kolimatory	cyrkulator	2 kolimatory	cyrkulator	2 kolimatory	cyrkulator
współczynnik nachylenia prostej	20,086	20,576	25,199	22,546	1,728	1,736
estymator współczynnika korelacji $r$	0,99983	0,99859	0,99984	0,99927	0,99986	0,99975
błąd względny procentowy współczynnika nachylenia	2,45 %		10,52 %		0,48 %	

Niepewność pomiarów wibrometrem z cyrkulatorem zależy (tab. 4.4) od rodzaju zastosowanego demodulatora. Wyniki pomiarów przedstawione powyżej dotyczą najkorzystniejszej sytuacji, w której w wibrometrze z cyrkulatorem uzyskano najlepszy stosunek S/N (naklejka retrorefleksyjna oraz optymalna odległość od analizowanego obiektu – rys. 3.41). W tym przypadku różnice w wynikach pomiarów, szczególnie dla demodulatora z pętlą PLL nie są duże.

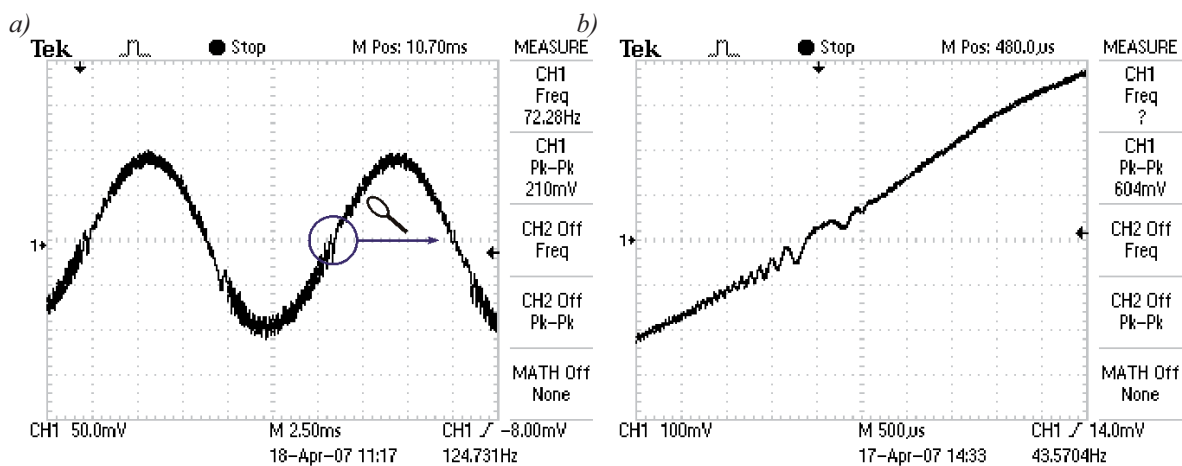


Na rys. 4.37 zaprezentowano przebiegi sygnału zmodulowanego dla różnych powierzchni rozpraszających. Pomiary wykonano dla stałego pobudzenia, tym samym demodulatorem (2 sekcja TDA7000) oraz nieziennej odległości kolimator – obiekt (20 cm).



Rys. 4.37. Wpływ powierzchni rozpraszającej na jakość sygnału zdemodulowanego: a) papier, b) naklejka retrorefleksyjna.

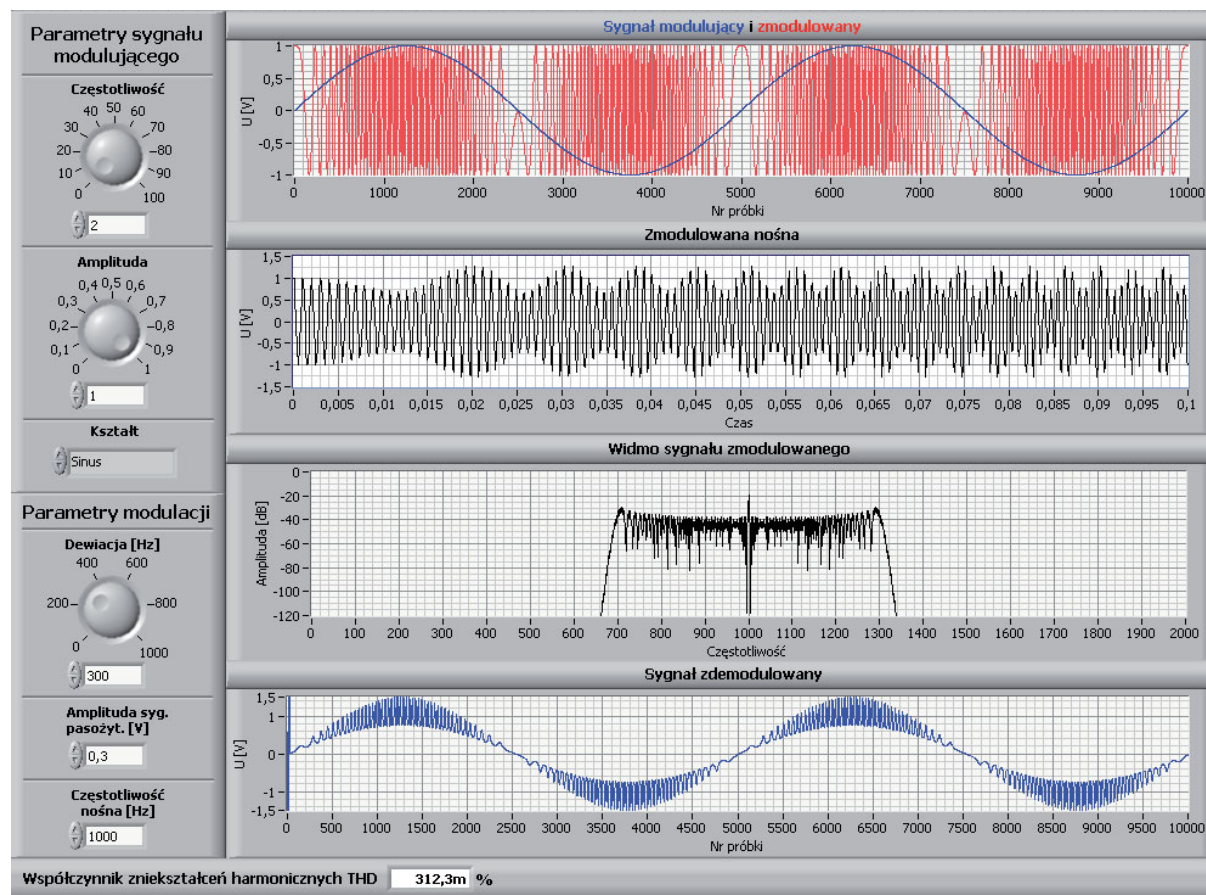
Dla powierzchni takiej jak np. papier, moc sygnału rozproszonego powracająca do kolimatora jest niewielka w porównaniu do mocy szumów, dlatego przy odległościach większych niż 30 cm demodulacja sygnału heterodynowania była niemożliwa. Zastosowanie naklejki retrorefleksyjnej zwiększyło zasięg urządzenia do około 0,7 m. Przy tej odległości widać już wyraźnie szумы wynikające z interferencji statycznego sygnału heterodynowania z sygnałem użytecznym (rys. 4.38).



Rys. 4.38. Wibrometr z cyrkulatorem (światło rozproszone na naklejce retrorefleksyjnej): a) sygnał na wyjściu demodulatora TDA7000 dla  $l = 70$  cm, b) powiększony fragment.

Zastosowanie wibrometrów z cyrkulatorem w praktyce jest utrudnione ze względu na występowanie pasożytniczych odbić i sprzężeń. Przy stosunku sygnał/szum rzędu 18 dB i więcej, stosując demodulator z pętlą synchronizacji fazowej otrzymuje się wyniki zbliżone do uzyskanych wibrometrami z interfejsem dwukolimatorowym. Najbardziej niekorzystne w układzie wibrometru z cyrkulatorem są odbicia od kolimatora, zależą od konkretnego egzemplarza. Zakłócenia te, w przeciwieństwie do sprzężeń pomiędzy wyjściem i wejściem cyrkulatora, powodują, podobnie jak w wibrometrach z wiązką odniesienia uzyskaną jako odbicie wsteczne od sprzęgacza, losowe fluktuacje sygnału heterodynowania.

Analiza zakłóceń występujących w światłowodowych wibrometrach z cyrkulatorem jest przedmiotem dalszych badań autora. Przykładem jest aplikacja napisana przez autora w środowisku *LabView* (rys. 4.39), w której dla zadanych parametrów sygnału modulującego, nośnej i zakłócającego można obserwować wpływ zakłóceń na widmo sygnału, przebiegu napięcia zdemodulowanego oraz współczynnik zniekształceń harmoniczych.



Rys. 4.39. Aplikacja do modelowania demodulacji sygnałów zakłóconych.

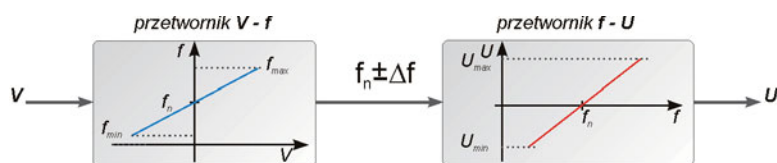
#### 4.4. Dokładność pomiarów wibrometrycznych

Opublikowany w 1993 roku dokument „*Guide to the expression of uncertainty in measurement*” [4.11] stanowi zbiór ogólnych zasad obliczania i wyrażania niepewności pomiarów, które mogą być stosowane dla wszystkich pomiarów wielkości fizycznych. Postępowanie ściśle z zaleceniami *GUM* podczas kalibracji wibrometrów metodami interferometrycznymi bez dodatkowych założeń i uproszczeń jest trudne i czasochłonne [4.12]. Procedury opisane w *GUM* są wdrażane w dziedzinie wibrometrii laserowej, głównie przez zespół profesora *Hansa von Martensa*<sup>2</sup>.

W procesie kalibracji oraz wyznaczania niepewności pomiaru wibrometrami laserowymi zazwyczaj porównuje się wyniki pomiarów wibrometrycznych z wynikami uzyskanymi metodami interferometrycznymi oraz akcelerometrami [4.12 – 4.14]. W układzie interferometru laserowego, w większości przypadków *interferometru Michelsona*, z laserem He-Ne (632,8 nm), zlicza się prążki interferencyjne przy sinusoidalnym pobudzeniu obiektu do drgań, a następnie wyznacza się amplitudę przemieszczenia  $l$  oraz przyspieszenia [4.15].

<sup>2</sup> Hans-Jürgen von Martens, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Berlin

Inne podejście wyznaczania niepewności pomiarów wibrometrycznych polega na rozpatrywaniu systemu wibrometrycznego jako zespołu dwóch przetworników: prędkości badanego obiektu na częstotliwość oraz przetwornika częstotliwość – napięcie (rys. 4.40).



Rys. 4.40. Schemat systemu wibrometrycznego.

Pierwszy przetwornik to optyczna część wibrometru wraz z fotodetekтором. Przetwarzanie prędkości na dewiację częstotliwości odbywa się zgodnie z zależnością 1.16. Błędy tego przetwarzania, wynikają głównie z ustawienia wiązki laserowej względem drgającego obiektu, niepewności pomiaru długości fali lasera oraz jej niestałości w czasie. Zakładając, że kolimatory są ustawione idealnie prostopadle do powierzchni drgającej, funkcja przetwarzania pierwszego przetwornika, na podstawie (1.16):

$$\Delta f = 2 \frac{V}{\lambda}, \quad (4.8)$$

gdzie:  $V$  – prędkość obiektu.

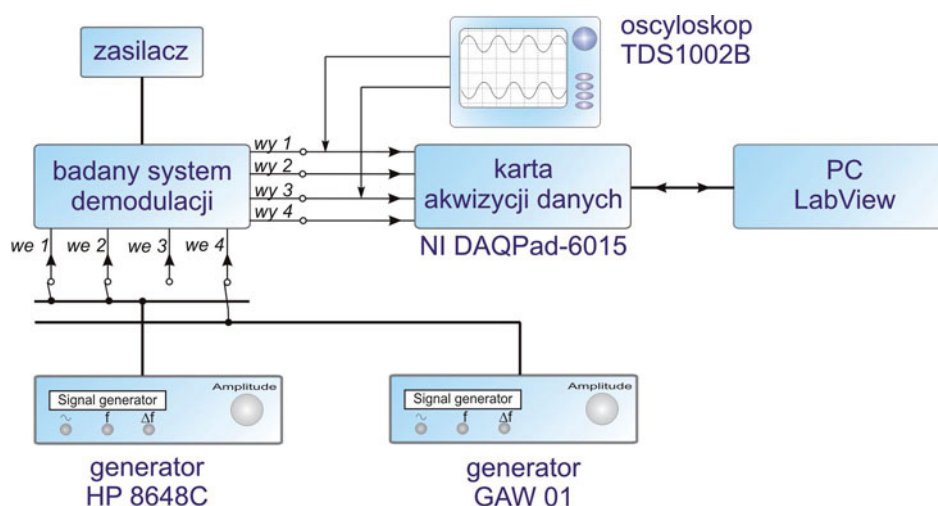
Dla ustalonej wartości prędkości  $V$  błąd graniczny dewiacji częstotliwości [4.10]:

$$\Delta_g(\Delta f) = \left| \frac{-2V}{\lambda^2} \Delta_g \lambda \right|, \quad (4.9)$$

gdzie:  $\Delta_g \lambda$  – graniczny błąd pomiaru  $\lambda$ .

W przypadku użytych do badań laserowych diod półprzewodnikowych zmiana długości emitowanej fali wynosi: 0,1 nm/°C (rys. 1.12). Zbudowany sterownik umożliwia stabilizację temperatury na poziomie 0,001°C, zmiany długości emitowanej fali wywołane zmianami temperatury podłoża podczas pracy diody przy stałym prądzie mogą być pominięte. Pomiar długości fali diod laserowych wykonano analizatorem widma ANDO AQ6317B, graniczny błąd pomiaru wynosi 0,02 nm [2.33]. Dla prędkości 1 m/s i  $\lambda = 1550$  nm błąd graniczny dewiacji częstotliwości wynosi:  $\Delta_g(\Delta f) = 16,65$  Hz. Uwzględniając charakterystyki skonstruowanych demodulatorów, w najgorszym przypadku (dla demodulatora MC13155, rys. 4.18), taka dewiacja wywoła zmiany napięcia  $< 0,2$  mV. Częstotliwość sygnału na wyjściu pierwszego przetwornika zależy również od niestabilności generatora zasilającego modulator Bragga. Zmiany częstotliwości sygnału zasilającego modulator nie będą wpływać na dokładność pomiarów amplitudy prędkości (zmianie będzie ulegać tylko składowa stała), jeżeli nie spowodują przejścia do nieliniowej części charakterystyki demodulatora. Niestabilność przykładowego generatora zasilającego modulator wynosi 0,003% [4.16] (producent użytego do badań generatora sterującego modulator nie zamieścił takich informacji), co przy częstotliwości nośnej  $f_n = 40$  MHz, daje 1,2 kHz. Otrzymana wartość jest niewielka w odniesieniu do maksymalnych zakresów dewiacji. Mały wpływ pierwszego przetwornika na niepewność pomiaru prędkości wibrometrem laserowym sprawia, że o dokładności urządzenia decyduje głównie drugi z przetworników – demodulator [4.17].

Ocenę niepewności pomiarów wibrometrycznych przeprowadzono badając skonstruowane demodulatory. Wyznaczono minimalne prędkości jakie można mierzyć za pomocą przedstawionych w niniejszej dysertacji wibrometrami (rys. 4.41).



Rys. 4.41. System pomiarowy do wyznaczenia niepewności pomiaru dewiacji częstotliwości.

Źródłami sygnału zmodulowanego częstotliwościowo są dwa generatory. Pierwszy z nich, *HP 8648C* umożliwia precyzyjne zadawanie dewiacji sygnału *FM*, większość badań wykonano z użyciem tylko tego generatora. Drugi z generatorów, *GAW01* zbudowany przez autora dla potrzeb wstępnego testowania demodulatorów (rys. 4.42) [4.18] został wykorzystywany do badań, w których sprawdzano poprawność demodulacji dla różnych sygnałów wejściowych, np. pierwsza sekcja demodulowała sygnał z generatora *HP8648C*, a druga z generatora *GAW 01*.



- zakres przestrajania częstotliwości: 33 – 42 MHz,
- napięcie wyjściowe: 2 – 20 mV,
- maksymalna dewiacja częstotliwości: 75 kHz
- rezystancja wyjściowa: 50  $\Omega$

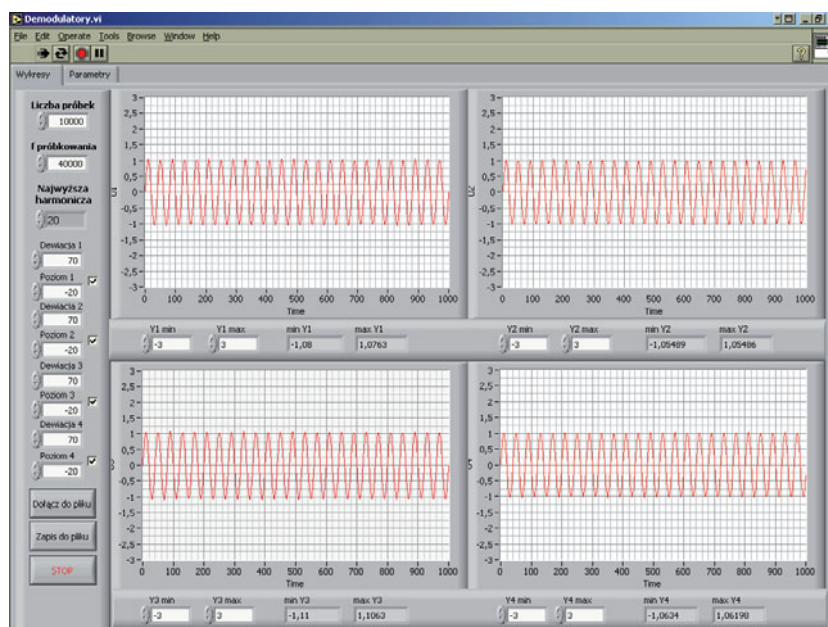
Rys. 4.42. Generator sygnału FM wykonany przez autora.

W pomiarach założono, że parametry generowanego przez *HP8648C* sygnału (amplituda, częstotliwość, dewiacja) są obciążone niewielkimi błędami i są stałe w czasie. Jest on źródłem sygnału wzorcowego.

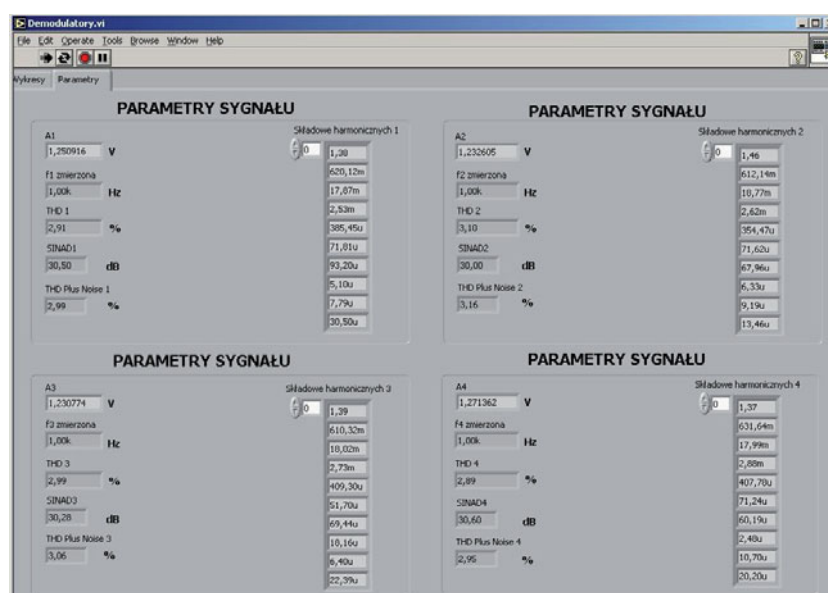
Zdemodulowany sygnał był zamieniany na postać cyfrową (próbki i kwantyzacja) przez kartę pomiarową *NI DAQPad-6015* (oscyloskop służył do monitorowania). Częstotliwość próbkowania wynosiła 40 kHz, była znacznie większa od częstotliwości sygnału modulującego (generator *HP8648C* umożliwia modulację nośnej z częstotliwością: 400 Hz oraz 1 kHz). Do komputera z karty przesyłano  $N = 10000$  próbek sygnału zdemodulowanego (dla każdego z analizowanych kanałów systemu demodulacji). Na podstawie tych próbek, w napisanym przez autora programie *Demodulatory* działającym w środowisku *LabView* (rys. 4.43 i 4.44) wyznaczane były parametry sygnału, które następnie zapisywano do pliku.

Badania systemów demodulacji przeprowadzono wieloetapowo. W pierwszej kolejności wyznaczono charakterystyki demodulacji, następnie określono niepewności pomiaru dewiacji częstotliwości (a na tej podstawie prędkości drgań) oraz przeprowadzono ocenę jakości sygnału zdemodulowanego.





Rys. 4.43. Badanie demodulatorów – zakładka z wykresami.



Rys. 4.44. Badanie demodulatorów – zakładka z parametrami sygnału.

#### 4.4.1. Wyznaczanie charakterystyk demodulacji

Prędkość analizowanego wibrometrem laserowym obiektu ma bezpośredni wpływ na dewiację częstotliwości sygnału heterodynowania. Z tego względu w tym punkcie napięcie wyjściowe demodulatorów badano w zależności od dewiacji częstotliwości, a nie bezpośrednio (jak uczyniono to w 4.2) od bezwzględnej wartości częstotliwości.

Sygnał sinusoidalny o częstotliwości nośnej  $f_c = 40$  MHz i określonej wartości dewiacji częstotliwości (w zakresie 1 kHz ÷ 100 kHz) doprowadzono do wejścia badanego demodulatora. Maksymalna wartość dewiacji wynika z parametrów generatora sygnałowego HP8648C.



Liniowa funkcja regresji spełnia równanie:

$$y = \alpha + \beta x, \quad (4.10)$$

w której  $\alpha$  nazywany jest parametrem przesunięcia, a  $\beta$  współczynnikiem regresji. Estymatory tych parametrów [4.10]:

$$\hat{\beta} = b = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}, \quad \hat{\alpha} = a = \bar{y} - b\bar{x}, \quad (4.11)$$

gdzie  $n$  – liczba pomiarów,  $x_i, y_i$  – wartości  $x$  i  $y$  w  $i$ -tym pomiarze,  $\bar{x}, \bar{y}$  – wartości średnie.

Przy założeniu, że zmienna  $Y$  ma rozkład normalny, dla danej wartości  $X$ ,  $a$  i  $b$  są nieobciążonymi estymatorami parametrów, odpowiednio  $\alpha$  i  $\beta$ . Pozwala to na wyznaczenie niepewności tych parametrów [4.10]:

$$u_a = S_y \sqrt{\frac{1}{n} + \frac{\bar{x}^2}{\sum_{i=1}^n x_i^2 - \frac{1}{n} \left( \sum_{i=1}^n x_i \right)^2}}, \quad u_b = S_y \sqrt{\frac{1}{\sum_{i=1}^n x_i^2 - \frac{1}{n} \left( \sum_{i=1}^n x_i \right)^2}}, \quad (4.12)$$

gdzie:

$$S_y = \sqrt{\frac{1}{n-2} \left[ \sum_{i=1}^n y_i^2 - \frac{1}{n} \left( \sum_{i=1}^n y_i \right)^2 - \frac{\left( \sum_{i=1}^n x_i y_i - \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \sum_{i=1}^n y_i \right)^2}{\sum_{i=1}^n x_i^2 - \frac{1}{n} \left( \sum_{i=1}^n x_i \right)^2} \right]}. \quad (4.13)$$

Miarą dokładności przeprowadzonej aproksymacji jest współczynnik korelacji  $\rho$ , którego estymator  $r$  wyrażony jest równaniem:

$$r = \frac{\sum_{i=1}^n x_i y_i - n\bar{x}\bar{y}}{\sqrt{\left( \sum_{i=1}^n x_i^2 - n\bar{x}^2 \right) \left( \sum_{i=1}^n y_i^2 - n\bar{y}^2 \right)}}. \quad (4.14)$$

Dla  $r = 1$  punkty uzyskane z pomiarów leżą idealnie na prostej.

W przypadku regresji liniowej charakterystyki demodulatora, równie 4.10 ma postać:

$$U_{wy} = a + b \cdot \Delta f. \quad (4.15)$$

#### 4.4.2. Wyznaczanie niepewności prędkości drgań

W pomiarach wibrometrycznych bezpośrednio mierzy się napięcie na wyjściu demodulatora. Na podstawie znajomości wartości napięcia, niepewności jego pomiaru oraz znajomości charakterystyki demodulatora  $U_{wy} = f(\Delta f)$  można ocenić niepewność pomiaru

dewiacji częstotliwości, a tym samym niepewność pomiaru prędkości. Dewiacja częstotliwości, po przekształceniu 4.15:

$$\Delta f = \frac{U_{wy} - a}{b}. \quad (4.16)$$

Niepewność całkowita dewiacji  $u_{c\Delta f}$  (na podstawie prawa propagacji niepewności) [4.10]:

$$u_{c\Delta f} = \sqrt{\left(\frac{\partial \Delta f}{\partial U_{wy}}\right)^2 \cdot u_{cU_{wy}}^2 + \left(\frac{\partial \Delta f}{\partial a}\right)^2 \cdot u_{ca}^2 + \left(\frac{\partial \Delta f}{\partial b}\right)^2 \cdot u_{cb}^2}. \quad (4.17)$$

Pochodne cząstkowe w powyższym równaniu są współczynnikami wrażliwości:

$$s_U = \left| \frac{\partial \Delta f}{\partial U_{wy}} \right|, \quad s_a = \left| \frac{\partial \Delta f}{\partial a} \right|, \quad s_b = \left| \frac{\partial \Delta f}{\partial b} \right|. \quad (4.18)$$

Podstawiając je do równania 4.17, wyrażenie na niepewność całkowitą:

$$u_{c\Delta f} = \sqrt{\frac{1}{b^2} \cdot u_{cU_{wy}}^2 + \frac{1}{b^2} \cdot u_{ca}^2 + \left(\frac{a - U_{wy}}{b^2}\right)^2 \cdot u_{cb}^2}. \quad (4.19)$$

Aby wyznaczyć niepewność całkowitą dewiacji częstotliwości, należy obliczyć niepewności całkowite poszczególnych parametrów równania 4.16. Dla parametrów  $a$  i  $b$  wynoszą one odpowiednio:

$$u_{ca} = k(\alpha) \cdot u_a, \quad u_{cb} = k(\alpha) \cdot u_b, \quad (4.20)$$

gdzie:  $k(\alpha)$  – mnożnik dla określonego poziomu ufności  $\alpha$ .

Zmierzona wartość napięcia wyjściowego z demodulatora obarczona jest niepewnością, w której wyróżnia się: niepewność typu  $A$ , wyznaczoną metodami statystycznymi i obejmującą wszystkie efekty przypadkowe mające wpływ na wynik pomiaru oraz niepewność typu  $B$ , uwzględniającą błędy wynikające z użytego przyrządu pomiarowego. Obliczanie niepewności typu  $A$  ma sens dla dostatecznie dużej liczby pomiarów. Gdy liczebność próby wynosi co najmniej 30, wówczas na podstawie centralnego twierdzenia granicznego zakłada się, że ich rozkład jest podobny do normalnego [4.10]. Z tego względu, dla każdej, ustalonej wartości dewiacji częstotliwości sygnału wejściowego pomiar napięcia wykonano trzydziestokrotnie.

Niepewność standardową typu  $A$ , wyraża się za pomocą estymatora odchylenia standardowego dla średniej [4.19]:

$$u_A = \bar{S}_x = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}, \quad (4.21)$$

gdzie:  $n$  – liczba pomiarów,  $x_i$  – wartość zmierzona w  $i$ -tym pomiarze,  $\bar{x}$  – wartość średnia z  $n$  pomiarów.

Niepewność typu  $B$  oszacowano na podstawie znajomości parametrów karty pomiarowej (tab. 4.5). Błąd graniczny pomiaru za pomocą karty  $\Delta_{gk}$  wynosi:

$$\Delta_{gk} = (|U_{we}| \cdot \delta) / 100 + U_o + U_{nk} + U_d \quad (4.22)$$

gdzie:  $U_{we}$  – napięcie wejściowe,  $\delta$  – błąd względny,  $U_o$  – offset,  $U_{nk}$  – szum kwantyzacji,  $U_d$  – dryft spowodowany temperaturą.

Jeżeli pomiary odbywają się w temperaturze otoczenia z przedziału  $+15^{\circ}\text{C} \div +35^{\circ}\text{C}$  nie ma potrzeby uwzględniania dryftu temperaturowego, ponieważ został on już uwzględniony przez producenta w innych składnikach równania 4.44. Ponieważ autor przeprowadzał pomiary w temperaturze  $25^{\circ}\text{C}$ , dlatego ten składnik błędu pominał.

Tab. 4.5. Podstawowe parametry karty pomiarowej NI DAQPad-6015.

Zakres pomiarowy	Rozdzielczość	$\delta$	$U_o$	$U_{nk}$
V	liczba bitów	%	$\mu\text{V}$	$\mu\text{V}$
$\pm 5$	16	0,0158	959,8	466,5

W najgorszym przypadku, dla  $U_{we} = 5 \text{ V}$ :

$$\Delta_{gk} = (5 \cdot 0,0158) / 100 + 959,8 \cdot 10^{-6} + 466,5 \cdot 10^{-6} = 2,22 \text{ mV}$$

Zakładając, że błędy aparatury mają rozkład jednostajny (z jednakowym prawdopodobieństwem przyjmują wartości z przedziału  $\pm \Delta_{gk}$ ) niepewność standardowa typu  $B$  jest odchyleniem standardowym rozkładu jednostajnego:

$$u_B = \frac{\Delta_{gk}}{\sqrt{3}}. \quad (4.23)$$

W tym przypadku  $u_B = 1,28 \text{ mV}$ .

Na podstawie wyznaczonych niepewności typu  $A$  i  $B$  pomiaru napięcia należy wyznaczyć niepewność łączną. Jeżeli wartość którejś niepewności jest znacznie większa (co najmniej dziesięciokrotnie) od drugiej to za niepewność całkowitą możemy przyjąć tę dominującą [4.10]. W przeciwnym wypadku niepewność łączną oblicza się z zależności:

$$u_{U_{wy}} = \sqrt{u_A^2 + u_B^2}. \quad (4.24)$$

Niepewność łączna jest podstawą do wyznaczenia niepewności całkowitej  $u_{cU_{wy}}$ :

$$u_{cU_{wy}} = k_{AB}(\alpha) \cdot u_{U_{wy}}. \quad (4.25)$$

Współczynnik  $k_{AB}(\alpha)$  zależy od przyjętego poziomu ufności  $\alpha$  oraz stosunku odchyłeń standardowych rozkładów składowych. Aby znaleźć wartość  $k_{AB}(\alpha)$  wymagana jest znajomość splotu tych rozkładów, w tym przypadku splotu rozkładu jednostajnego z rozkładem normalnym. Wartości te można odczytać z tablic dostępnych w literaturze, np. w [4.10].

Znajomość niepewności całkowitych parametrów równania 4.16 pozwala, z równania 4.19, obliczyć rozdzielczość pomiaru dewiacji częstotliwości oraz prędkości drgań.

#### 4.4.3. Ocena jakości sygnału zdemodulowanego

Bardzo często w pomiarach wibrometrycznych wyznacza się widma drgań [4.20]. Istotne jest zatem, aby w procesie demodulacji nie powstawały sygnały harmoniczne, ponieważ będą one zmniejszać dokładność pomiarów poszczególnych składników widma drgań.

Jakość sygnału zdemodulowanego oceniano na podstawie pomiarów współczynnika THD (*total harmonic distortion*) sygnału zdemodulowanego według zależności [4.21]:

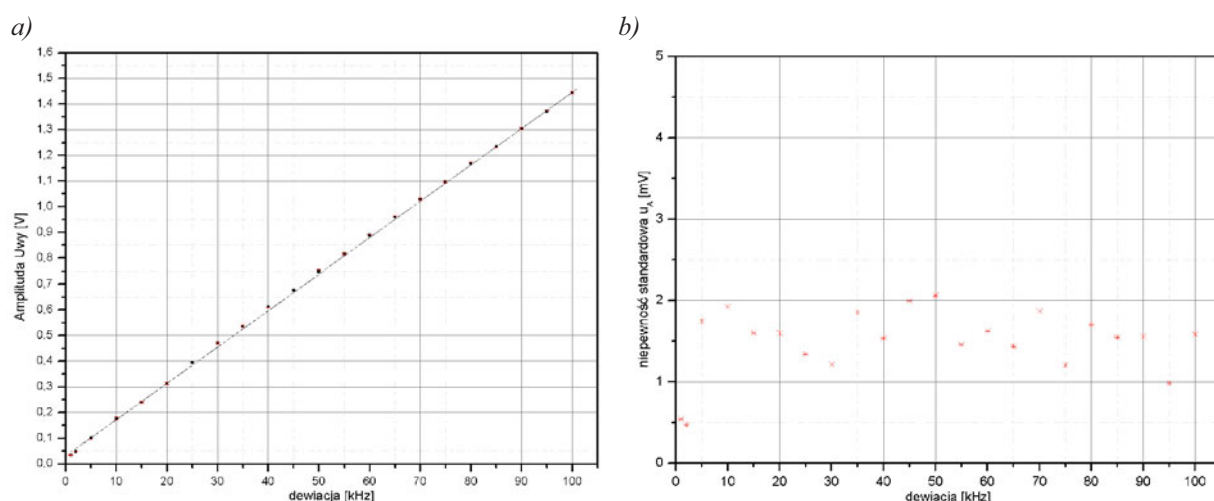
$$THD = \sqrt{\frac{U_2^2 + U_3^2 + \dots + U_k^2}{U_1^2}} \cdot 100\%, \quad (4.26)$$

gdzie:  $U_1$  – amplituda sygnału użytecznego o częstotliwości podstawowej,  $U_k$  – amplituda  $k$ -tej harmonicznej.

Przy częstotliwości próbkowania napięcia wyjściowego:  $f_s = 40 \text{ kHz}$  i częstotliwości tonu podstawowego równej częstotliwości modulującej  $f_m = 1 \text{ kHz}$ , możliwe było wyznaczenie współczynnika THD dla  $k < 20$ .

#### 4.4.4. Pomiary demodulatorów TDA7000

Ponieważ system składa się z czterech identycznych demodulatorów działających w oparciu o układ TDA 7000, do dokładniejszej analizy wybrano jeden z nich (demodulator nr 2). Na wejście podano sygnał zmodulowany o mocy:  $-30 \text{ dBm}$ . Pomiary wykonano dla 22 różnych wartości dewiacji, przy czym dla każdej z tej wartości napięcie wyjściowe zmierzono 30 krotnie. Dla każdej serii trzydziestu pomiarów wyznaczono średnią wartość amplitudy napięcia wyjściowego  $\bar{U}_{wy}$  oraz niepewność standardową typu  $A$ .



Rys. 4.45. TDA7000: a) charakterystyka demodulatora, b) niepewności standardowe.

Na rys. 4.45a przedstawiono wyniki pomiarów  $\bar{U}_{wy} = f(\Delta f)$ , zaznaczono również na nim słupki błędów o wysokości  $\pm u_A$ . Wartości niepewności  $u_A$ , przedstawiono również na oddzielnym wykresie (rys. 4.45b).

Regresję prostoliniową według zależności przedstawionych w punkcie 4.4.1 wykonano w programie *OriginPro*. Otrzymane wartości zebrano w tabeli 4.6.

Tab. 4.6. Parametry równania liniowego dla drugiej sekcji demodulatora z układem TDA7000

$a$	$u_a$	$b$	$u_b$	$r$
V	V	V/Hz	V/Hz	
0,03288	$0,7761 \cdot 10^{-3}$	$0,01419 \cdot 10^{-3}$	$1,3565 \cdot 10^{-8}$	0,9997

Równanie badanego demodulatora:

$$U_{wy} = 0,01419 \cdot 10^{-3} \cdot \Delta f + 0,03288$$

Stąd:

$$\Delta f = \frac{U_{wy} - 0,03288}{0,01419 \cdot 10^{-3}}$$

Z równania 4.20 wyznaczono niepewności całkowite  $u_{ca}$  i  $u_{cb}$  (tab. 4.7). W obliczeniach przyjęto poziom ufności o wartości  $\alpha = 0,99$  stąd mnożnik odczytany z tablic rozkładu normalnego (dla  $n < 30$  należy skorzystać z rozkładu Studenta),  $k(\alpha) = 2,576$  [4.10].

Niepewność pomiaru napięcia typu A obliczono na podstawie równania 4.21. Największą wartość niepewności  $u_A = 2,06$  mV otrzymano dla  $\Delta f = 50$  kHz (rys. 4.45b). Niepewności typu A jest tego samego rzędu co niepewność typu B, niepewność łączną wyznaczono z równania 4.24:

$$u_{U_{wy}} = 2,43 \text{ mV.}$$

Aby obliczyć niepewność całkowitą pomiaru napięcia, otrzymany wynik należy pomnożyć przez współczynnik  $k_{AB}(\alpha)$ . Współczynnik ten zależy od stosunku odchyłeń standardowych rozkładów składowych (normalnego do jednostajnego):

$$\frac{\sigma_N}{\sigma_J} = \frac{\bar{S}_x \sqrt{n}}{u_B} = \frac{u_A \sqrt{n}}{u_B} = 8,8. \quad (4.27)$$

Ponieważ  $\sigma_N > \sigma_J$ , współczynnik  $k_{AB}(\alpha)$  może przyjmować wartości zmiennej standaryzowanej dla rozkładu normalnego [4.10]. Dla poziomu ufności  $\alpha = 0,99$  odczytano z tablic  $k_{AB}(\alpha) = 2,576$  i wyznaczono niepewność całkowitą z zależności 4.25:

$$u_{cU_{wy}} = 2,576 \cdot u_{U_{wy}} = 6,26 \text{ mV.}$$

Wartości parametrów do obliczenia niepewności pomiaru  $\Delta f$  zebrano w tabeli 4.7.

Tab. 4.7. Tabela pomocnicza do obliczenia niepewności dewiacji częstotliwości dla TDA7000.

$S^2_{U_{wy}}$	$u_{cU_{wy}}$	$S^2_a$	$u_{ca}$	$S^2_b$	$u_{cb}$
Hz <sup>2</sup> /V <sup>2</sup>	V	Hz <sup>2</sup> /V <sup>2</sup>	V	Hz <sup>4</sup> /V <sup>2</sup>	V/Hz
$4,9663 \cdot 10^9$	0,00626	$4,9663 \cdot 10^9$	0,002	$U_{wy}^2 \cdot 24,6644 \cdot 10^{18}$	$3,495 \cdot 10^{-8}$



Dla  $U_{wy} \gg a$  niepewność całkowita wyznaczenia dewiacji częstotliwości (4.19):

$$u_{c\Delta f} = \sqrt{\frac{1}{b^2} \cdot u_{cU_{wy}}^2 + \frac{1}{b^2} \cdot u_{ca}^2 + \left(\frac{U_{wy}}{b^2}\right)^2 \cdot u_{cb}^2} = \sqrt{194619 + 350424 + U_{wy}^2 \cdot 30128}.$$

Przykładowo dla napięcia  $U_{wy} = 1,45$  V (maksymalna amplituda napięcia na wyjściu TDA7000, rys. 4.45a) uzyskano niepewność całkowitą:

$$u_{c\Delta f} = 780 \text{ Hz.}$$

Wartość dewiacji (odpowiadającej amplitudzie 1,45 V):

$$\Delta f = (99,9 \pm 0,8) \text{ kHz.}$$

Czyli prędkość obiektu (1.16) w tym przypadku wynosiła:

$$V = (77,4 \pm 0,7) \text{ mm/s.}$$

Charakterystyki pozostałych demodulatorów TDA7000 (1,3,4) wyznaczono w podobny sposób (tab. 4.8). Pomiary napięcia na wyjściu wykonano jednokrotnie, dla 12 różnych wartości dewiacji. Dla małej liczby pomiarów rozkład estymatorów  $a$  i  $b$  można przybliżyć rozkładem Studenta dla  $m = n - 2$  stopni swobody [4.10]. W tym przypadku, w równaniu 4.20 parametr  $k(\alpha) = t_{qm} = 3,169$  (dla  $\alpha = 0,99$  i  $m = 10$ ).

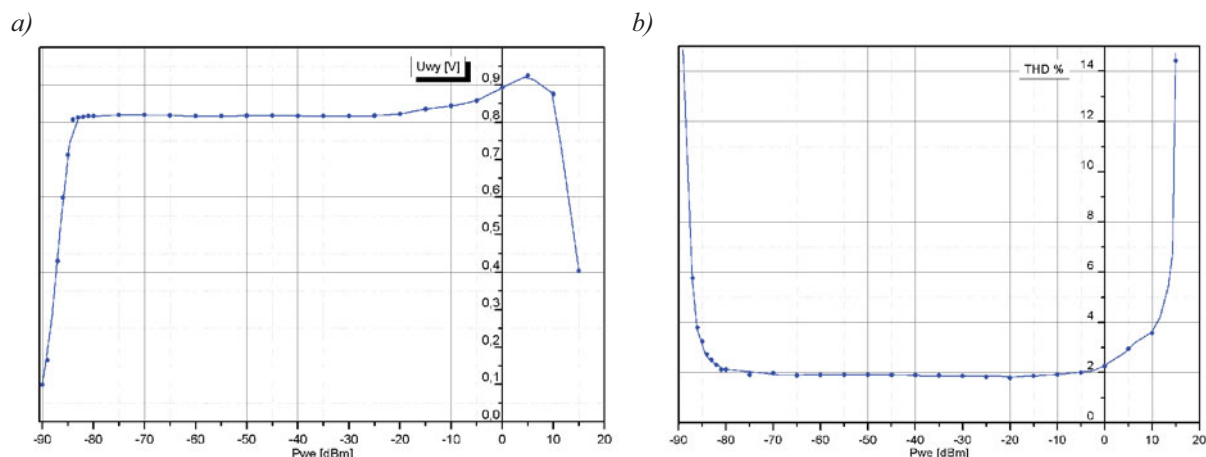
Tab. 4.8. Równania demodulatorów z układami TDA7000

Numer demodulatora	Równanie	$u_{ca}$	$u_{cb}$	r
		V	V/Hz	
1	$U_{wy} = 0,01531 \cdot 10^{-3} \cdot \Delta f + 0,02136$	0,011	$18,97 \cdot 10^{-8}$	0,9999
2	$U_{wy} = \mathbf{0,01419 \cdot 10^{-3} \cdot \Delta f + 0,03288}$	<b>0,002</b>	<b><math>3,495 \cdot 10^{-8}</math></b>	<b>0,9997</b>
3	$U_{wy} = 0,01490 \cdot 10^{-3} \cdot \Delta f + 0,02628$	0,027	$47,64 \cdot 10^{-8}$	0,9995
4	$U_{wy} = 0,01557 \cdot 10^{-3} \cdot \Delta f + 0,02053$	0,013	$22,40 \cdot 10^{-8}$	0,9999

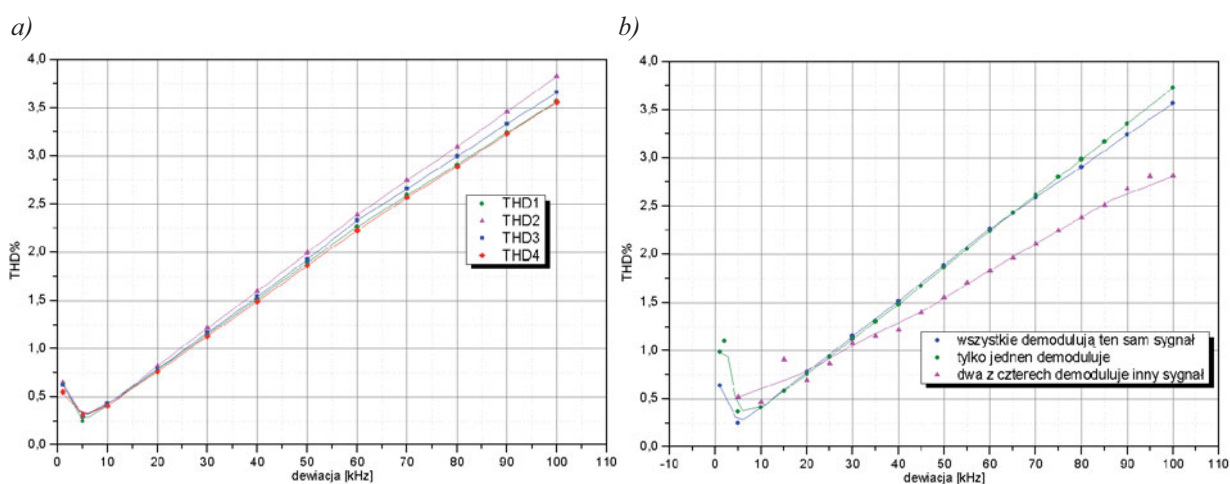
Przy mniejszej liczbie pomiarów niepewności współczynników równania regresji są zdecydowanie większe.

Na rysunku 4.46 przedstawiono charakterystyki zmian amplitudy napięcia wyjściowego oraz THD w zależności od mocy sygnału wejściowego. Pomiary wykonano dla demodulatora numer 4 przy  $\Delta f = 50$  kHz oraz częstotliwości modulującej  $f_m = 1$  kHz.

Wykreślono charakterystyki  $THD = f(\Delta f)$  dla każdego z demodulatorów (rys. 4.47a) oraz dla pierwszego demodulatora (rys. 4.47b), w przypadku gdy: sygnał wejściowy był doprowadzony tylko do demodulatora 1, wszystkie demodulatory demodulowały ten sam sygnał oraz dwa demodulatory: 1 i 3 demodulowały jeden sygnał, a demodulatory: 2 i 4 drugi (z generatora GAW01). Charakterystyki porównawcze (rys. 4.47b), umożliwiające ocenę wpływu jednego demodulatora na inny (przesłuch) są szczególnie istotne w przypadku demodulatorów z układem TDA7000, który charakteryzuje się dużą czułością (rys. 4.46a).



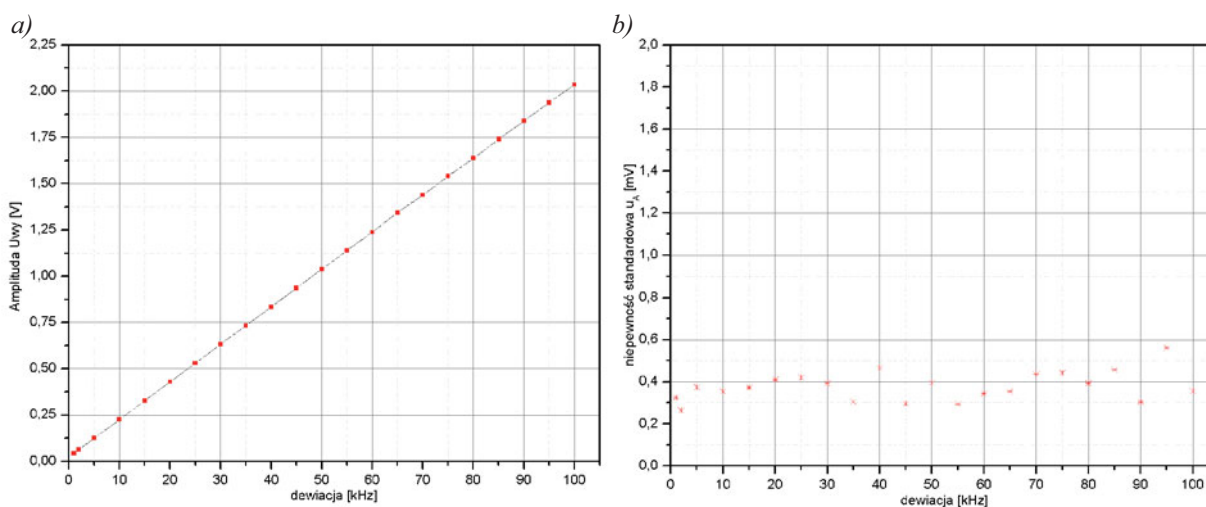
Rys. 4.46. Charakterystyka ( $f_m = 1$  kHz,  $\Delta f = 50$  kHz): a)  $U_{wy} = f(P_{we})$ , b)  $THD = f(P_{we})$  dla TDA7000.



Rys. 4.47. Charakterystyki: a)  $THD = f(\Delta f)$  dla wszystkich demodulatorów, b)  $THD = f(\Delta f)$  dla pierwszego demodulatora w różnych konfiguracji pracy.

#### 4.4.5. Pomiary demodulatorów MC13155

Drugi system demodulacji z układami MC13155 został przetestowany podobnie jak w poprzednim punkcie, do szczegółowej analizy wybrano jedną sekcję demodulującą (*nr 2*).



Rys. 4.48. MC13155: a) charakterystyka demodulatora, b) niepewności standardowe.

Na rys. 4.48a przedstawiono wyniki pomiarów  $\overline{U}_{wy} = f(\Delta f)$  wraz z prostą aproksymującą. Wartości niepewności  $u_A$ , przedstawiono na oddzielnym wykresie (rys. 4.48b). Pomiary wykonano dla  $n = 22$  różnych wartości dewiacji. Poziomy sygnał wejściowy wynosił:  $-20$  dBm. Wyniki regresji prostoliniowej dla pomiarów tej sekcji demodulatora przedstawiono w tab. 4.9.

Tab. 4.9. Parametry równania liniowego dla drugiej sekcji demodulatora z układem MC13155

$a$	$u_a$	$b$	$u_b$	$r$
V	V	V/Hz	V/Hz	
0,02566	$0,2479 \cdot 10^{-3}$	$0,02018 \cdot 10^{-3}$	$4,3428 \cdot 10^{-9}$	0,99998

Równanie badanego demodulatora:

$$U_{wy} = 0,02018 \cdot 10^{-3} \cdot \Delta f + 0,02566,$$

stąd:

$$\Delta f = \frac{U_{wy} - 0,02566}{0,02018 \cdot 10^{-3}}.$$

Największą wartość niepewności  $u_A = 0,57$  mV otrzymano dla  $\Delta f = 90$  kHz (rys. 4.48.b). Niepewność łączna i całkowita ( $\alpha = 0,99$ ):

$$U_{Uwy} = 1,41 \text{ mV}, \quad u_{cUwy} = 2,576 \cdot u_{Uwy} = 3,64 \text{ mV}.$$

Niepewności pomiaru  $u_{ca}$  i  $u_{cb}$  (tab. 4.10) wyznaczono tak samo jak dla TDA 7000.

Tab. 4.10. Tabela pomocnicza do obliczenia niepewności dewiacji częstotliwości dla MC13155

$s^2_{Uwy}$	$u_{cUwy}$	$s^2_a$	$u_{ca}$	$s^2_b$	$u_{cb}$
$\text{Hz}^2/\text{V}^2$	V	$\text{Hz}^2/\text{V}^2$	V	$\text{Hz}^4/\text{V}^2$	V/Hz
$2,4556 \cdot 10^9$	0,00364	$2,4556 \cdot 10^9$	$0,6386 \cdot 10^{-3}$	$U_{wy}^2 \cdot 6,03 \cdot 10^{18}$	$1,119 \cdot 10^{-8}$

Również dla tego typu demodulatora  $U_{wy} \gg a$ , stąd:

$$u_{c\Delta f} = \sqrt{\frac{1}{b^2} \cdot u_{cUwy}^2 + \frac{1}{b^2} \cdot u_{ca}^2 + \left(\frac{U_{wy}}{b^2}\right)^2 \cdot u_{cb}^2} = \sqrt{32536 + 1002 + U_{wy}^2 \cdot 756}.$$

Dla napięcia  $U_{wy} = 2$  V uzyskuje się niepewność całkowitą  $u_{c\Delta f} = 192$  Hz, stąd dewiacja częstotliwości:  $\Delta f = (97,8 \pm 0,2)$  kHz. Prędkość obiektu w tym przypadku wynosi:

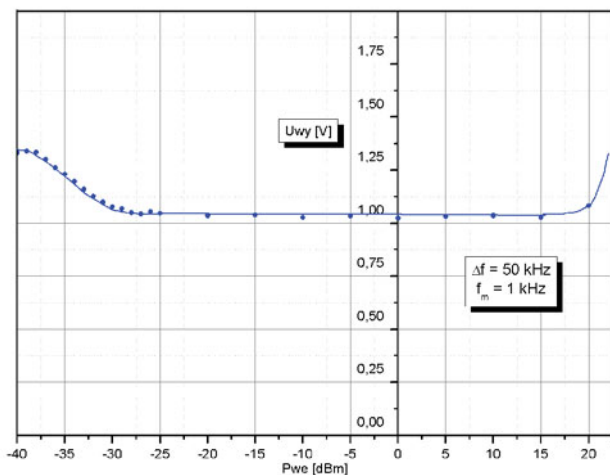
$$V = (75,8 \pm 0,2) \text{ mm/s}$$

Wyznaczanie charakterystyk demodulacji innych sekcji (tab. 4.11) wykonano analogicznie, jak w przypadku TDA7000, tylko dla większej liczby punktów pomiarowych,  $n = 22$  (parametr  $k(\alpha) = t_{qm} = 2,845$  (dla  $\alpha = 0,99$  i  $m = 20$ )).

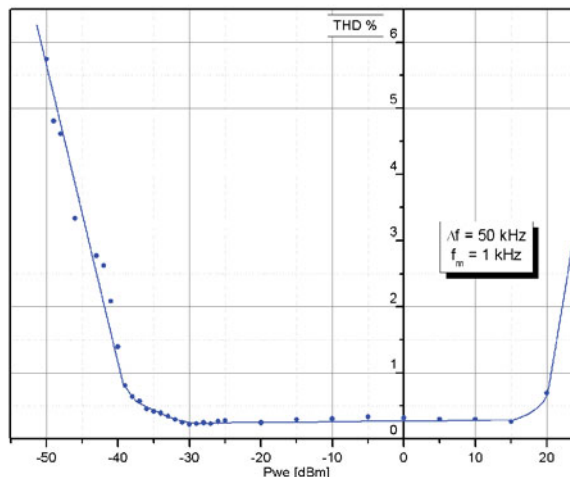
Tab. 4.11. Równania demodulatorów z układami MC13155

Numer demodulatora	Równanie	$u_{ca}$	$u_{cb}$	r
		V	V/Hz	
1	$U_{wy} = 0,01963 \cdot 10^{-3} \cdot \Delta f + 0,02232$	$4,921 \cdot 10^{-3}$	$8,598 \cdot 10^{-8}$	0,99998
2	$U_{wy} = 0,02018 \cdot 10^{-3} \cdot \Delta f + 0,02566$	$0,637 \cdot 10^{-3}$	$1,119 \cdot 10^{-8}$	0,99998
3	$U_{wy} = 0,02128 \cdot 10^{-3} \cdot \Delta f + 0,02598$	$4,069 \cdot 10^{-3}$	$7,647 \cdot 10^{-8}$	0,99999
4	$U_{wy} = 0,02061 \cdot 10^{-3} \cdot \Delta f + 0,02160$	$2,830 \cdot 10^{-3}$	$4,954 \cdot 10^{-8}$	0,99999

a)

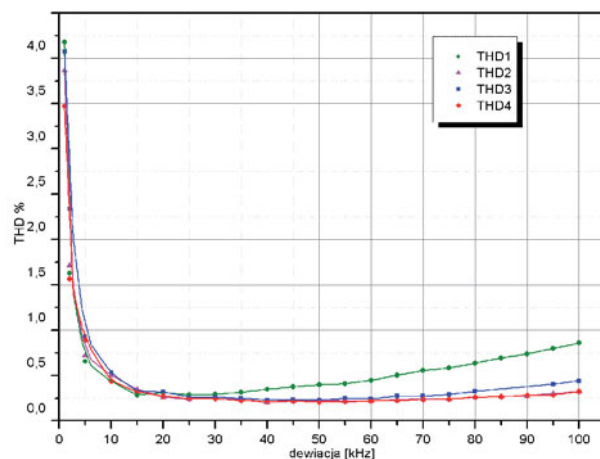


b)

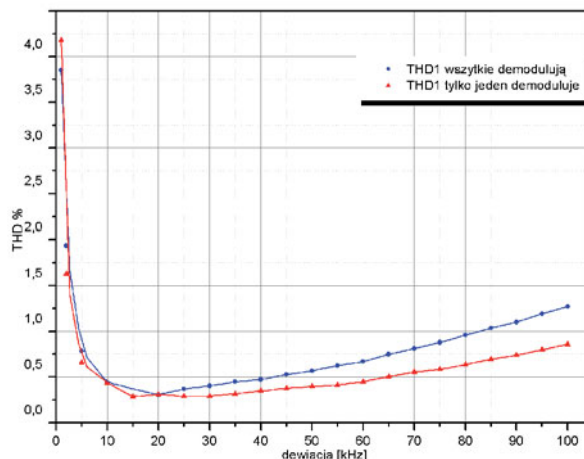
Rys. 4.49. Charakterystyka: a)  $U_{wy} = f(P_{we})$ , b)  $THD = f(P_{we})$  dla MC13155.

Na rysunku 4.49 przedstawiono charakterystyki zmian napięcia wyjściowego oraz THD w zależności od mocy sygnału wejściowego. Pomiary wykonano dla demodulatora numer 4. Na rys. 4.50a wykreślono charakterystyki  $THD = f(\Delta f)$  gdy tylko do jednego z czterech demodulatorów podłączony był sygnał wejściowy, zaś na rys. 4.50b pokazano wpływ sąsiednich stopni demodulujących na wartość  $THD$ .

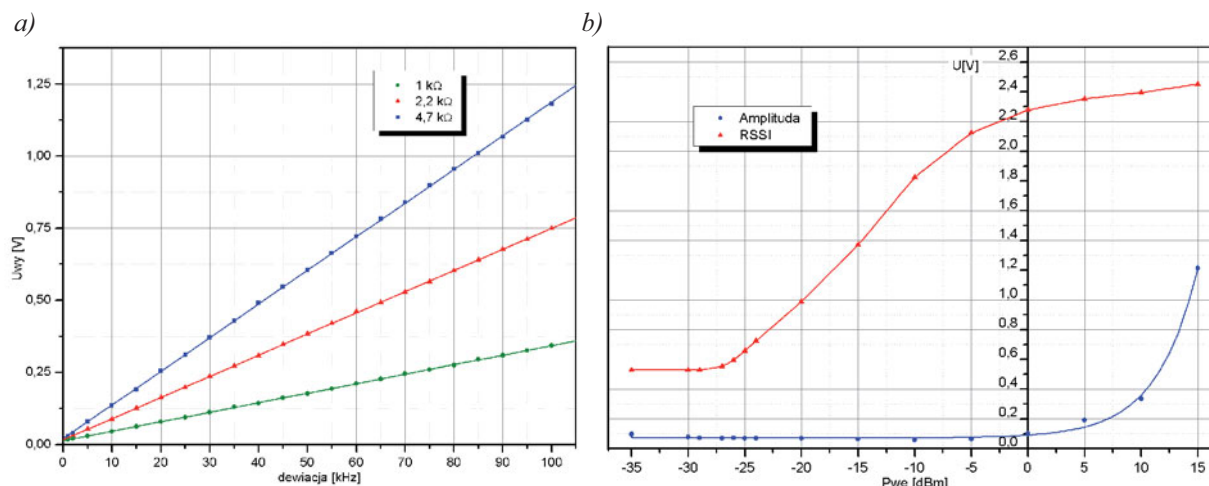
a)



b)

Rys. 4.50. Charakterystyka  $THD = f(\Delta f)$ : a) dla każdego z demodulatorów pracującego oddzielnie, b) dla pierwszego demodulatora gdy tylko on pracuje i gdy pracują wszystkie demodulatory.

Zmieniając dobroć obwodu rezonansowego dołączonego do *MC13155* można kształtować nachylenie charakterystyk demodulacji. Wykreślono je dla trzech różnych wartości dobroci (rezystorów) – rys. 4.51a, analityczny opis charakterystyk podano w tabeli 4.12. Pomiary te dotyczą demodulatora nr 2. Na rys. 4.51b zamieszczono charakterystykę układu *RSSI* dla demodulatora numer 2.



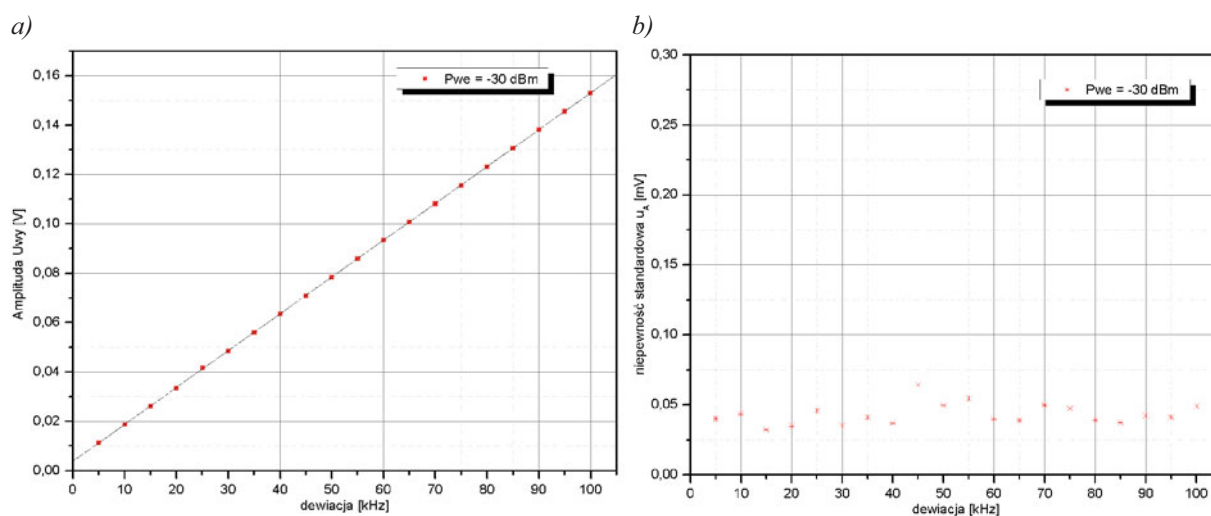
Rys. 4.51. Charakterystyki: a) demodulacji dla różnych dobroci obwodu rezonansowego, b) *RSSI* oraz amplitudy sygnału wyjściowego dla demodulatora 2.

Tab. 4.12. Równania demodulatora z układem *MC13155* dla różnych dobroci obwodu rezonansowego.

R kΩ	Równanie dla demodulatora 2	$u_{ca}$	$u_{cb}$	$r$
		V	V/Hz	
1	$U_{wy} = 0,00330 \cdot 10^{-3} \cdot \Delta f + 0,01326$	0,0015	$2,59 \cdot 10^{-8}$	0,99994
2,2	$U_{wy} = 0,00733 \cdot 10^{-3} \cdot \Delta f + 0,01661$	0,0019	$3,28 \cdot 10^{-8}$	0,99998
4,7	$U_{wy} = 0,0116 \cdot 10^{-3} \cdot \Delta f + 0,02063$	0,0036	$6,22 \cdot 10^{-8}$	0,99997

#### 4.4.6. Pomiary demodulatorów NE564

Do szczegółowej analizy wybrano sekcję demodulującą nr 2.



Rys. 4.52. NE564: a) charakterystyka demodulatora, b) niepewności standardowe.



Na rys. 4.52a przedstawiono  $\bar{U}_{wy} = f(\Delta f)$  wraz z prostą aproksymującą. Wartości niepewności  $u_A$ , przedstawiono na oddzielnym wykresie (rys. 4.52b). Pomiar wykonano dla  $n = 20$  różnych wartości dewiacji. Poziom sygnału wejściowego wynosił  $-30$  dBm. Wyniki regresji prostoliniowej dla pomiarów tej sekcji demodulatora przedstawiono w tab. 4.13.

Tab. 4.13. Parametry równania liniowego dla drugiej sekcji demodulatora z układem NE564

$a$	$u_a$	$b$	$u_b$	$r$
V	V	V/Hz	V/Hz	
$3,71 \cdot 10^{-3}$	$0,0204 \cdot 10^{-3}$	$1,49 \cdot 10^{-6}$	$0,3408 \cdot 10^{-9}$	0,99998

Równanie badanego demodulatora:

$$U_{wy} = 1,49 \cdot 10^{-6} \cdot \Delta f + 3,71 \cdot 10^{-3},$$

stąd:

$$\Delta f = \frac{U_{wy} - 3,71 \cdot 10^{-3}}{1,49 \cdot 10^{-6}}.$$

Największą wartość niepewności  $u_A = 0,054$  mV otrzymano dla  $\Delta f = 45$  kHz (rys. 4.52.b). Jest ona ponad dziesięciokrotnie mniejsza od niepewności typu B, zatem przy wyznaczaniu całkowitej niepewności pomiaru napięcia można jej wpływ pominąć. W takim przypadku niepewność całkowita równa jest błędowi granicznemu wnoszonemu przez przyrząd pomiarowy [4.10]:

$$u_{cUwy} = \Delta_{gk} = 2,22 \text{ mV}.$$

W tabeli 4.14. zamieszczono wartości parametrów niezbędnych do wyznaczenia niepewności pomiaru dewiacji częstotliwości.

Tab. 4.14. Tabela pomocnicza do obliczenia niepewności dewiacji częstotliwości dla NE564

$s^2_{Uwy}$	$u_{cUwy}$	$s^2_a$	$u_{ca}$	$s^2_b$	$u_{cb}$
$\text{Hz}^2/\text{V}^2$	V	$\text{Hz}^2/\text{V}^2$	V	$\text{Hz}^4/\text{V}^2$	V/Hz
$450,43 \cdot 10^9$	0,0022	$450,43 \cdot 10^9$	$0,0526 \cdot 10^{-3}$	$U_{wy}^2 \cdot 2,03 \cdot 10^{23}$	$0,878 \cdot 10^{-9}$

$U_{wy} \gg a$ , dlatego wpływ  $a$  można w obliczeniach niepewności pominąć:

$$u_{c\Delta f} = \sqrt{\frac{1}{b^2} \cdot u_{cUwy}^2 + \frac{1}{b^2} \cdot u_{ca}^2 + \left(\frac{U_{wy}}{b^2}\right)^2 \cdot u_{cb}^2} = \sqrt{2180082 + 1247 + U_{wy}^2 \cdot 156489}.$$

Dla przykładowej wartości napięcia  $U_{wy} = 0,15$  V uzyskuje się niepewność całkowitą:  $u_{c\Delta f} = 1479$  Hz. Dewiacja częstotliwości:  $\Delta f = (98 \pm 2)$  kHz, prędkość obiektu w tym przypadku wynosi:

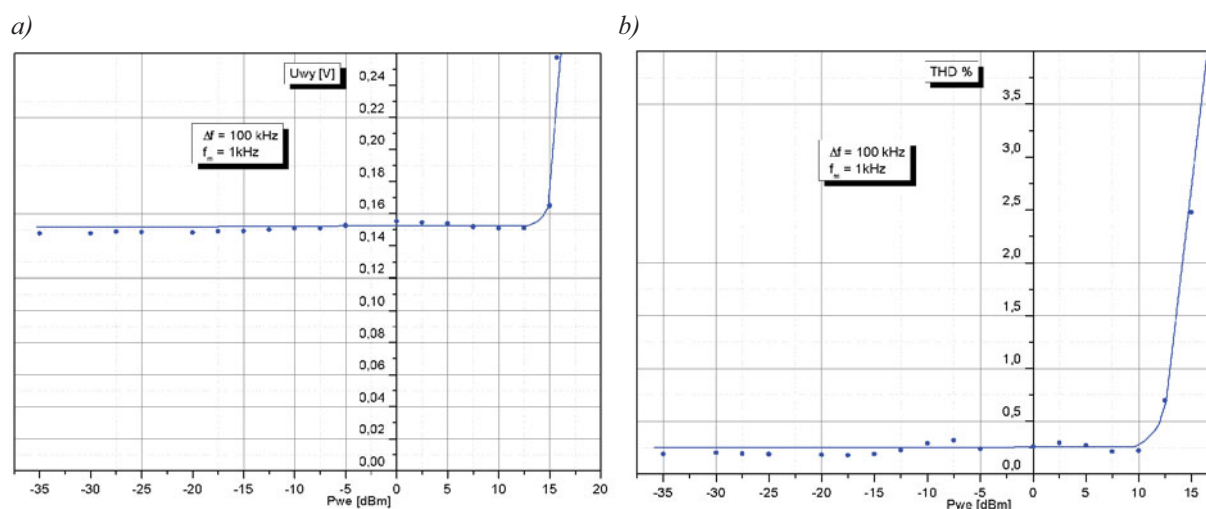
$$V = (76 \pm 2) \text{ mm/s}.$$

Charakterystyki demodulacji innych sekcji (tab. 4.15) wykonano dla  $n = 20$  punktów pomiarowych, (parametr  $k(\alpha) = t_{qm} = 2,878$ , dla  $\alpha = 0,99$  i  $m = 18$ ).

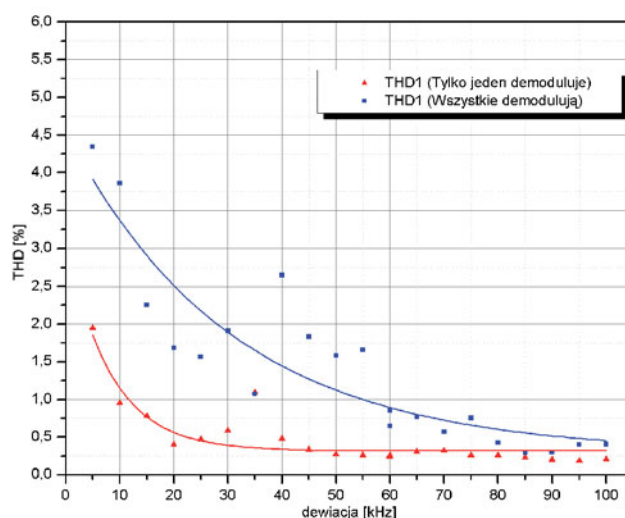
Tab. 4.15. Równania demodulatorów z układami NE564

Numer demodulatora	Równanie	$u_{ca}$	$u_{cb}$	r
		V	V/Hz	
1	$U_{wy} = 1,49 \cdot 10^{-6} \cdot \Delta f + 3,67 \cdot 10^{-3}$	$0,297 \cdot 10^{-3}$	$4,948 \cdot 10^{-9}$	0,99999
2	$U_{wy} = 1,49 \cdot 10^{-6} \cdot \Delta f + 3,71 \cdot 10^{-3}$	<b><math>0,053 \cdot 10^{-3}</math></b>	<b><math>0,878 \cdot 10^{-9}</math></b>	<b>0,99998</b>
3	$U_{wy} = 1,49 \cdot 10^{-6} \cdot \Delta f + 3,76 \cdot 10^{-3}$	$0,253 \cdot 10^{-3}$	$4,215 \cdot 10^{-9}$	0,99999
4	$U_{wy} = 1,49 \cdot 10^{-6} \cdot \Delta f + 3,63 \cdot 10^{-3}$	$0,264 \cdot 10^{-3}$	$4,402 \cdot 10^{-9}$	0,99999

Na rys. 4.53a przedstawiono charakterystykę  $U_{wy} = f(P_{we})$  dla demodulatora nr 4. Dla sygnału wejściowego o tych samych parametrach wykreślono na rys. 4.53b charakterystykę  $THD = f(P_{we})$ . Dla sygnału wejściowego o mocy mniejszej od  $-35$  dBm, w pętli nie dochodziło do synchronizacji.



Rys. 4.53. Charakterystyki: a)  $U_{wy} = f(P_{we})$ , b)  $THD = f(P_{we})$  dla NE564.



Rys. 4.54. Charakterystyka  $THD = f(\Delta f)$  dla sekcji 2 demodulatora z NE564.

Na rys. 4.54 wykreślono charakterystyki  $THD = f(\Delta f)$  dla napięcia wyjściowego sekcji 2 w sytuacji, gdy tylko do niej doprowadzono sygnał FM oraz w przypadku, gdy do pozostałych sekcji demodulujących doprowadzono sygnał wejściowy o innej dewiacji częstotliwości.

Wspólną cechą wszystkich zbudowanych czterokanałowych systemów demodulacji jest, że zniekształcenia w danym kanale zależą od pozostałych kanałów. Przenikanie zakłóceń spowodowane jest niedostatecznym ekranowaniem lub filtrowaniem zasilania, może również wynikać z topografii obwodów drukowanych. Ze względu na dużą czułość układów TDA7000 zdecydowano się na zastosowanie ekranów elektromagnetycznych, ale mimo ich zastosowania, można zauważyć (rys. 4.47b) wpływ sąsiednich kanałów demodulujących, zwłaszcza, gdy demodulują one inny sygnał. W przypadku tego układu pasożytnicze sprzężenie powodowało, że współczynnik zawartości harmonicznyc malał, (co nie świadczy o tym, że sygnał wyjściowy nie był wówczas bardziej zaszumiony). W demodulatorach wykorzystujących układy MC13155 zmniejszenie sprzężeń pomiędzy sekcjami uzyskano przez prostopadłe ustawianie sąsiadujących indukcyjności. Odporność na zakłócenia systemu demodulującego z pętlami synchronizacji fazowej (NE564) zwiększa się wraz ze wzrostem dewiacji częstotliwości sygnału wejściowego (sygnał błędu w pętli jest wówczas większy, a tym samym cały układ staje się mniej podatny na zakłócenia).

W poniższej tabeli (tab. 4.16) zebrano najistotniejsze, z punktu widzenia zastosowania w laserowo-światłowodowej wibrometrii, parametry zbudowanych systemów demodulacji.

Tab. 4.16. Najistotniejsze parametry zbudowanych systemów demodulacji

Demodulator	TDA7000	MC13155	NE564
Moc sygnału wejściowego <sup>(1)</sup> [dBm]	-85 ÷ -10	-30 ÷ 20	-35 ÷ 13
Zakres pomiaru prędkości [m/s]	0 ÷ 0,0775	0 ÷ 0,155 <sup>(2)</sup>	0,004 ÷ 5
Niepewność pomiaru prędkości [mm/s]	0,7	0,2	2
Zakres częstotliwości drgań [Hz]	0 ÷ 10·10 <sup>3</sup>	0 ÷ 2·10 <sup>6</sup> <sup>(3)</sup>	0 ÷ 10·10 <sup>3</sup> <sup>(3)</sup>
Współczynnik zawartości harmonicznyc THD [%]	< 2 (dla $\Delta f = 0 \div 50$ kHz)	< 1 (dla $\Delta f = 10 \div 100$ kHz)	< 0,5 (dla $\Delta f = 25 \div 100$ kHz)
Uwagi	do poprawnej pracy wymagana jest najmniejsza moc sygnału wejściowego	najdokładniejszy	dobry dla dużych prędkości drgań, najmniejsze zniekształcenia nieliniowe

<sup>(1)</sup> taka, że amplituda sygnału zdemodulowanego nie zmienia się o więcej niż 5 %

<sup>(2)</sup> dotyczy skonstruowanych przez autora demodulatorów bez rezystancji zmniejszającej dobroć obwodu rezonansowego

<sup>(3)</sup> pasmo ograniczone przez wzmacniacz wyjściowy lub filtr

#### 4.5. Przetwarzanie sygnałów wibrometrycznych

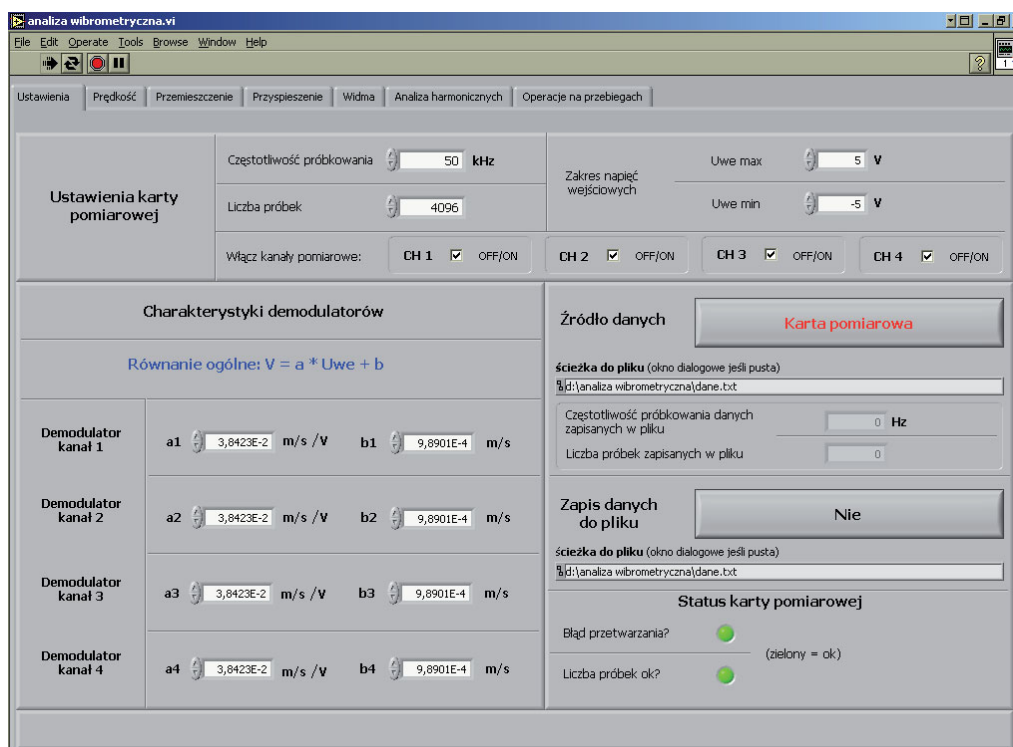
Wibrometr laserowy bezpośrednio mierzy prędkość obiektu. W celu uzyskania innych parametrów drgań (amplituda, przyspieszenie, widmo, itd.) konieczna jest dalsza obróbka sygnału zdemodulowanego. Całkując go otrzymuje się informację o przemieszczeniu, zaś różniczkując o przyspieszeniu. Przemieszczenie można wyznaczyć bez całkowania, demodulując fazę sygnału heterodynowania. Najczęściej wykorzystuje się do tego procesory

DSP (*Digital Signal Processor*), których zadaniem jest wytworzenie dwóch wzajemnie ortogonalnych sygnałów, wymnożenie ich z sygnałem heterodynowania, filtracja dolnoprzepustowa wyników oraz wyznaczanie fazy z zależności trygonometrycznych [4.17]. Widmo sygnału drgań wyznacza się poddając zdemodulowany i zamieniony na postać cyfrową sygnał dyskretnej transformacji Fouriera (*DFT*) [4.22], obliczaną najczęściej algorytmem *FFT* (*Fast Fourier Transform*) [4.23].

Na potrzeby akwizycji oraz analizy sygnałów ze zbudowanych wibrometrów laserowo-światłowodowych została utworzona przez autora aplikacja „*Analiza wibrometryczna*” działająca w środowisku LabView. Aplikacja może współpracować z różnymi kartami akwizycji danych, do testów użyto opisanej wcześniej karty: *NI DAQPad-6015*.

Aplikacja umożliwia akwizycję i analizę maksymalnie czterech sygnałów zdemodulowanych (liczbę kanałów można w prosty sposób rozbudować). Do komputera przesyłana jest zdefiniowana przez użytkownika liczba próbek, a następnie wszelkie operacje wykonywane są na tym właśnie zbiorze. Zbiór próbek można również zapisać do pliku, i przeprowadzać analizę bez podłączonej karty i wibrometru.

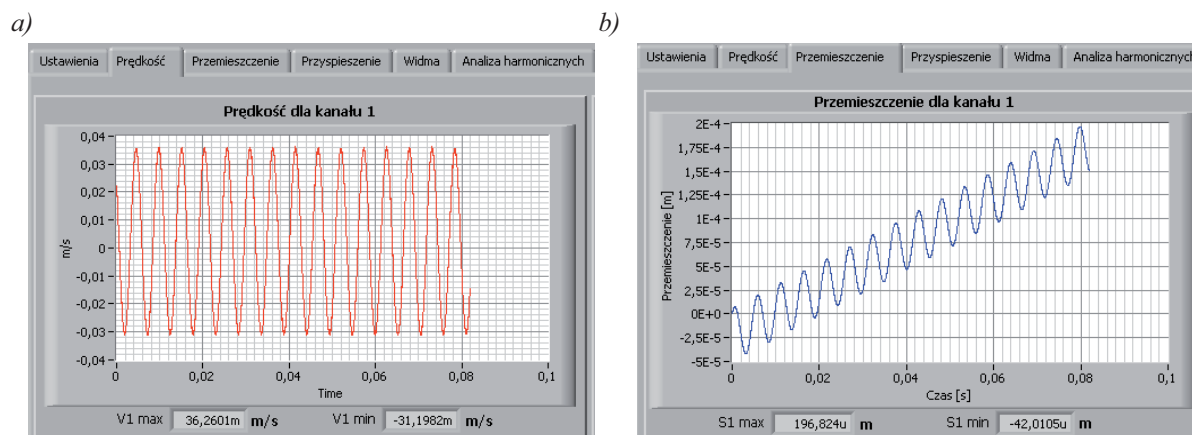
W programie można wyróżnić siedem zakładek. Zawartość pierwszej z nich przedstawiono na rys. 4.55.



Rys. 4.55. Panel sterujący programu „*Analiza wibrometryczna*”.

Użytkownik ustala w niej między innymi parametry próbkowania: częstotliwość i liczbę próbek, zakres napięć wejściowych, zaznacza aktywne kanały pomiarowe, podaje współczynniki prostej opisującej charakterystykę demodulacji, wybiera źródło danych. Na pierwszym panelu wyświetlana jest również informacja czy akwizycja danych przebiega poprawnie.

W kolejnych zakładkach zamieszczone są przebiegi: prędkości, przemieszczenia oraz przyspieszenia (rys. 4.56). Prędkość jest wyznaczana na podstawie znajomości napięcia wyjściowego demodulatora oraz znajomości charakterystyki demodulatora.



Rys. 4.56. Przykładowe przebiegi w programie „Analiza wibrometryczna”: a) prędkości, b) przemieszczenia.

Przemieszczenie obliczane przez numeryczne całkowanie przebiegu prędkości według algorytmu (dostępny standardowo w środowisku LabView):

$$y_i = \frac{1}{6} \sum_{j=0}^i (x_{j-1} + 4x_j + x_{j+1}) dt, \quad (4.28)$$

gdzie:  $i = 0, 1, 2, \dots, n-1$ ;  $n$  - liczba próbek,  $x_j$  - wartość  $j$  próbki,  $y_i$  - całka w przedziale  $[0, i]$ ,  $dt$  - okres próbkowania.

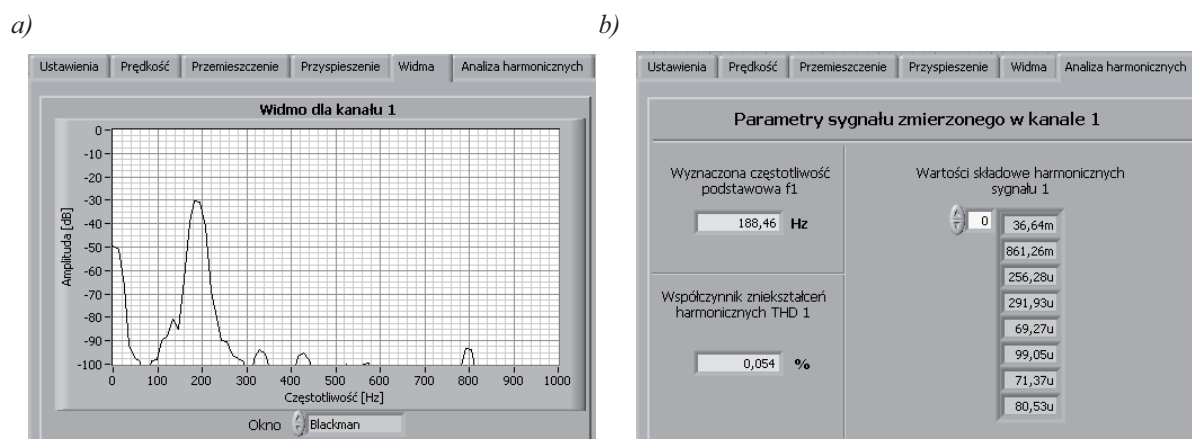
Informacje dotyczące dokładności stosowanych kwadratur, czyli wzorów numerycznych całkowania funkcji jednej zmiennej można znaleźć na przykład w książce Z. Kosmy [4.24].

Ponieważ testowy sygnał prędkości zawierał składową stałą (celową dodaną) przemieszczenie (rys. 4.56b), oprócz sinusoidalnej zmiany, doznaje również liniowego wzrostu. Pod wykresami wyświetlane są ekstremalne wartości prezentowanej wielkości.

Numeryczne różniczkowanie (obliczanie przyspieszenia) w programie „Analiza wibrometryczna” wykonywane jest również według algorytmu dostępnego w LabView:

$$y_i = \frac{1}{2dt} (x_{j+1} - x_{j-1}), \quad (4.29)$$

gdzie:  $y_i$  - wartość pochodnej w punkcie  $x_i$ .



Rys. 4.57. Program „Analiza wibrometryczna”: a) widmo, b) wartości amplitud sygnałów harmonicznym.

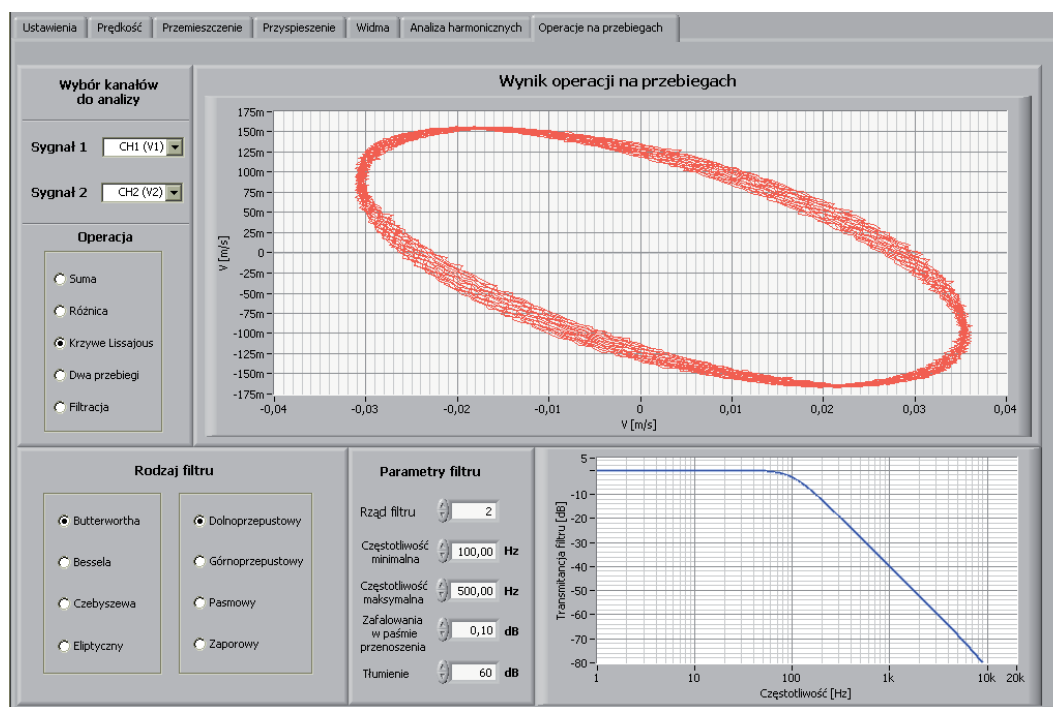


Zakładka „Przyspieszenie” wygląda bardzo podobnie do dwóch poprzednich.

Dwie kolejne zakładki: „Widma” oraz „Analiza harmonicznych” związane są z analizą widmową sygnału prędkości (rys. 4.57). Widmo wyznaczone jest algorytmem *FFT* (dostępny w LabView). Istnieje możliwość wyboru różnych okien (funkcji, przez które są mnożone próbki sygnału wejściowego, zanim zostaną poddane transformacji Fouriera), zastosowanie ich ma na celu poprawę rozdzielczości widm (zmniejszenie przecieku *DFT*) [4.25]. Odniesieniem dla skali decybelowej (0 dB) jest prędkość o wartości 1 m/s. W zakładce „Analiza harmonicznych” podane są wartości poszczególnych harmonicznych oraz wartość współczynnika *THD*.

Ostatnia zakładka „Operacje na przebiegach” (rys. 4.58) jest przeznaczona do analizy porównawczej sygnałów z dwóch kanałów wibrometru. Na wykresie zamieszczonym w tym oknie można obserwować:

- obydwa przebiegi prędkości jednocześnie,
- sumę lub różnicę dwóch przebiegów,
- wyświetlenie krzywych Lissajous, przydatne do analizy różnic fazowych pomiędzy dwoma sygnałami,
- przebieg prędkości po filtracji.



Rys. 4.58. Program „Analiza wibrometryczna widok zakładki „Operacje na przebiegach”.

Użytkownik może filtrować przebieg prędkości za pomocą czterech najbardziej popularnych filtrów cyfrowych [4.23, 4.25]. Istnieje możliwość wyboru rzędu filtru oraz innych parametrów (np. maksymalnego zafalowania w paśmie przenoszenia dla filtru Czebyszewa). Transmitancja filtru o parametrach ustalonych przez użytkownika jest widoczna w prawym, dolnym rogu tej zakładki.

## PODSUMOWANIE

Zaprezentowana praca ma charakter doświadczalny. Przedstawiono w niej nowe rozwiązania dotyczące światłowodowych systemów pomiarowych do detekcji promieniowania rozproszonego. Przede wszystkim dokonano praktycznej weryfikacji oryginalnej koncepcji, jaką jest zastosowanie techniki WDM do uzyskania wielokanałowej pracy urządzeń analizujących rozproszone, dopplerowsko przesunięte w częstotliwości promieniowanie laserowe. Uzyskane wyniki badań wielokanałowych wibrometrów światłowodowych, zarówno w wersji do wielopunktowej, jednoczesnej analizy, jak i do jednoczesnej analizy jednego punktu w kilku osiach potwierdziły słuszność tej idei.

Przebadanie tego pomysłu wymagało wykonania niezbędnych prac pomocniczych i przeanalizowania rozwiązań poszczególnych układów wchodzących w skład systemu do analizy światła rozproszonego.

Badania rozpoczęto od pomiarów charakterystyk rozpraszania. Ich analiza dostarczyła niezbędnych informacji do zaprojektowania głowicy kolimatorów oraz pokazała, że interfejs światłowodów – wolna przestrzeń złożony z kolimatorów pozwala na poprawną analizę drgań obiektu. W dalszej części pracy przebadano multiplekser i demultiplekser WDM, pod kątem zastosowania ich w wielokanałowych systemach do analizy światła rozproszonego. Otrzymane wyniki pozwoliły wnioskować o wystarczającej selektywności, na przykład przy rozdzielaniu kilku sygnałów propagowanych we wspólnym światłowodzie na poszczególne detektory. Następny obszar badawczy związany był z budową wzmacniacza EDFA. Zastosowanie tego wzmacniacza pozwala na zwiększenie poziomu sygnału docierającego do fotodetektora, a tym samym dystansu pomiędzy głowicą kolimatorów, a badanym obiektem. W układach wibrometrów z fotodetektorem bez wzmacniacza, zastosowanie EDFA było kluczowe, bez tego wzmacniacza użyteczny sygnał heterodynowania ginął w szumach. Przetwarzanie sygnałów optycznych na elektryczne zostało poddane szczegółowej analizie. Jej wyniki pozwoliły na zbudowanie fotodetektorów sprzężonych ze wzmacniaczami transimpedancyjnymi, które doskonale sprawdziły się w układach wibrometrycznych.

W wyniku optymalizacji konstrukcji światłowodowych wibrometrów, uzyskano bardzo dobry stosunek sygnału do szumu. Pozwoliło to na przeprowadzenie stosunkowo prostej demodulacji sygnału heterodynowania za pomocą układów stosowanych w technice radiowej.

Pomiary skonstruowanych systemów demodulacji dostarczyły informacji o dokładności przetwarzania za ich pomocą dewiacji sygnału heterodynowania na napięcie, a tym samym pozwoliły oszacować niepewność pomiarów prędkości wibrometrami światłowodowymi z nimi współpracującymi.

Podsumowując niniejszą pracę, za swoje osiągnięcia autor uważa:

1. Eksperymentalną weryfikację zastosowania techniki WDM do budowy wielokanałowych wibrometrów laserowo–światłowodowych.
2. Optymalizację układów światłowodowych interferometrów użytych do analizy rozproszonego światła laserowego pod kątem uzyskania najkorzystniejszego stosunku sygnał /szum.
3. Określenie źródła i wyeliminowanie (przez zmianę konfiguracji pracy) pasożytniczej modulacji amplitudy sygnału heterodynowania w interferometrach światłowodowych.
4. Budowę wibrometrów światłowodowych:
  - a) jednopunktowego,
  - b) do jednoczesnego pomiarów parametrów drgań w dwóch punktach,
  - c) do jednoczesnego pomiarów parametrów drgań punktu w dwóch osiach,
  - d) z cyrkulatorem optycznym.

5. Projekt i budowę:
  - a) sterowników do zasilania diod laserowych z możliwością regulacji prądu diody laserowej i temperatury jej podłoża,
  - b) światłowodowego wzmacniacza EDFA,
  - c) układu trzech fotodetektorów ze wzmacniaczami transimpedancyjnymi,
  - d) trzech różnych, czterokanałowych systemów demodulacji.
6. Utworzenie aplikacji w środowisku *LabView* współpracujących z kartą pomiarową do:
  - a) badania parametrów demodulatorów m. in.: wyznaczania charakterystyk demodulacji, zniekształceń nieliniowych,
  - b) wyznaczania na podstawie zdemodulowanego sygnału heterodynowania dodatkowych parametrów drgań, takich jak: przemieszczenie, przyspieszenie, widmo; wykonywania operacji na dwóch wybranych przebiegach, filtrowania sygnału, prezentacji i akwizycji wyników pomiaru.
7. Współautorstwo w dwóch zgłoszeniach patentowych (autorzy: K. M. Abramski, P. R. Kaczmarek, A. Wąż) o tym samym tytule: „Sposób pomiaru drgań i przemieszczeń obiektów oraz urządzenie do pomiaru drgań i przemieszczeń obiektów”. Dotyczą one światłowodowego wibrometru wielopunktowego (pierwsze zgłoszenie) i światłowodowego wibrometru mierzącego drgania punktu w wielu osiach (drugie zgłoszenie).
8. Udział w *Pierwszym Programie Stypendialnym ZPORR dla Doktorantów Politechniki Wrocławskiej*.
9. Pomoc w prowadzeniu magisterskich prac dyplomowych dziesięciu magistrantów (Magdalena Grzejdak, Rafał Stec, Marek Kuraś, Artur Klimowicz, Marek Hamryszczak, Piotr Szytler, Jacek Szalęga, Grzegorz Lont, Jarosław Hill, Paweł Kossowski).

Autor uważa, że wykorzystanie techniki WDM w budowie wielokanałowych systemów wibrometrycznych ma duże perspektywy. Otrzymane wyniki badań dotyczące tych systemów zainspirowały do podjęcia starań o dotacje na budowę prototypu przemysłowej wersji wielokanałowego wibrometru światłowodowego. Opracowanie takiego prototypu i wdrożenie urządzenia byłoby dla autora najlepszym zwieńczeniem jego wieloletniej pracy. Obserwując rynek podzespołów telekomunikacyjnych można stwierdzić, że ich cena ciągle maleje, a tym samym wibrometry światłowodowe stają się coraz bardziej atrakcyjne. Nie bez znaczenia jest duża elastyczność tych urządzeń, na przykład zwiększenie systemu o dodatkowy kanał pomiarowy wymaga dodania jedynie kolejnej diody laserowej, fotodetektora i demodulatora. Duży potencjał rozwojowy mają również światłowodowe wibrometry z cyrkulatorem, które można bez problemu wyposażyć w skaner wiązki laserowej. Obecnie planowane są badania dotyczące wyeliminowania szkodliwych odbić wstecznych od kolimatora przez zastosowanie optyki polaryzacyjnej. W perspektywie jest również zastąpienie analogowych torów demodulacji cyfrowymi wykorzystującymi procesory sygnałowe DSP.

## LITERATURA

### Rozdział I

- 1.1 J. Nowak, M. Zając, *Optyka. Kurs elementarny*, Oficyna wyd. PWr, Wrocław 1998.
- 1.2 P. Beckmann, A. Spizzichino, *The scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces*, Pergamon Press, New York, 1963.
- 1.3 M. Bennet, L. Mattson, *Introduction to Surface Roughness and Scattering*, Optical Society of America, Washington, D.C., 1989.
- 1.4 R. S. Sirohi (red.) *Speckle metrology*, Marcel Dekker Inc., New York, 1993.
- 1.5 T. A. Germer, *Measuring Interfacial Roughness by Polarized Optical Scattering*; rozdział w: *Light Scattering and Nanoscale Surface Roughness*, A. A. Maradudin (red.), Springer, New York, 2000.
- 1.6 J. W. Goodman, *Some fundamental properties of speckle*, Journal of the Optical Society of America, Vol. 66, No. 11, November 1976.
- 1.7 J. D. Rigden, E. I. Gordon, *The granularity of scattered optical maser light*, Proc. I. R. E., 50, 2367-2368, 1962.
- 1.8 B. M. Oliver, *Sparkling spots and random diffraction*, Proc. IEEE, 51, 220 – 221, 1963.
- 1.9 H. Fujii, T. Asakura, and Y. Shindo, *Measurement of surface roughness properties by using image speckle contrast*, J. Opt. Soc. Am. 66, 1217 – 1221 (1976).
- 1.10 D. Leger, E. Mathieu, and J. C. Perrin, *Optical surface roughness determination using speckle correlation technique*, Appl. Opt. 14, 872 – 877 (1975).
- 1.11 M. Francon, *Laser speckle and applications in optics*, Academic Press, New York, 1979.
- 1.12 J. W. Goodman, *Statistical properties of laser speckle patterns*, Tech. Rep. SEL-63-140 (TR2303-1) Stanford Univ. Electronics Labs, 1963.
- 1.13 J. W. Goodman, *Statistical Optics*, Wiley, New York, 1985.
- 1.14 X. Fang, J. Chen, *Statistical theory to holographic and speckle metrology*, SPIE, Vol. 2866, p. 291-296.
- 1.15 I. D. Tullis, N. A. Halliwell, S. J. Rothberg, *Spatially integrated speckle intensity: maximum resistance to decorrelation caused by in-plane target displacement*, Applied Optics, Vol. 37, Nr 30, 1998.
- 1.16 K. J. Gasvik, *Optical Metrology*, J. Willey&Sons, Ltd., England, 2002.
- 1.17 F. P. Chiang, J. Adachi, R. Anastasi, and J. Beatty, *Subjective laser speckle method and its applications to solid mechanics problems*, Optical Engineering, 21, 379 – 390, 1982.
- 1.18 S. Rothberg, B. Halkon, *Laser vibrometry meets laser speckle*, SPIE Vol. 5503, p. 280 – 291.
- 1.19 D. Halliday, R. Resnick, *Fizyka*, PWN, Wrocław, 1967.
- 1.20 R. P. Feynman, R. B. Leighton, M. Sanos, *Feynmana wykłady z fizyki*, tom 1.2, PWN, Warszawa, 2003.
- 1.21 B. Ziętek, *Optoelektronika*, Wydawnictwo Uniwersytetu Mikołaja Kopernika, Toruń 2005.
- 1.22 H. Ghafouri-Shiraz, *Distributed Feedback Laser Diodes and Optical Tunable Filters*, Willey, England, 2003.
- 1.23 F. Kaczmarek, *Wstęp do fizyki laserów*, PWN, Warszawa 1986.
- 1.24 E. Hecht, *Theory and problems of optics*, McGraw-Hill, INC., USA, 1975.
- 1.25 T. Okoshi, K. Kikuchi, N. Nakayama, *A novel method for high revolution measurement of laser output spectrum*, Electron. Lett., 16, 630-631, 1980.
- 1.26 K. M. Abramski, W. Rodzen, P. R. Kaczmarek, L. Czurak, A. Budnicki, *Laser diode linewidth measurements*, ICTON 2003 Conference proceedings, Warsaw, September 2003, p. 87-90.
- 1.27 P. Hobbs, *Building Electro-Optical Systems, Making it All Work*, John Wiley & Sons, Inc., New York, 2000.

- 1.28 Nota aplikacyjna sterownika diod laserowych LDD200 oraz kontrolera temperatury HTC3000, strona producenta: <http://www.teamwavelength.com>.
- 1.29 P. R. Kaczmarek, M. Kazimierski, A. Wąż, K. M. Abramski, *Laser – Fibre Vibrometry/Velocimetry Using Telecommunication Devices*, A.I.V.E.L.A. 2004 “Vibration Measurements by Laser Techniques: Advances and Applications”, Ancona 21 – 25 June 2004, SPIE vol. 5503, p. 329 – 33.
- 1.30 M. Buren, N. A. Riza, *Foundations for low-loss fiber gradient-index lens pair coupling with the self imaging mechanism*, Applied Optics, vol. 42, No. 3, 2003.
- 1.31 K. M. Abramski, P.R. Kaczmarek, A. Wąż: *WDM Network for Multipoint Analysis of Scattered Laser Radiation*, Proceedings of 2006 ICTON 2006, 8th International Conference on Transparent Optical Network, Volume 1 p. 195 – 197.
- 1.32 A. Waz, P.R. Kaczmarek, K. M. Abramski: *Detection of scattered light in fiber-free space-object configurations*, Proceedings of 2007 ICTON 2007, 9th International Conference on Transparent Optical Network, Volume 4 p. 223 – 226.

## Rozdział II

- 2.1 K. C. Kao, G. A. Hockm, *Dielectric fiber surface waveguides for optical frequencies*, Proc. IEEE, t. 113, 1966.
- 2.2 G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communications Systems*, third edition, John Wiley & Sons, Inc., New York, 2002.
- 2.3 C.A. Brackett, *Dense Wavelength Division Multiplexing Networks: Principles and Applications*, IEEE J. Sel. Areas Commun., vol. 8, p. 948-964, 1990.
- 2.4 H. J. Lee, G. Y. Lyu, S. Y. Park, *Multichannel wavelength locking using transmission peaks of an AWG for multichannel optical transmission systems*, IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 10, p. 276-278, 1998.
- 2.5 P. A. Rosher and A. R. Hunwicks, *The analysis of crosstalk in multichannel wavelength division multiplexed optical transmission systems and its impact on multiplexor design*, IEEE Journal on Sel. Areas in Commun., vol. 8, p. 1108-1114, 1990.
- 2.6 E. L. Goldstein, L. Eskildsen, *Scaling limitation in transparent optical networks due to low-level crosstalk*, IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 7, p. 93-94, 1995.
- 2.7 K. A. McGreer, *Tunable planar concave grating demultiplexers*, IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 8, p. 551 – 553, 1996.
- 2.8 D. Wisely, *32 Channel WDM Multiplexer with 1 nm Channel Spacing and 0.7 nm Bandwidth*, Electronics Letters, vol. 27, No. 6 (Mar. 14, 1991).
- 2.9 B. H. Verbeek, C. H. Henry, N. A. Olsson, K. J. Orłowski, R. F. Kazarinov, B. H. Johnson, *Integrated four-channel Mach-Zehnder multi/demultiplexer fabricated with phosphorous doped SiO<sub>2</sub> waveguides on Si*, J. Lightwave Technol., vol. 6, p. 1011 – 1015, 1988.
- 2.10 Ch. K. Madsen, J. H. Zhao, *Optical Filter Design and Analysis: A Signal Processing Approach*, John Wiley & Sons, Inc., New York 1999.
- 2.11 H. J. Dutton, *Understanding Optical Communications*, wyd. IBM, 1998.
- 2.12 J. Hecht, *Understanding Fiber Optics*, Pearson Prentice Hall, New Jersey 2002.
- 2.13 P. R. Kaczmarek, M. Kazimierski, A. Wąż, K. M. Abramski, *Laser – Fibre Vibrometry/Velocimetry Using Telecommunication Devices*, A.I.V.E.L.A. 2004 “Vibration Measurements by Laser Techniques: Advances and Applications”, Ancona 21 – 25 June 2004, SPIE vol. 5503, p. 329 – 332.
- 2.14 P. R. Kaczmarek, *Analiza rozproszonego promieniowania laserowego z wykorzystaniem wzmacniaczy światłowodowych*, praca doktorska, raport nr I28/04/P-014, Wrocław 2004.
- 2.15 B. Culshaw, *Optical fibre sensing and signal processing*, Peter Peregrinus Ltd., London 1984.
- 2.16 I.C. Chang, *Acousto-optic devices and applications*; rozdział w: *Handbook of optics*, vol. II, M. Bass (red.), McGraw-Hill Inc., New York, 1995.
- 2.17 C. V. Raman, N. S. Nagendra Nath, *The diffraction of light by high frequency sound waves*, Proc. Ind. Acad. Sci., vol. 2, pp. 406-420, 1935.



- 2.18 W. R. Klein, B. D. Cook, *Unified approach to ultrasonic light diffraction*, IEEE Transaction on sonics and ultrasonics, vol. SU-14, pp. 123-134, 1967.
- 2.19 A. Korpel, *Acousto-optics*, wyd. II, Marcel Dekker, Inc. New York, 1997.
- 2.20 E. R. Mustiel, W. N. Parygin, *Metody modulacji światła*, PWN, Warszawa 1974.
- 2.21 C. J. Koester, E. Snitzer: *Amplification in a fiber laser*, Appl. Opt. 3, No 10, pp. 1182-1186, 1964.
- 2.22 S. B. Poole, D. N. Payne, R. J. Mears, M. E. Fermann, R. I. Laming, *Fabrication and characterization of low-loss optical fibers containing rare-earth ions*, J. Lightwave Technol. 4, pp. 870-875, 1986.
- 2.23 E. Desurvire, *Erbium-doped fiber amplifiers. Principles and applications*, Willey, New York, 1994.
- 2.24 P. P. Smyth, R. Wyatt, A. Fidler, P. Eardley, A. Sayles, S. Craig-Ryan, *152 photons per bit detection at 622 Mbit/s to 2.5 Gbit/s using an erbium fibre preamplifier*, Electron. Lett., vol. 26, pp. 1604-1605, 1990.
- 2.25 R. C. Steele, G. R. Walker, N. G. Walker, *Sensitivity of optically preamplifiers receivers with optical filtering*, IEEE, Photon. Technol. Lett., vol. 3, pp. 545 – 547, 1991.
- 2.26 T. Saito, Y. Sunohara, K. Fukagai, S. Ishikawa, N. Henmi, S. Fujita, Y. Aoki, *High Receiver Sensitivity at 10 Gb/s using an Er-doped fiber preamplifier pumped with a 0.98  $\mu\text{m}$  laser diode*, IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 3, no. 6, pp. 551-553, 1991.
- 2.27 E. Desurvire, *Erbium-doped fiber amplifiers: basic physics and theoretical modeling*, Int. J. High-Speed electron., vol. 2, no 1-2, 89, 1991.
- 2.28 B. Pedersen, B. A. Thompson, S. Zemon, W. J. Miniscalco, T. Wei, *Power requirements for Erbium-Doped Fiber Amplifiers Pumped in the 800, 980, and 1480 nm bands*, IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 4, no. 1, pp. 46-49, 1992.
- 2.29 M. Shimizu, M. Yamada, H. Horiguchi, T. Takeshita, M. Okayasu, *Erbium-doped amplifiers with an extremely high gain coefficient of 11.0 dB/mW*, Electron. Lett. 26, 1641-1643 (1990).
- 2.30 A. Budnicki, *Telekomunikacyjne lasery światłowodowe*, praca doktorska, raport nr I28/06/P-019, Wrocław 2006.
- 2.31 M. C. Farries, C. M. Ragdale, C. D. Reid, *Broadband chirped fibre Bragg filters for pump rejection and recycling in erbium-doped fibre amplifiers*, Electron. Lett., vol. 28, no 5, pp. 487 – 489, 1992.
- 2.32 E. Säckinger, *Broadband Circuits for Optical Fiber Communications*, Willey, 2005.
- 2.33 ANDO AQ6317B, *Optical Spectrum Analyzer Instruction Manual*, Ando Electric Co., LTD, Tokyo 2000.
- 2.34 M. Tiesler, *Modelowanie podstawowych parametrów wzmacniaczy światłowodowych typu EDFA*, praca doktorska, Instytut Telekomunikacji i Akustyki Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 2002.

### Rozdział III

- 3.1 D. Allen, S. M. Bennet, J Brunner, R. D. Dyott, *A low cost fiber optic gyro for land navigation*, SPIE, 2292, pp. 203 - 217, 1994.
- 3.2 A. Wąż, P. R. Kaczmarek, K. M. Abramski, *Coherent detection of scattered laser beams*, DGaO, Wrocław 17-20 May, 2005, materiały konferencyjne ([http://www.dgao-proceedings.de/download/106/106\\_p38.pdf](http://www.dgao-proceedings.de/download/106/106_p38.pdf)).
- 3.3 K.M. Abramski, P. R. Kaczmarek, T. Rogowski, A. Antończak.: *Heterodyne laser vibrometry*, SPIE vol. 4072, pp. 37 – 41, 2000.
- 3.4 P. R. Kaczmarek, T. Rogowski, *Dopplerowski wibrometr laserowy*, praca dyplomowa magisterska, Wrocław 2000.
- 3.5 O. Selvo, *Principles of lasers*, wyd. 4, Plenum Press, New York, 1998.
- 3.6 J. F. Dorigi, S. Krishnaswamy, J. D. Achenbach, *Stabilization of embedded fiber optic Fabry-Perot Sensors for ultrasound detection*, IEEE Transactions on ultrasonic, ferroelectrics and frequency control, vol. 42, No. 5, September 1995.

- 3.7 K. Dong Oh, J. Ranade, V. Arya, A. Wang, R. O. Claus, *Optical fiber Fabry-Perot interferometric sensor for magnetic field measurement*, IEEE, Photon. Technol. Lett., vol. 9, No. 6, June 1997.
- 3.8 E. Säcker, *Broadband Circuits for Optical Fiber Communications*, chapter 3, Wiley, 2005.
- 3.9 R. S. Tucker, A. J. Taylor, C. A. Burrus, G. Eisenstein, J. M. Wiesenfeld, *Coaxially mounted 67 GHz bandwidth InGaAs PIN photodiode*, Electron. Lett., vol. 22, Aug. 1986, pp. 917-918.
- 3.10 W. R. Bennet, *Electrical Noise*, McGraw-Hill, New York, 1960.
- 3.11 F. N. Robinson, *Noise and Fluctuations in Electronic Devices and Circuits*, Oxford University Press, Oxford, 1974.
- 3.12 J. Szbatin, *Podstawy teorii sygnałów*, wyd. 4, WKŁ, Warszawa 2003.
- 3.13 W. Schottky, *Über spontane Stromschwankungen in verschiedenen Elektrizitätsleitern*, Ann. Phys. 57, 541, 1918.
- 3.14 J. B. Johnson, *Thermal agitation of electricity in conductors*, Physical Rev. 32, pp. 97 -109, 1928.
- 3.15 H. Nyquist, *Thermal agitation of electric charge in conductors*, Physical Rev. 32, pp. 110 - 113 , 1928.
- 3.16 L. Kazovsky, S. Benedetto, A. Willner, *Optical Fiber Communications Systems*, rozdziały 2,3, Artech House, 1996.
- 3.17 A. Guziński, *Liniowe elektroniczne układy analogowe*, WNT, Warszawa 1993.
- 3.18 U. Tietze, Ch. Schenk, *Układy półprzewodnikowe*, WNT, Warszawa 1996.
- 3.19 Z. Kulka, M. Nadachowski, *Zastosowania wzmacniaczy operacyjnych*, WNT, Warszawa 1986.
- 3.20 C. Ciofi, F. Crupi, C. Pace, G. Scandurra, *How to enlarge the bandwidth without increasing the noise in OP-AMP-based transimpedance amplifier*, IEEE Trans. on Instrument. and Measur., vol. 55, No. 3, June 2006.
- 3.21 M. Abraham, *Design of Butterworth-type transimpedance and Bootstrap-transimpedance preamplifiers for fiber-optic receivers*, IEEE Trans. on Circuit and Systems., vol. cas-29, No. 6, June 2002.
- 3.22 W. Jung (editor), *Op Amp Applications Handbook*, chapter 4 (High Impedance Sensors), Elsevier, USA 2005.
- 3.23 C. Ciofi, F. Crupi, C. Pace, G. Scandurra, M. Patane, *A new topology for the realization of very noise wide-bandwidth transimpedance amplifier*, IEEE Trans. on Instrument. and Measur., vol. 56, No. 5, October 2007.
- 3.24 K.M. Abramski, P.R. Kaczmarek, A. Wąż, *WDM Network for Multipoint Analysis of Scattered Laser Radiation*, Proceedings of 2006 ICTON 2006, 8th International Conference on Transparent Optical Network, Volume 1 p. 195 – 197.
- 3.25 K. Bendel, M. Fischer, M. Schüssler, *Vibrational analysis of power tools using a novel three dimensional scanning vibrometer*, Proc. SPIE, vol 5503, pp. 177-184, 2004
- 3.26 R. Stec, *Optogalwaniczne skanery wiązki laserowej w wibrometrze laserowym*, praca dyplomowa magisterska, Wrocław 2005.

#### Rozdział IV

- 4.1 M. Niedźwiecki, M. Rasiukiewicz, *Nieliniowe elektroniczne układy analogowe*, WNT, Warszawa, 1991.
- 4.2 A.Wąż, P. R. Kaczmarek, K. M. Abramski, *Coherent detection of scattered laser beams*, DGaO, Wrocław 17-20 May, 2005, materiały konferencyjne ([http://www.dgao-proceedings.de/download/106/106\\_p38.pdf](http://www.dgao-proceedings.de/download/106/106_p38.pdf)).
- 4.3 Nota aplikacyjna układu TDA7000, <http://www.semiconductors.philips.com>.
- 4.4 T. Bogdan, *Urządzenia radiowe*, WSiP, Warszawa, 1991.
- 4.5 P. Horowitz, W. Hill, *Sztuka elektroniki*, WKŁ, wyd. 8, Warszawa, 2006.
- 4.6 Nota aplikacyjna układu MC13155, <http://www.motorola.com>.

- 4.7 J. Baranowski, G. Czajkowski: *Układy elektroniczne cz. II – Układy analogowe nieliniowe i impulsowe*, WNT, Warszawa 1998.
- 4.8 Nota aplikacyjna układu NE564, <http://www.semiconductors.philips.com>.
- 4.9 Garner F. M., Heck J. F., *Angle modulation limits of a noise-free phase lock loop*, IEEE Trans. on communications, vol. COM-26, No. 8, 1978, pp. 1129-1136.
- 4.10 D. Turzeniecka, *Ocena niepewności wyniku pomiarów*, wyd. Politechniki Poznańskiej, Poznań 1997.
- 4.11 *Guide to the expression of uncertainty in measurements*, ISO/IEC/OIML/BIPM, 1993.
- 4.12 H. J. von Martens, *Evaluation of Uncertainty in Interferometric Vibration Measurement*, proc. SPIE, vol. 4072 (2000), pp. 82 – 101.
- 4.13 B. Payene, D. Evans, *Error in accelerometer calibration using laser interferometry due to harmonic distortion and cross motion in the applied motion*, proc. SPIE, vol. 4072 (2000), pp. 102 – 105.
- 4.14 K. Ueda, T. Usuda, T. Ishigami, T. Kurosawa, *The current status of measurement standards for vibration and shock in NRLM (National Research Laboratory of Metrology of Japan)*, proc. SPIE, vol. 4072 (2000), pp. 113 – 123.
- 4.15 T. Usuda, A. Ohta, T. Ishigami, O. Fuchiwaki, D. Misaki, H. Aoyama, S. Sato, *The current progress of measurement standards for vibration in NMIJ/AIST*, proc. SPIE, vol. 5503 (2004), pp. 30 – 38.
- 4.16 Nota aplikacyjna dotycząca generatora zasilającego akustooptyczny modulator Bragga: <http://www.isomet.com>.
- 4.17 M. Bauer, F. Ritter, G. Siegmund, *High-precision laser vibrometers based on digital Doppler-signal processing*, proc. SPIE, vol. 4827 (2002), pp. 50 – 61.
- 4.18 *Generator UKF*, Praktyczny Elektronik nr 7/1999, str. 13-17.
- 4.19 J. G. Webser (red.), *The Measurement, Instrumentation and Sensors Handbook*, CRC Press, 1999.
- 4.20 R. Keith Mobley: *Vibration Fundamentals*, Newnes, 1999.
- 4.21 R. C. Dorf (red.): *The Electrical Engineering Handbook*, CRC Press, 2000.
- 4.22 M. Schüssler, M. Wörtge, *Solution for leakage problems with multi-sine excitation*, proc. SPIE, vol. 4072 (2000), pp. 354 – 360.
- 4.23 T. Zieliński, *Cyfrowe przetwarzanie sygnałów*, WKŁ, Warszawa 2005.
- 4.24 Z. Kosma, *Metody numeryczne dla zastosowań inżynierskich*, Wyd. Politechniki Radomskiej, Radom 1999.
- 4.25 R. G. Lyons, *Wprowadzenie do cyfrowego przetwarzania sygnałów*, WKŁ, Warszawa 2000.