

Politechnika Wrocławska

Instytut Telekomunikacji i Akustyki

Raport nr

Laserowy wzorzec częstotliwości

Sławomir Sambor

Rozprawa doktorska

Promotor:

prof. dr hab. inż. Romuald Nowicki

Wrocław 2001

Spis Treści

1. WSTĘP	4
2. METODY STABILIZACJI CZĘSTOTLIWOŚCI LASERÓW GAZOWYCH	7
2.1 BIERNA STABILIZACJA CZĘSTOTLIWOŚCI	7
2.2 AKTYWNA STABILIZACJA CZĘSTOTLIWOŚCI	7
2.3 PRZYKŁADY UKŁADÓW STABILIZACJI CZĘSTOTLIWOŚCI LASERÓW	8
2.3.1 Stabilizacja na centrum krzywej wzmocnienia lasera	8
2.3.2 Stabilizacja częstotliwości lasera w oparciu o równowagę mocy dwu składowych	11
2.3.3 Stabilizacja metodą spektroskopii modulacyjnej	14
3. ZJAWISKO NASYCALNEJ ABSORPCJI	17
3.1 MECHANIZM POWSTAWANIA ZJAWISKA NASYCALNEJ ABSORPCJI	17
3.2 TEORIA LASERA GAZOWEGO Z WEWNĘTRZNĄ KOMÓRKĄ ABSORPCYJNĄ	19
3.2.1 Warunek generacji	19
3.2.2 Parametry piku mocy	22
3.3 PODSUMOWANIE	24
4. BADANIE PARAMETRÓW PIKÓW MOCY	25
4.1 PIERWSZA, DRUGA I TRZECIA POCHODNA KRZYWEJ WZMOCNIENIA LASERA Z PIKIEM ABSORPCYJNYM	25
4.2 STANOWISKO DO OBSERWACJI I BADANIA PARAMETRÓW PIKÓW ABSORPCYJNYCH METODĄ PIERWSZEJ I TRZECIEJ HARMONICZNEJ	33
4.3 ODCZYT PARAMETRÓW PIKU MOCY Z OBRAZU TRZECIEJ HARMONICZNEJ	36
4.3.1 Odczyt szerokości połówkowej piku	36
4.3.2 Odczyt wysokości piku	39
4.4 PODSUMOWANIE	42
5. DEFINICJA STAŁOŚCI CZĘSTOTLIWOŚCI I SPOSOBY JEJ OCENY	43
5.1 UWAGI WSTĘPNE	43
5.2 DEFINICJA STABILNOŚCI CZĘSTOTLIWOŚCI W DZIEDZINIE CZĘSTOTLIWOŚCIOWEJ	46
5.3 DEFINICJA STABILNOŚCI CZĘSTOTLIWOŚCI W DZIEDZINIE CZASOWEJ	46
5.4 POMIAR STABILNOŚCI CZĘSTOTLIWOŚCI LASERÓW METODĄ ZDUDNIANIA	48
6. LASER STABILIZOWANY METODĄ TRZECIEJ HARMONICZNEJ	50
6.1 KONSTRUKCJA REZONATORA	51
6.2 UKŁAD ZASILANIA LASERA	52
6.3 GENERATOR	52
6.4 DETEKTOR	57

6.5 WZMACNIACZ SELEKTYWNY	58
6.6 DETEKTOR FAZOCZUŁY	60
6.7 WZMACNIACZ WYSOKONAPIĘCIOWY	61
6.8 UKŁAD STABILIZACJI TEMPERATURY ZIMNEGO PALCA KOMÓRKI.....	63
6.9 SYSTEM MIKROPROCESOROWY	65
7. OPROGRAMOWANIE.....	68
7.1 METODA AUTOMATYCZNEGO STROJENIA NA WYBRANY PIK	69
7.2 STABILIZACJA TEMPERATURY „ZIMNEGO PALCA” KOMÓRKI Z PARAMI JODU.....	73
7.3 PODSUMOWANIE	75
8. BADANIA PORÓWNAWCZE ZBUDOWANYCH WZORCÓW CZĘSTOTLIWOŚCI	76
8.1 STANOWISKO DO BADANIA LASERÓW METODĄ HETERODYNOWĄ.....	76
8.2 ZALEŻNOŚĆ STABILNOŚCI I POWTARZALNOŚCI OD PARAMETRÓW PRACY LASERA.....	77
8.3 POMIAR STABILNOŚCI CZĘSTOTLIWOŚCI.....	81
8.4 POMIAR ODTWARZALNOŚCI CZĘSTOTLIWOŚCI WZORCA.....	82
POMIARY POWTARZALNOŚCI CZĘSTOTLIWOŚCI WZORCA.....	83
8.6 POMIARY STABILNOŚCI CZĘSTOTLIWOŚCI LASERÓW HeNe.....	84
9. PODSUMOWANIE.....	86
LITERATURA.....	89

1. Wstęp

W stosowanych coraz częściej interferometrach wzorcem długości jest długość fali promieniowania laserowego. Aby zapewnić odpowiednio wysoką dokładność pomiaru, długość fali nie może się zmieniać, czyli laser używany do pomiarów interferencyjnych powinien charakteryzować się odpowiednio wysoką stabilnością częstotliwości. Aby ocenić stabilność częstotliwości konieczne jest posiadanie wzorca częstotliwości o co najmniej o rząd większej stabilności.

W 1983 roku Międzynarodowy Komitet Miar i Wag (CIPM) określił źródła promieniowania, które mogą być użyte jako wzorce częstotliwości, jednym z nich jest promieniowanie lasera He-He stabilizowanego na linii absorpcyjnej jodu $^{127}\text{I}_2$. Dla zastosowania tego lasera jako wzorca odniesienia w pomiarach długości wymagana jest dokładność odtwarzania długości fali rzędu $5 \cdot 10^{-11}$ [1].

Oprócz wymagań postawionych przez CIPM laser stosowany do badania układów interferometrów powinien charakteryzować się zwartą konstrukcją umożliwiającą łatwe przeniesienie, oraz zapewniającą nierozjustowywanie się lasera. Jednocześnie laser wzorcowy powinien być łatwy w obsłudze i aby zmniejszyć błędy wynikłe z pracy operatora, maksymalnie zautomatyzowany.

Cel naukowy:

Badania i analiza czynników wpływających na stabilność częstotliwości laserowego wzorca częstotliwości HeNe/ $^{127}\text{I}_2$

Cel praktyczny:

Opracowanie przenośnego i zautomatyzowanego wzorca częstotliwości do badań interferometrów laserowych i do konstrukcji grawitometrów absolutnych.

Teza pracy:

Zastosowanie automatycznej procedury rozpoznawania pików absorpcyjnych i wyeliminowanie czynnika ludzkiego w procesie ustawiania i optymalizacji parametrów pętli stabilizacji zwiększa powtarzalność i odtwarzalność wzorca.

Rozdział drugi dysertacji zawiera przegląd literaturowy metod stabilizacji laserów gazowych. Przedstawiono w nim zarówno metody klasyczne, jak również nowoczesne metody

opracowane w wyniku programów badawczych finansowanych przez KBN i Unię Europejską. Omówiono w nim również czynniki destabilizujące częstotliwość lasera.

W rozdziale trzecim omówiono zjawisko nasycalnej absorpcji w gazach molekularnych. Przedstawiono zarys teorii lasera gazowego z wewnętrzną komórką absorpcyjną opracowanej przez Greensteina. Teoria ta umożliwia znalezienie bardzo istotnych zależności, opisujących wpływ mocy promieniowania, ciśnienia gazu absorpcyjnego na parametry piku mocy, a co za tym idzie na stabilność częstotliwości lasera.

Rozdział czwarty poświęcono na omówienie zagadnień badania parametrów pików mocy. Omówiono pierwszą, drugą i trzecią pochodną krzywej mocy z pikiem, oraz ich przydatność do stabilizacji częstotliwości lasera. Rozważono również zjawisko asymetrii piku mocy. Rozdział ten zawiera również opis stanowiska do badania parametrów piku metodą trzeciej harmonicznej. Podano w nim również sposób określenia parametrów piku z obrazu trzeciej harmonicznej krzywej mocy.

W rozdziale piątym zawarto definicję stałości, powtarzalności i odtwarzalności częstotliwości lasera. Przedstawiono również sposoby oceny tych parametrów.

Rozdział szósty zawiera opis konstrukcji mechanicznej lasera zapewniającej wysoką bierną stabilność częstotliwości. Konstrukcja ta zapewnia również niewrażliwość na rozjustowanie lasera podczas transportu. W rozdziale tym omówiono również elektroniczną pętlę stabilizacji częstotliwości lasera. Omówiono w nim generator częstotliwości podstrajania i częstotliwości odniesienia, detektor promieniowania wraz ze wzmacniaczem selektywnym, układ detektora fazoczułego, wzmacniacz wysokonapięciowy, układ stabilizacji temperatury „zimnego palca” komórki absorpcyjnej oraz system mikroprocesorowy nadzorujący pracę urządzenia.

W rozdziale siódmym poświęconym oprogramowaniu systemu mikroprocesorowego omówiono nową metodę automatycznego strojenia na wybrany pik absorpcyjny, oraz procedury stabilizacji temperatury w regulatorze typu PID.

Rozdział ósmy zawiera opis stanowiska do badania parametrów lasera metodą heterodynową. W rozdziale tym przedstawiono również wyniki badań porównawczych dwóch laserowych wzorców częstotliwości zbudowanych przez autora, a także wyniki porównania tych wzorców z laserami pracującymi w Głównym Urzędzie Miar w Warszawie. Określono stabilność, powtarzalność i odtwarzalność częstotliwości wzorców. Wyznaczono zależność zmian częstotliwości wzorca od następujących parametrów: ciśnienie par jodu (temperatura „zimnego palca” komórki absorpcyjnej), mocy lasera oraz głębokości modulacji mocy lasera.

W ostatnim rozdziale przedstawiono wnioski, oraz podsumowano naukowe i techniczne osiągnięcia autora.

2. Metody stabilizacji częstotliwości laserów gazowych

2.1 Bierna stabilizacja częstotliwości

Na stabilność częstotliwości generatora laserowego duży wpływ wywierają czynniki zewnętrzne takie, jak parametry atmosfery (temperatura, ciśnienie, wilgotność) [5], drgania mechaniczne [6], hałas [7], zewnętrzne pola elektromagnetyczne [11], fluktuację prądu wyładowania [8], [9], [10], itp. Bierna stabilizacja częstotliwości polega na wyeliminowaniu wpływu tych niekorzystnych czynników.

W celu wyeliminowania wpływu drgań mechanicznych i zmian warunków atmosferycznych stosuje się stabilne mechanicznie rezonatory wykonane z materiałów o bardzo małym współczynniku rozszerzalności termicznej, tj. inwar ($\alpha = 1,6 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$), kwarc topiony ($\alpha = 0,6 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$) lub szkła ceramiczne: cer-vit i zero-dur ($\alpha < 1 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$).

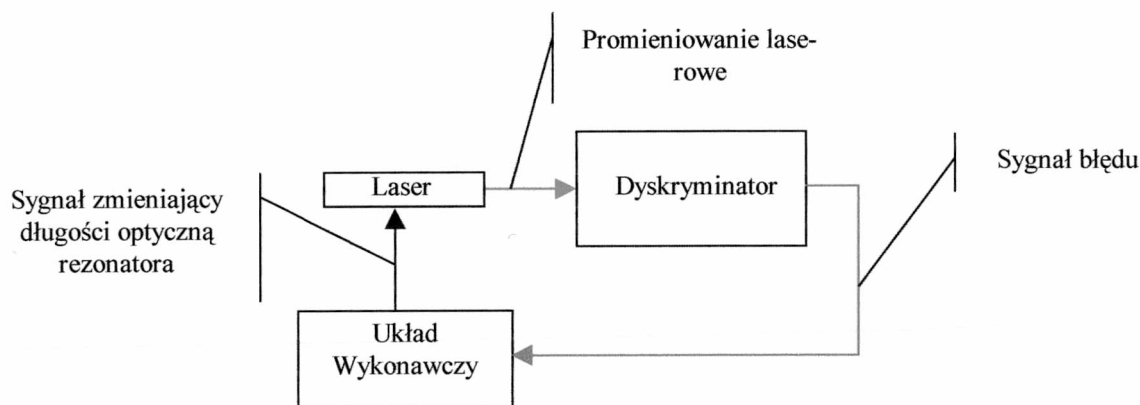
Rezonatory ekranuje się akustycznie i elektromagnetycznie od wpływu drgań z pasma akustycznego oraz negatywnego działania pól elektromagnetycznych.

Typowe krótkoterminowe stabilności częstotliwości laserów stabilizowanych wyłącznie biernie wynoszą 10^{-8} - 10^{-10} [13], stałość ta nie może być jednak utrzymana przez dłuższy okres czasu bez dodatkowych zewnętrznych układów kontroli częstotliwości (stabilizacja aktywna).

Bierną stabilizację częstotliwości można zatem traktować jako jeden z elementów układu aktywnej stabilizacji częstotliwości.

2.2 Aktywna stabilizacja częstotliwości

Aktywna stabilizacja częstotliwości polega na zastosowaniu zewnętrznej pętli sprzężenia zwrotnego. Podstawowym elementem takiej pętli jest dyskryminator częstotliwości, którego zadaniem jest przetworzenie odstrojenia częstotliwości na sygnał błędu z odpowiednim znakiem. Otrzymany w ten sposób sygnał błędu poprzez układ wykonawczy reguluje długość optyczną rezonatora, tak aby odstrojenie było jak najmniejsze, czyli częstotliwość generacji lasera pokrywała się z częstotliwością wzorca (dyskryminatora). Zmiana długości optycznej rezonatora dokonywana jest najczęściej poprzez zmianę odległości między zwierciadłami. Możliwa jest też zmiana długości optycznej poprzez zmianę współczynnika załamania ośrodka (efekt elektrooptyczny).



Rys. 2.1 Schemat blokowy aktywnej stabilizacji częstotliwości.

Najczęściej wykorzystywane w technice laserowej dyskryminatory to:

a) dyskryminatory oparte na rezonansie atomowym

- Centra w linii wzmocnienia
- Odwrócone zagłębienie Lamba w linii absorpcyjnej
- Linia spektralna chłodzonego gazu

b) dyskryminatory interferencyjne

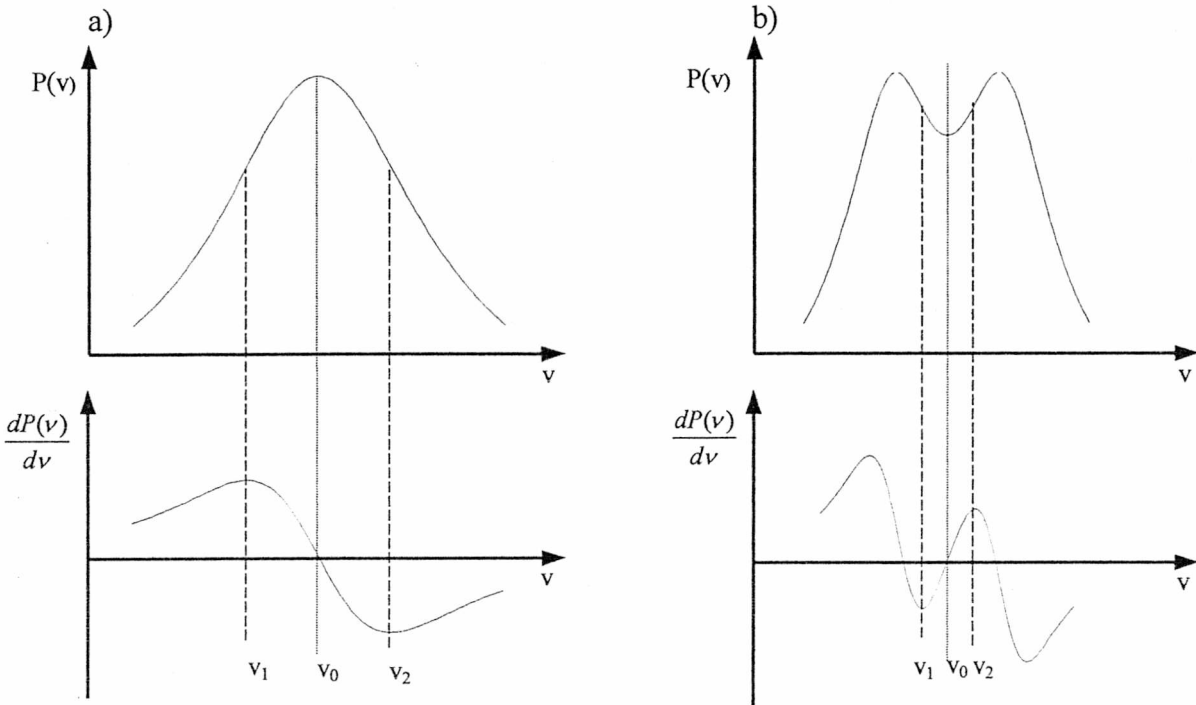
- Linia rezonansowa stabilnej wnęki rezonansowej

2.3 Przykłady układów stabilizacji częstotliwości laserów

Istnieje olbrzymia ilość układów stabilizacji częstotliwości laserów. W zależności od rodzaju użytego dyskryminatora zapewniają one stabilność częstotliwości w zakresie od 10^{-8} dla prostych układów stabilizacji do 10^{-14} dla układów bardzo wyrafinowanych. W tym podrozdziale omówione zostanie pokrótce kilka różnych metod stabilizacji wykorzystujących dyskryminatory oparte na rezonansie atomowym.

2.3.1 Stabilizacja na centrum krzywej wzmocnienia lasera

Stabilizacja na centrum krzywej wzmocnienia stała się już klasyczną metodą stabilizacji częstotliwości lasera. Stabilną linią odniesienia dla tej stabilizacji jest linia maksimum mocy lasera (stabilizacja na maksimum) lub zagłębienie Lamba w linii wzmocnienia.



Rys. 2.2 Zależność mocy wyjściowej lasera od częstotliwości oraz jej pierwsza pochodna

a) krzywa mocy o kształcie gaussowskim

b) krzywa z zagłębieniem Lamba

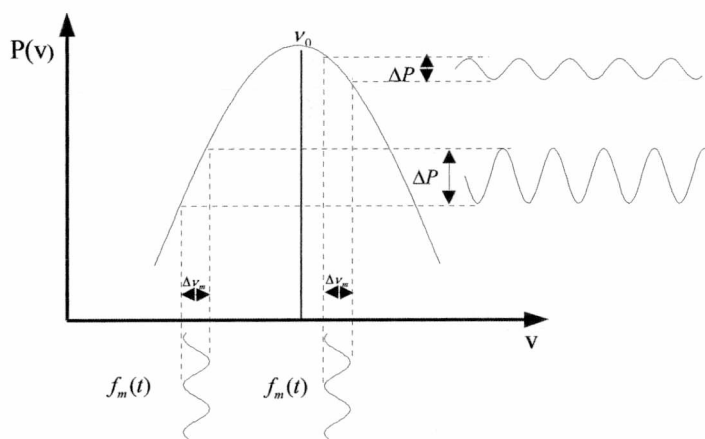
ν_0 – częstotliwość centrum linii emisyjnej

$\nu_2 - \nu_1$ – zakres trzymania pętli stabilizacji

Zagłębienie Lamba powstaje, gdy krzywa zależności wzmocnienia lasera od częstotliwości jest poszerzona niejednorodnie. Przy takim poszerzeniu dla centralnych częstotliwości obie fale elektromagnetyczne biegnące w przeciwnych kierunkach tworzące fale stojącą oddziałują z tą samą grupą atomów. Atomów takich jest skończona ilość, więc przy dużym poziomie mocy następuje nasycenie i spadek wzmocnienia. Dla laserów He-Ne głębokość zagłębienia osiąga od 5 do 10% całej krzywej, a jego szerokość wynosi ok. 200 MHz. Przy stabilizacji na maksimum mocy szerokość pasma trzymania pętli jest o rząd większa, dlatego stabilność uzyskiwana dla tego dyskryminatora wynosi 10^{-8} [24] [31], podczas gdy przy stabilizacji na zagłębienie Lamba stabilność wynosi 10^{-9} .

Układ elektronicznej pętli stabilizacji dla wyżej opisanych dyskryminatorów jest identyczny. Układ ten realizuje obraz pierwszej pochodnej zależności wzmocnienia lasera od częstotliwości. Sygnał błędu otrzymywany jest w wyniku detekcji synchronicznej. Długość optyczna rezonatora modulowana jest przebiegiem harmonicznym o niewielkiej amplitudzie, który jednocześnie jest sygnałem odniesienia dla detektora fazoczułego. Modulacja długości optycznej rezonatora powoduje modulację natężenia promieniowania lasera. W sygnale pomia-

rowym odczytywanym z fotodetektora pojawia się składowa o częstotliwości równej częstotliwości sygnału modulującego. Amplituda tej składowej niesie informację o wielkości odstrojenia częstotliwości generacji lasera od częstotliwości centrum. Faza natomiast informuje o kierunku odstrojenia. Ideę detekcji synchronicznej przedstawiono na rys. 2.3.



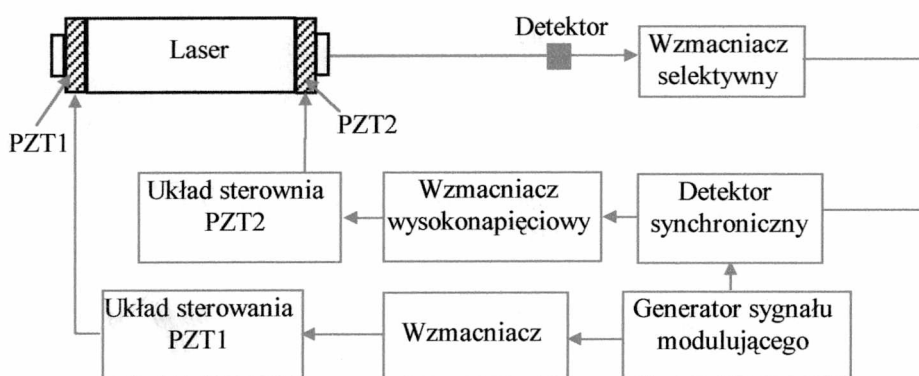
Rys. 2.3 Idea detekcji synchronicznej pierwszej harmonicznej.

$f_m(t)$ – harmoniczny sygnał modulujący długość optyczną rezonatora

Δv_m – dewiacja częstotliwości lasera

ΔP – dewiacja mocy wyjściowej lasera.

Po detekcji synchronicznej otrzymuje się krzywą dyskryminacyjną będącą pierwszą pochodną krzywej wzmocnienia lasera $\frac{dP(v)}{dv}$ (Rys. 2.2)- przy założeniu małej wartości amplitudy modulacji. Amplituda tej krzywej jest proporcjonalna do odstrojenia od częstotliwości centrum. Znak natomiast niesie informację, czy częstotliwość generacji jest mniejsza czy większa od częstotliwości centrum.



Rys. 2.4 Schemat blokowy układu stabilizacji częstotliwości na centrum krzywej wzmocnienia lasera.

Sygnał dyskryminacyjny wykorzystywany jest do zmiany długości optycznej rezonatora tak by zminimalizować odstrojenie od częstotliwości centrum.

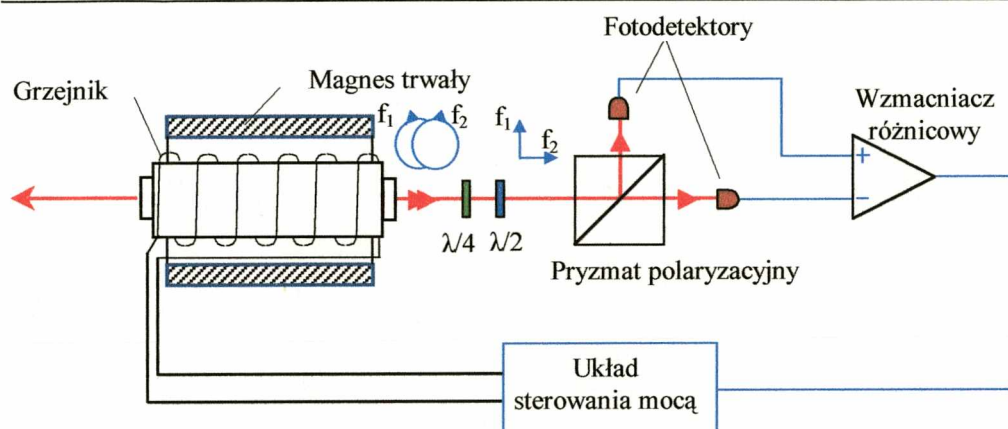
Na rysunku 2.4 przedstawiono schemat blokowy układu stabilizacji częstotliwości na centrum krzywej wzmocnienia lasera. Sygnał z generatora podawany jest na przesuwnik piezoelektryczny PZT1, poprzez który moduluje długość optyczną rezonatora. Sygnał dyskryminacyjny z detektora synchronicznego po wzmocnieniu steruje przesuwnik PZT2 utrzymując częstotliwość generacji lasera w pobliżu centrum krzywej wzmocnienia.

Do modulacji długości optycznej rezonatora, oprócz szybkich przesuwników piezoelektrycznych stosuje się też elementy wykorzystujące efekt magnetostrykcji lub inne zjawiska [20] [21] [22] [23], natomiast do kompensacji odstrojeń często stosuje się urządzenia wykorzystujące efekty termiczne (grzejniki) [22] [23] [26] [26]. Najlepsze rezultaty daje zastosowanie zarówno przesuwnika piezoelektrycznego do kompensacji szybkich zmian częstotliwości oraz grzejnika do kompensacji zmian długoterminowych.

Przedstawiona powyżej metoda stabilizacji częstotliwości posiada wadę związaną z istotą detekcji synchronicznej. Do układu wprowadza się zakłócenie związane z modulacją mocy i częstotliwości lasera, co powoduje pogorszenie krótkoterminowej stabilności częstotliwości.

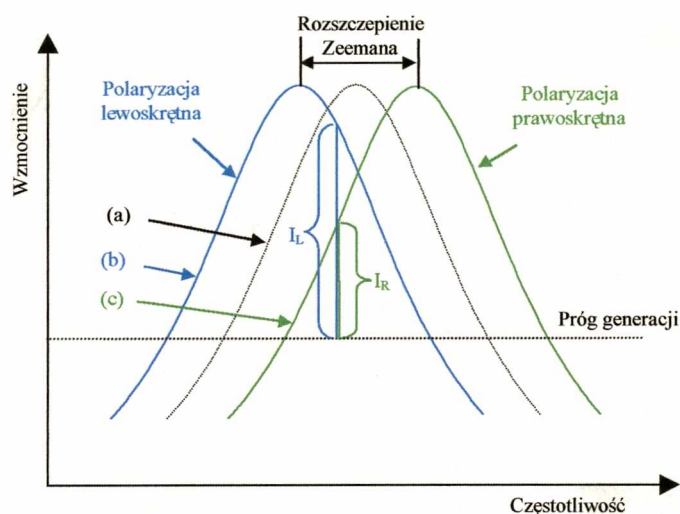
2.3.2 Stabilizacja częstotliwości lasera w oparciu o równowagę mocy dwu składowych

W laserach generujących jednocześnie na dwóch liniach można stabilizować częstotliwość w oparciu o równowagę mocy dwu składowych promieniowania. Metodę tę można stosować w laserach generujących jednocześnie na dwóch modach (lasery dwumodowe) [27] [43] [44] [45], lub w laserze jednomodowym przy zastosowaniu pewnych technik powodujących rozszczepienie linii emisyjnej i powstanie dwóch składowych promieniowania (efekt Zeemana) [14] [17] [34] [35] [36]. Zasada pracy takiego układu polega na rozdzieleniu składowych promieniowania i takiej regulacji długości optycznej rezonatora, aby natężenia promieniowania obu składowych były równe. Przykładowy układ stabilizacji dla lasera zemanowskiego przedstawiono na rysunku 2.5.



Rys. 2.5 Schemat blokowy układu stabilizacji częstotliwości lasera zemanowskiego metodą równowagi składowych promieniowania.

Laser jednomodowy umieszczono we wzdłużnym polu magnetycznym. W wyniku zjawiska Zeemana krzywa wzmocnienia ośrodka laserującego ulega rozszczepieniu na dwie składowe przesunięte symetrycznie względem nierozszczepionej linii wzmocnienia (Rys. 2.6). Laser generuje dwie składowe promieniowania o kołowej polaryzacji, lecz o przeciwnej skrętności.



Rys. 2.6 Rozszczepienie krzywej wzmocnienia ośrodka laserującego pod wpływem osiowego pola magnetycznego

- (a) krzywa wzmocnienia bez pola magnetycznego (nierozszczepiona)
- (b) krzywa wzmocnienia dla polaryzacji lewoskrętnej
- (c) krzywa wzmocnienia dla polaryzacji prawoskrętnej

Jak widać na rysunku 2.6 przy zmianie częstotliwości zmieniają się również natężenia promieniowania obu składowych, przy czym natężenia te mają różne wielkości dla wszystkich częstotliwości poza częstotliwością centrum wzmocnienia nierozszczepionej krzywej. Punkt, w którym obie składowe mają równe natężenia promieniowania jest w tym przypadku częstotliwością odniesienia dla układu stabilizacji.

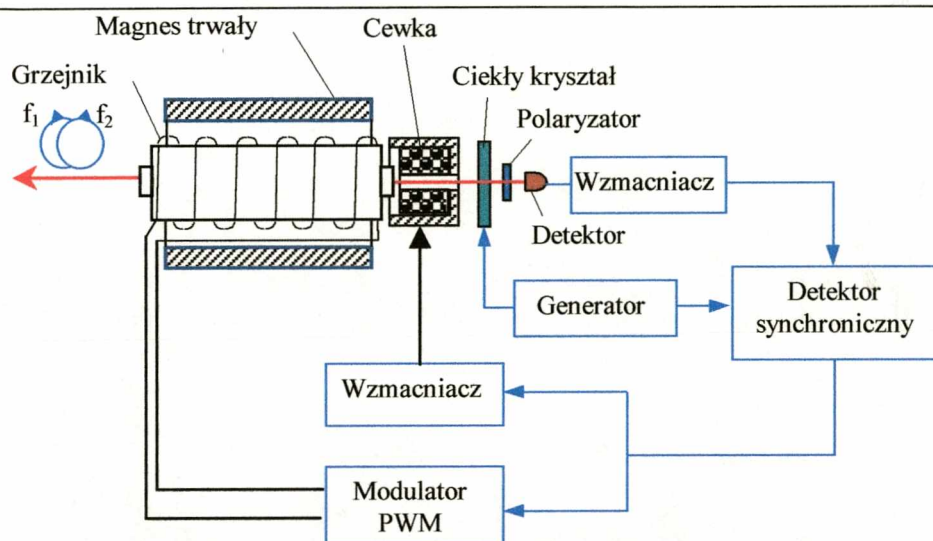
Aby rozdzielić składowe promieniowania w układzie umieszczono płytki $\lambda/4$ i $\lambda/2$. Pierwsza z nich zmienia polaryzację kołową na liniową, dzięki czemu otrzymujemy dwie wzajemnie prostopadłe polaryzacje, które możemy odpowiednio zorientować w przestrzeni dzięki płytce $\lambda/2$, a następnie rozdzielić w pryzmacie polaryzacyjnym.

Sygnały z fotodetektorów mierzących moce poszczególnych składowych podawane są na wzmacniacz różnicowy. Na wyjściu wzmacniacza otrzymuje się sygnał błędu proporcjonalny do odstrojenia od częstotliwości odniesienia. Przy użyciu tego sygnału można regulować długość optyczną rezonatora najczęściej poprzez efekty termiczne lub piezoelektryczne.

Wadą przedstawionego wyżej układu jest to, że sygnały optyczne i elektryczne prowadzone są w dwóch różnych torach. Układ stabilizacji reaguje nie tylko na rzeczywistą zmianę mocy składowych, ale również na zmiany powstałe w wyniku niesymetrii torów. Za wadę należy też uznać dużą liczbę elementów optycznych potrzebnych do rozdzielania wiązki, przez co wzrasta koszt wykonania układu.

Na rysunku 2.7 przedstawiono układ stabilizacji częstotliwości nie posiadający powyższych wad. W układzie tym elementy optyczne służące do rozdzielania składowych zastąpiono ciekłym kryształem ferroelektrycznym o specjalnej konstrukcji [40].

Kryształ zależnie od polaryzacji przyłożonego napięcia przełącza raz jedną raz drugą składową promieniowania przy czym grubość kryształu dobrano tak, by działał jak płytka $\lambda/4$, tzn. zamieniał polaryzację kołową na liniową. Za kryształem umieszczono polaryzator pod takim kątem, aby jednakowo przepuszczał obie składowe promieniowania. Na fotodetektorze otrzymujemy sygnał o częstotliwości z jaką przełączany jest kryształ. Sygnał ten poddawany jest detekcji synchronicznej. Otrzymany na wyjściu detektora sygnał błędu reguluje długość optyczną rezonatora. Długoterminowe duże zmiany kompensowane są termicznie, zmiany krótkoterminowe natomiast kompensowane są przez cewkę (laser wykonano w technologii Hard-Seel, końcówka wykonana z kowaru jest wciągana przez cewkę).



Rys. 2.7 Schemat blokowy układu stabilizacji częstotliwości z ciekłym kryształem ferroelektrycznym.

Częstotliwość przełączania kryształu może osiągać około 3 kHz, dzięki czemu pętla stabilizacji może kompensować szybkie zmiany częstotliwości.

Krótkoterminowa stabilność uzyskiwana w tym układzie sięga 10^{-10} , długoterminowa wynosi natomiast 10^{-9} .

2.3.3 Stabilizacja metodą spektroskopii modulacyjnej

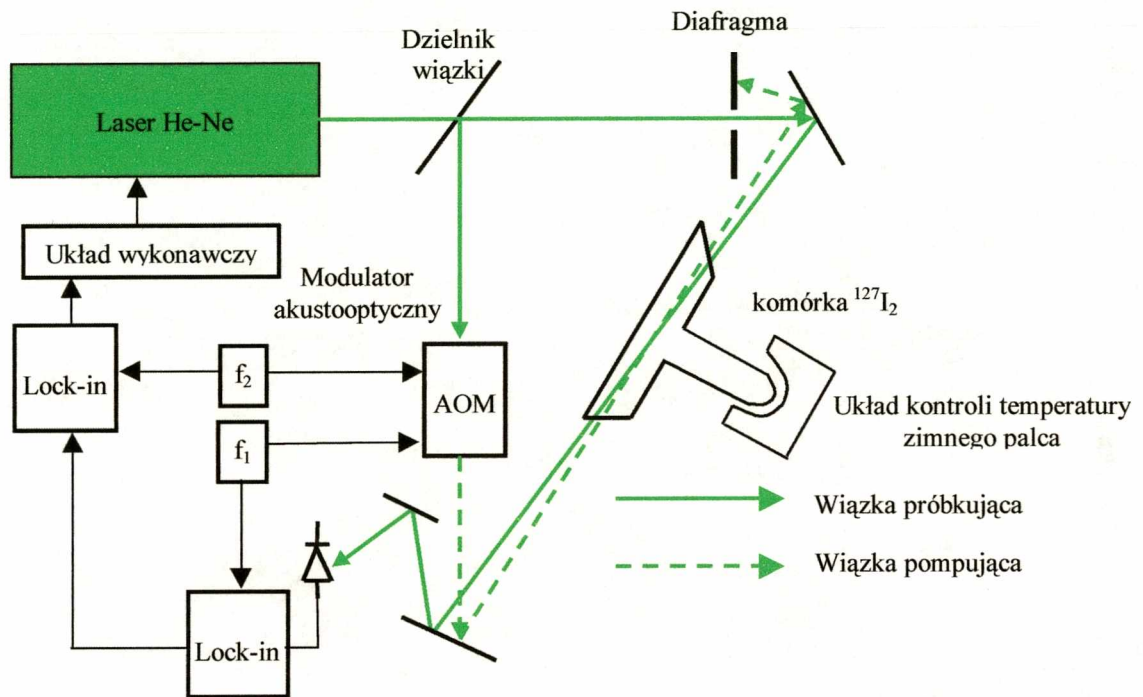
Metoda spektroskopii modulacyjnej MTS (Modulation Transfer Spectroscopy) jest jedną z metod spektroskopii bezdopplerowskiej [42] [46] [48] [49] [50]. W metodzie tej wykorzystuje się zjawisko modulacji skrośnej zachodzącej pomiędzy zmodulowanym sygnałem pompującym, a niemodulowanym sygnałem próbkującym. Modulacja skrośna występuje w wyniku nieliniowej podatności ośrodka. Jeżeli przez ośrodek o nieliniowej podatności propagowane są w przeciwnych kierunkach dwa sygnały: zmodulowany sygnał pompujący (posiadający falę nośną i wstęgi boczne) oraz niemodulowany sygnał próbkujący, to w wyniku nieliniowości ośrodka sygnał próbkujący zostaje zmodulowany (otrzymuje wstęgi boczne). Sygnał zdudnień tych wstęp bocznych oraz fali nośnej zawiera informację o właściwościach absorpcyjnych ośrodka.

Schemat blokowy układu stabilizacji częstotliwości wykorzystującego metodę MTS przedstawiono na rysunku 2.8.

Wiązka laserowa dzielona jest na wiązkę pompującą oraz próbkującą. Wiązka pompująca modulowana jest amplitudowo w modulatorze akustooptycznym z częstotliwością f_1 oraz czopowana z częstotliwością f_2 . Obie wiązki przechodzą przez komórkę z parami jodu $^{127}\text{I}_2$, gdzie ulegają modulacji skrośnej. Na detektorze otrzymuje się sygnał zdudnień pomiędzy falą

nośną, a wstęgami bocznymi o częstotliwości f_1 . Po detekcji synchronicznej powstaje sygnał, w którym przy przestrajaniu lasera pojawiają się charakterystyczne piki absorpcyjne.

Częstotliwości dla których pojawiają się piki są ściśle określone, dlatego mogą być użyte jako częstotliwości odniesienia. Laser przestaja się i zamyka pętlę w okolicy piku, na którym ma być stabilizowana częstotliwość.

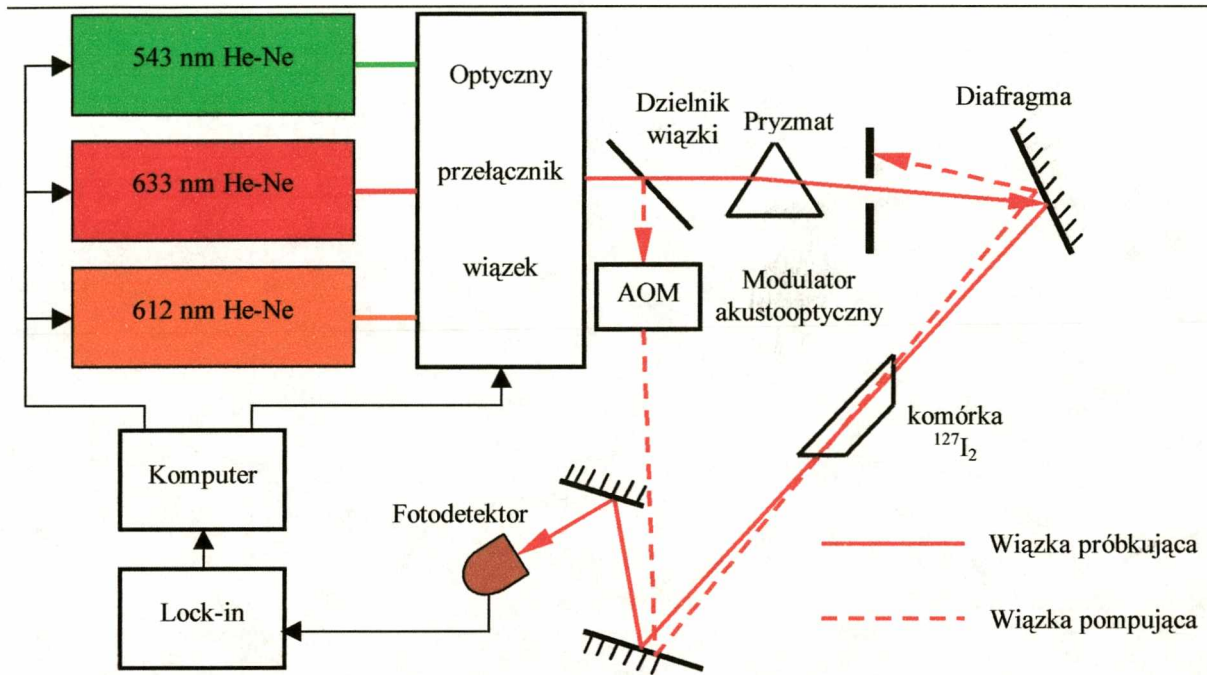


Rys. 2.8 Schemat blokowy układu stabilizacji częstotliwości metodą MTS.

Aby zapobiec powrotowi zmodulowanej wiązki pompującej do rezonatora stosuje się diafragmę oraz dodatkowy modulator akustooptyczny na wyjściu z lasera.

Stabilność częstotliwości uzyskiwana metodą MTS wynosi od 10^{-10} do 10^{-12} .

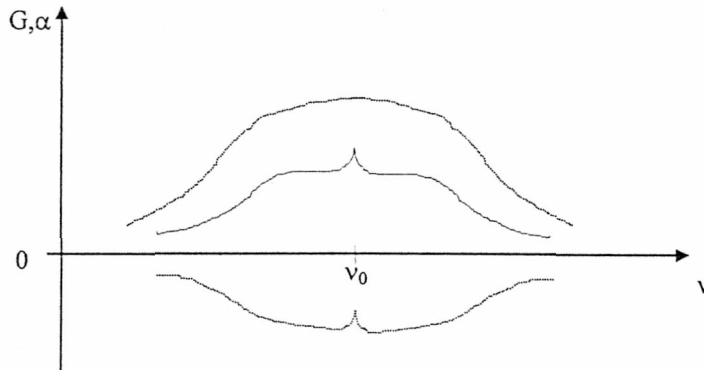
Powyższą metodą można stabilizować częstotliwość lasera He-Ne pracującego na linii 543 nm (zielony), jak również laserów generujących na linii 612 nm (pomarańczowy) oraz na linii 633 nm (czerwony) [52]. Dla wszystkich tych linii osiąga się stabilność rzędu 10^{-10} , czyli wystarczającą do zbudowania laserowego wzorca długości. W takim wzorcu stosuje się ten sam układ do stabilizacji częstotliwości dla różnych linii. Wybór linii do stabilizacji wykonywany jest za pomocą optycznego przełącznika wiązek. Nadzór nad pracą systemu sprawuje komputer. Schemat blokowy laserowego wzorca częstotliwości pracującego na trzech liniach przedstawiono na rysunku 2.9.



Rys. 2.9 Schemat blokowy laserowego wzorca częstotliwości pracującego na trzech liniach promieniowania lasera He-Ne.

$$v_z = \frac{v - v_0}{v_0} c \quad (3.3)$$

Dla takiego przypadku każda z fal ulega tłumieniu niezależnie od drugiej, co powoduje zmniejszenie wzmocnienia o wartość tłumienia absorbera. Jeśli częstotliwość generacji lasera pokryje się dokładnie z centrum linii absorpcyjnej, obie fale oddziaływać będą z tą samą grupą cząstek, dla których rzut prędkości na kierunek propagacji wynosi zero ($v_z = 0$). W wyniku oddziaływania obu fal z tą samą grupą cząstek występuje wyraźne nasycenie absorpcji co ujawnia się zwiększeniem wzmocnienia dla częstotliwości v_0 . Na krzywej wzmocnienia lasera pojawia się charakterystyczny pik mocy pokazany na rysunku 3.2.



Rys. 3.2 Zależność wzmocnienia i absorpcji od częstotliwości.

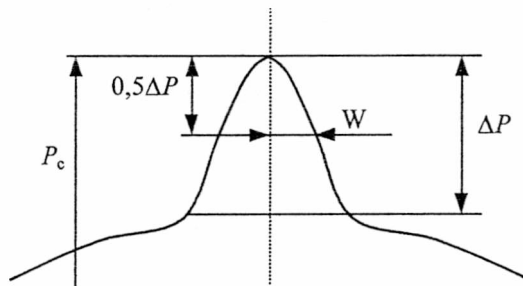
Dla lasera HeNe 633 nm oraz par jodu $^{127}\text{I}_2$, przejście 11-5, R(127) występuje 14 pików mocy. Częstotliwości tych pików przedstawiono w tabeli [1]:

Pik absorpcyjny		$f(a_n) - f(a_{13})$ [MHz]
a_{21}	a	299,931
a_{20}	b	291,100
a_{19}	c	283,006
a_{18}	d	165,116
a_{17}	e	152,255
a_{16}	f	138,892
a_{15}	g	125,694
a_{14}	h	21,939
a_{13}	i	0

a_{12}	j	- 21,565
a_{11}	k	- 129,950
a_{10}	l	- 137,994
a_9	m	- 153,801
a_8	n	- 162,814

Częstotliwość dla pikę odniesienia a_{13} (i) - $f=473612214,705$ MHz

Pik mocy charakteryzuje się najczęściej dwoma parametrami: wysokością ΔP (lub kontrastem $C = \frac{\Delta P}{P_c}$) oraz szerokością W (połowa szerokości w połowie maksimum). Sposób



Rys. 3.3 Sposób określania parametrów pikę.

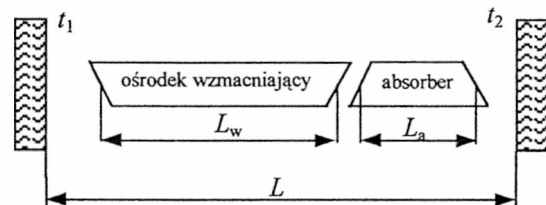
wyznaczenia tych parametrów pokazano na rysunku 3.3.

3.2 Teoria lasera gazowego z wewnętrzną komórką absorpcyjną

W rozdziale tym przedstawiono najistotniejsze elementy teorii opracowanej przez Greensteina [53],[54].

3.2.1 Warunek generacji

Generator laserowy składa się z rezonatora zbudowanego z dwóch lusterek o transmisji t_1 i t_2 oddalonych od siebie o L , w którym umieszczono rurę laserową o długości ośrodka wzmacniającego L_w i komórkę z absorberem o długości L_a (rys. 3.4).



Rys. 3.4 Generator laserowy z wewnętrzną komórką absorpcyjną.

Dla uproszczenia zakłada się, że w rezonatorze rozchodzi się fala płaska.

Aby w generatorze oscylacje utrzymywały się na stałym poziomie musi być spełniony warunek, że fala po przejściu jednego pełnego obiegu reprodukuje się, co można zapisać w postaci:

$$t_1 t_2 \exp[-2j(\beta_w L_w + \beta_a L_a + \beta_0 L_0)] = 1 \quad (3.4)$$

gdzie $\beta_w, \beta_a, \beta_0$ – stałe propagacji w ośrodku wzmacniającym, absorberze i powietrzu
 $L_0 = L - L_w - L_a$ – część drogi przebiegająca w powietrzu.

W celu wyliczenia stałej propagacji β wyliczono podatność dielektryczną $\chi(\omega)$. Ponieważ ośrodki wzmacniający i absorber są ośrodkami nieliniowymi, podatność jest funkcją zespoloną.

$$\chi(\omega) = \chi'(\omega) + j\chi''(\omega) \quad (3.5)$$

Zależność (3.4) można rozłożyć na warunek amplitudy:

$$\frac{L_w}{L} \chi''_w + \frac{L_a}{L} \chi''_a = \frac{1}{Q_c} \quad (3.6)$$

gdzie Q_c – dobrocią rezonatora,
 oraz warunek fazy:

$$\omega \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{L_w}{L} \chi'_w + \frac{L_a}{L} \chi'_a \right) \right] = \omega_c \quad (3.7)$$

gdzie ω_c – częstotliwość rezonansowa rezonatora

ω – aktualna częstotliwość generacji

Obliczenia podatności $\chi(\omega)$ dokonał Greenstein traktując atom jako izolowany system dwupoziomowy w obecności pola elektrycznego $E(\omega)$.

Po wyliczeniu podatności warunek amplitudy (3.6) można przedstawić następująco:

$$K_w g_w - K_a g_a = 1 \quad (3.8)$$

gdzie K_w i K_a – nienasycone wartości wzmocnienia i absorpcji na pełny obieg podzielone przez wszystkie nieabsorpcyjne straty (straty, które istnieją w rezonatorze po usunięciu absorbera)

g_w i g_a – funkcje opisujące niejednorodne nasycenie wzmocnienia i absorpcji.

W równaniu (3.8) wzmocnienie K_w i absorpcja K_a są funkcjami odstrojenia od częstotliwości centralnej linii, natomiast czynniki niejednorodnego nasycenia g_w i g_a zależą zarówno od

odstrojenia, jak i od natężenia promieniowania wewnątrz rezonatora, przy czym na ogół $g_w \neq g_a$, to znaczy, że wzmocnienie i absorpcja nasycają się w różnym stopniu. Dla szczególnego przypadku centralnego zestrojenia częstotliwości generacji i częstotliwości linii absorpcyjnej czynniki niejednorodnego nasycenia przyjmują postać:

$$g_{w0} = \left(\sqrt{1 + 2 \frac{I}{I_G}} \right)^{-1} \quad (3.9)$$

$$g_{a0} = \left(\sqrt{1 + 2 \frac{I}{I_a}} \right)^{-1} \quad (3.10)$$

gdzie I – natężenie promieniowania fali świetlnej w rezonatorze (biegnącej w jedną stronę)

I_G – natężenie nasycenia wzmocnienia

I_a – natężenie nasycenia absorpcji.

Dla uproszczenia zapisu wygodnie jest wprowadzić następujące oznaczenia:

$$s = \frac{I}{I_G} \quad (3.11)$$

$$a = \frac{I_G}{I_a} \quad (3.12)$$

Wielkość s jest znormalizowaną wartością natężenia fali biegnącej w rezonatorze, a parametr a określa względne nasycenie wzmocnienia i absorpcji. Równanie (3.8) przyjmuje więc postać:

$$\frac{K_{w0}}{\sqrt{1+2s}} - \frac{K_{a0}}{\sqrt{1+2as}} = 1 \quad (3.13)$$

Analizę powyższego równania można przeprowadzić dwoma metodami: przy ustalonym K_{w0} i przy ustalonym K_{a0} .

Jeśli przyjmie się $K_{w0} = \text{const}$, z zależności (3.13) można wyznaczyć zależność między K_{a0} i s :

$$K_{a0} = \sqrt{1+2as} \left(\frac{K_{w0}}{\sqrt{1+2s}} - 1 \right) \quad (3.14)$$

Po przeanalizowaniu tej funkcji można stwierdzić, że maksymalna wartość absorpcji, przy której istnieją jeszcze oscylacje wynosi:

$$(K_{a0})_{\max} = \left[a^{\frac{1}{3}} K_{w0}^{\frac{2}{3}} - (a-1)^{\frac{1}{3}} \right]^{\frac{3}{2}} \geq \frac{1}{a-1} \quad (3.15)$$

a minimalna wartość osiąganego przy tym natężenia wynosi:

$$s_{\min} = \frac{1}{2} \left[K_{w0}^{\frac{2}{3}} \left(\frac{a-1}{a} \right)^{\frac{2}{3}} - 1 \right]. \quad (3.16)$$

Maksymalna wartość natężenia występuje gdy $K_{a0} = 0$ i wynosi:

$$s_{\max} = \frac{1}{2} (K_{w0}^2 - 1) \quad (3.17)$$

Przyjęcie $K_{a0} = \text{const}$ prowadzi do równania:

$$K_{w0} = \sqrt{1+2s} \left(\frac{K_{a0}}{\sqrt{1+2as}} + 1 \right) \quad (3.18)$$

z którego wynika minimalne wzmocnienie, przy którym możliwe są oscylacje:

$$(K_{w0})_{\min} = a^{-\frac{1}{2}} \left[K_{a0}^{\frac{2}{3}} + (a-1)^{\frac{1}{3}} \right]^{\frac{3}{2}} \geq a(a-1) \quad (3.19)$$

Odpowiadająca jej minimalna wartość natężenia wynosi:

$$s'_{\min} = \frac{1}{2a} \left[K_{w0}^{\frac{2}{3}} (a-1)^{\frac{2}{3}} - 1 \right] \quad (3.20)$$

Powyższe wyniki można stosować również w przypadku odstrojenia od częstotliwości centralnej, pod warunkiem, że odstrojenie to nie jest dużo większe niż jednorodna szerokość linii absorpcyjnej, lecz dużo mniejsze od jednorodnej szerokości linii emisyjnej lasera oraz że dokona się podstawiania $a \rightarrow a/2$ do wszystkich zależności.

3.2.2 Parametry piku mocy

Jak wynika z rozważań przeprowadzonych przez Greensteina warunkiem istnienia piku mocy jest wystarczająco duża absorpcja K_{a0} , niewielka jednorodna szerokość linii absorpcji, oraz nasycanie się absorbera w tym samym stopniu co wzmocnienie $a \cong 1$.

Aby znaleźć kształt piksu należy rozwiązać równanie (3.8) w funkcji odstrojenia. Dla do-
strożeń małych w porównaniu z szerokością dziury wzmocnienia i obu szerokości dopplerow-
skich równanie to można zapisać w postaci:

$$\frac{K_{w0}}{\sqrt{1+2s}} - K_{a0}g_a = 1 \quad (3.21)$$

gdzie g_a jest funkcją natężenia s i odstrojenia $\Delta\nu$, a zmiany wzmocnienia, absorpcji i
czynnika niejednorodnego nasycenia wzmocnienia z częstotliwością są w rozważanym paśmie
odstrajania pomijalnie małe.

W przypadku słabego nasycenia absorpcji ($as \ll 1$) można rozwiązując równanie (3.21)
pokazać, że szerokość piksu jest równa jednorodnej szerokości linii absorpcyjnej:

$$w_0 = \frac{1}{2\pi T_{2a}} \quad (3.22)$$

gdzie T_{2a} – współczynnik określający stopień niejednorodności poszerzenia linii.

W ogólnym przypadku, gdy nie można przyjąć, że nasycenie absorpcji jest słabe, trzeba
uwzględnić poszerzenie mocowe:

$$w = w_0 \frac{1}{2} (1 + \sqrt{1 + 2as}) \quad (3.23)$$

Jeżeli jednorodne poszerzenie linii absorpcyjnej wywołane jest wyłącznie spontanicznym
tłumieniem poziomów, parametr T_2 można napisać w postaci:

$$T_2 = \frac{2\tau_1\tau_2}{\tau_1 + \tau_2} \quad (3.24)$$

gdzie τ_1 i τ_2 są czasami życia cząstki na poziomach 1 i 2.

Jeśli jeden z czasów życia jest dłuższy od drugiego (jak ma to miejsce w parach jodu)
otrzymuje się:

$$T_{2a} = 2\tau \quad (3.25)$$

gdzie τ jest krótszym czasem życia.

Ostatecznie połówkową szerokość piksu absorpcyjnego przy założeniu liniowego posze-
rzenia ciśnieniowego można obliczyć ze wzoru:

$$w = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{4\pi\tau} + Ap \right) \left(1 + \sqrt{1 + \frac{2I}{I_a}} \right) \quad (3.26)$$

gdzie A jest współczynnikiem poszerzenia ciśnieniowego uzyskanym eksperymentalnie i wynosi $A = 9 \cdot 10^{-2}$ MHz/Pa [55], τ jest życia stanu wzbudzonego i wynosi $\tau = 4 \cdot 10^{-7}$ s.

Natężenie nasycenia absorpcji dla jodu można wyliczyć z zależności:

$$I_a = \frac{4\varepsilon_0 ch}{\mu_a^2} w_0^2 \quad (3.27)$$

gdzie μ_a – dipolowy moment elektryczny wynoszący $4 \cdot 10^{-3}$ Cm.

3.3 Podsumowanie

Opierając się na teorii podanej w tym rozdziale można stwierdzić, że najbardziej pożądanym przypadkiem, jest przypadek, gdy absorber i ośrodek wzmacniający nasycają się w tym samym stopniu, co gwarantuje dużą wysokość pików absorpcyjnego. Z kolei zaletą absorberów słabo nasycających się jest pomijalnie małe poszerzenie mocowe. Stosując absorbery silnie nasycające się można uzyskać dużą moc wyjściową, ponieważ absorber jest prawie przezroczysty.

4. Badanie parametrów pików mocy

Wysokość pików mocy pojawiających się w promieniowaniu lasera HeNe 633 nm w wyniku efektu nasyconej absorpcji w parach jodu jest zwykle mniejsza od bezwzględnych szumów i fluktuacji mocy promieniowania, dlatego nie jest możliwa ich bezpośrednia obserwacja. Celem umożliwienia pomiaru parametrów piku stosuje się metodę obserwacji zaproponowaną przez Hanesa i Wallarda [89] [55] zwaną metodą pierwszej lub trzeciej harmonicznej.

Metoda ta polega na modulowaniu długości rezonatora sygnałem sinusoidalnym o niewielkiej amplitudzie, co powoduje, że natężenie promieniowania lasera również modulowane jest tą częstotliwością. Analiza składowej zmiennej sygnału uzyskiwanego z fotodetektora (detekcja synchroniczna pierwszej lub trzeciej harmonicznej) pozwala określić kształt krzywej mocy promieniowania i uwidocznić piki absorpcyjne. Piki absorpcyjne charakteryzują się dużo większym nachyleniem niż dopplerowsko poszerzona krzywa mocy lasera dlatego uwidaczniają się w obrazie pochodnej krzywej wzmocnienia.

4.1 Pierwsza, druga i trzecia pochodna krzywej wzmocnienia lasera z pikiem absorpcyjnym

Natężenie promieniowania podającego na detektor przy braku modulacji częstotliwości lasera można wyrazić funkcją:

$$I = F(\nu) \quad (4.1)$$

Jeśli częstotliwość fali lasera poddamy modulacji o dewiacji $\Delta\nu_m$ i częstotliwości Ω to zależność (4.1) przyjmie postać:

$$I = F[\nu + \Delta\nu_m \cos(\Omega t)] \quad (4.2)$$

Przy założeniu, że dewiacja $\Delta\nu_m$ jest mała w porównaniu z szerokością dopplerowsko poszerzonej krzywej wzmocnienia powyższe wyrażenia możemy przedstawić w postaci szeregu Taylora:

$$I = F(\nu) + \Delta\nu_m \cos(\Omega t) F'(\nu) + \frac{\Delta\nu_m^2}{2!} \cos^2(\Omega t) F''(\nu) + \frac{\Delta\nu_m^3}{3!} \cos^3(\Omega t) F'''(\nu) + \dots =$$

$$= F(\nu) + \sum_{k=1}^{\infty} \left[\frac{\Delta \nu_m^k}{k!} \cos^k(\Omega t) F^{(k)}(\nu) \right] \quad (4.3)$$

gdzie $F^{(k)}(\nu)$ - k-ta pochodna funkcji $F(\nu)$.

Wykorzystując tożsamości trygonometryczne wyrażające potęgi funkcji $\cos \alpha$ jako kombinacje liniowe cosinusów kątów wielokrotnych można ten szereg zapisać w postaci:

$$I = C_1 \cos(\Omega t) + C_2 \cos(2\Omega t) + C_3 \cos(3\Omega t) + \dots \quad (4.4)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} C_1 &= \Delta \nu_m F'(\nu) + \frac{\Delta \nu_m^3}{8} F'''(\nu) + \frac{\Delta \nu_m^5}{192} F^{(5)}(\nu) + \dots \\ C_2 &= \frac{\Delta \nu_m^2}{4} F''(\nu) + \frac{\Delta \nu_m^4}{48} F^{(4)}(\nu) + \dots \\ C_3 &= \frac{\Delta \nu_m^3}{24} F'''(\nu) + \frac{\Delta \nu_m^5}{384} F^{(5)}(\nu) + \dots \end{aligned} \quad (4.5)$$

Wyrażenie (4.4) stanowi rozkład sygnału $I(\nu, t)$, uzyskiwanego na wyjściu detektora w szereg harmonicznym. Przy założeniu, że dewiacja modulacji $\Delta \nu_m$ jest bardzo mała, można w wyrażeniach (4.5) pominąć składniki zawierające wyższe potęgi $\Delta \nu_m$ i przyjąć, że amplituda k-tej harmonicznej jest proporcjonalna do k-tej pochodnej krzywej mocy lasera.

Krzywą mocy lasera można przedstawić jako formę gaussowską [3] [4]:

$$f(\nu) = \exp \left[- \left(\frac{\nu - \nu_0}{1,2w} \right)^2 \right], \quad (4.6)$$

a pik mocy wywołany poprzez absorpcję gazu jako formę lorentzowską:

$$f(\nu) = \frac{w^2}{(\nu - \nu_0)^2 + w^2}, \quad (4.7)$$

gdzie w jest połową szerokości w połowie wysokości (HWHM- half width at half maximum).

Oczywiście szerokość linii emisyjnej lasera jest dużo większa niż linii absorpcyjnej gazu. Zakładamy, że w obrębie krzywej emisyjnej lasera znajdują się dwa piki absorpcyjne: jeden w centrum, a drugi w odległości ν_0 . Funkcja $F(\nu)$ przyjmuje wtedy postać:

$$F(\nu) = \exp\left[-\left(\frac{\nu}{a}\right)^2\right] + \frac{b}{\nu^2 + b} + \frac{b}{(\nu - \nu_0)^2 + b}, \quad a \gg b \quad (4.8)$$

Różniczkując po częstotliwości otrzymuje się kolejne pochodne:

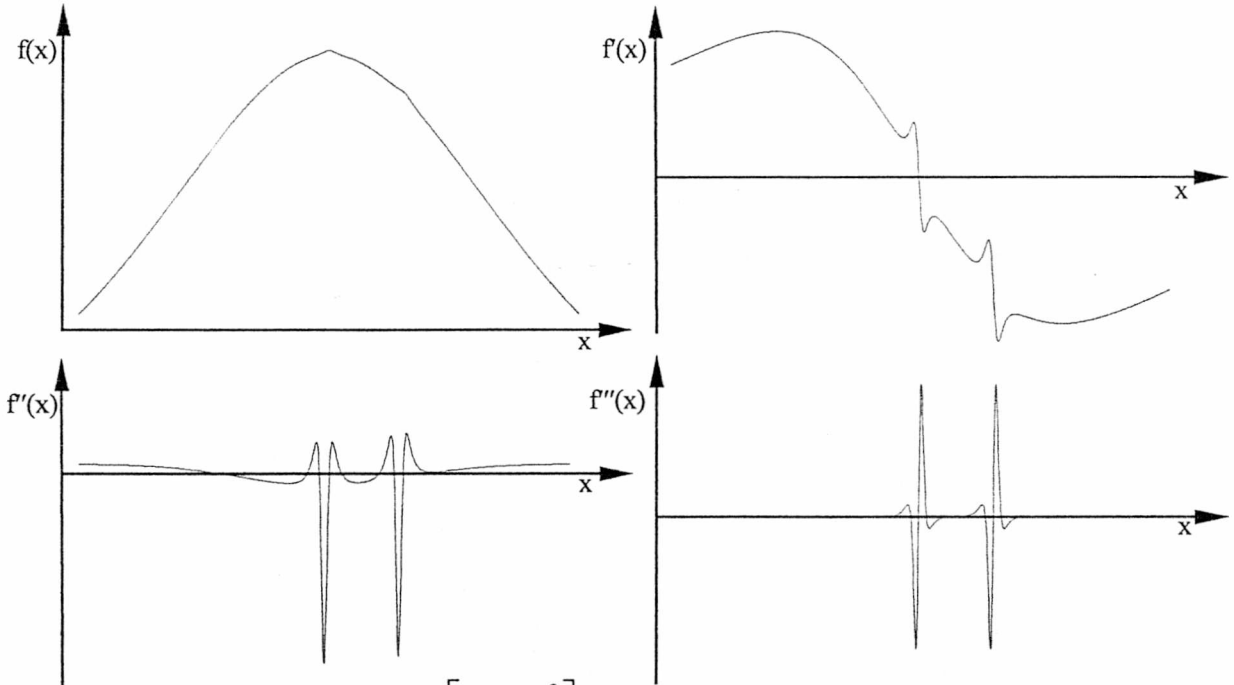
$$F'(\nu) = -\frac{2\nu}{a} \exp\left[-\left(\frac{\nu}{a}\right)^2\right] + \frac{-2\nu b}{(\nu^2 + b)^2} + \frac{-2(\nu - \nu_0)b}{((\nu - \nu_0)^2 + b)^2} \quad (4.9)$$

$$F''(\nu) = \frac{2}{a^2} (2\nu^2 - a) \exp\left[-\left(\frac{\nu}{a}\right)^2\right] + \frac{6\nu^2 b - 2b^2}{(\nu^2 + b)^3} + \frac{6(\nu - \nu_0)^2 b - 2b^2}{((\nu - \nu_0)^2 + b)^3} \quad (4.10)$$

$$F'''(\nu) = \frac{8\nu}{a^3} (a - \nu^2) \exp\left[-\left(\frac{\nu}{a}\right)^2\right] + \frac{-24\nu^3 b + 24\nu b^2}{(\nu^2 + b)^4} + \frac{-24(\nu - \nu_0)^3 b + 24(\nu - \nu_0) b^2}{((\nu - \nu_0)^2 + b)^4} \quad (4.11)$$

Z analizy powyższych zależności wynika, że im wyższa pochodna funkcji tym mniejszy jest udział krzywej mocy lasera w wartości funkcji. Trzecia pochodna funkcji niesie już tylko informację o pikach absorpcyjnych bez wpływu tła jakim jest krzywa wzmocnienia lasera. Przykładowe wykresy funkcji (4.8), (4.9), (4.10), (4.11) przedstawiono na rysunku 4.1.

Obraz pochodnej krzywej mocy z pikiem zawiera pełną informację o parametrach pików i może być wykorzystywany do ich pomiaru.



Rys. 4.1. Wykres funkcji $f(x) = \exp\left[-\left(\frac{x}{12}\right)^2\right] + \frac{0,001}{x^2 + 0,1} + \frac{0,001}{(x-3)^2 + 0,1}$, oraz jej pierwszej, drugiej i trzeciej pochodnej.

Przedstawiona powyżej analiza zakłada, że zmiana częstotliwości powstała w wyniku modulacji jest mała w porównaniu z szerokością badanej krzywej. Założenie to jest dobrze spełnione w przypadku analizowania dopplerowsko poszerzonej krzywej wzmocnienia lasera. W przypadku analizy pików absorpcyjnych zmiana częstotliwości wynikająca z modulacji porównywalna jest z szerokością pików. W tym przypadku kształt współczynnika C_n stojący przy określonej harmonicznej zależy od amplitudy modulacji $\Delta \nu_m$. Aby uzyskać prawidłowy wynik część funkcji (4.8) opisującą pik absorpcyjny należy rozłożyć w szereg Fouriera.

Dla uproszczenia obliczeń zajmijmy się tylko jednym pikiem absorpcyjnym.

Pik mocy opisuje funkcja (4.7). Jeśli wprowadzimy modulację o dewiacji $\Delta \nu_m$ i częstotliwości przebiegu modulującego Ω uzyskujemy następującą zależność:

$$f_1(\nu, \Delta \nu_m, t) = \frac{w^2}{(\nu - \nu_0 + \Delta \nu_m \cos \Omega t)^2 + w^2} \quad (4.12)$$

Po wprowadzeniu znormalizowanych oznaczeń:

$$x = \frac{\nu - \nu_0}{w} \quad m = \frac{\Delta \nu_m}{w} \quad \text{otrzymuje się:}$$

$$f_1(x, m, t) = \frac{1}{(x + m \cos \Omega t)^2 + 1} \quad (4.13)$$

Funkcję $f_1(x, m, t)$ można zapisać w postaci szeregu Fouriera,

$$f_1(x, m, t) \approx \frac{1}{2} a_0 + a_1 \cos \Omega t + a_2 \cos 2\Omega t + a_3 \cos 3\Omega t + \dots + a_n \cos n\Omega t \quad (4.14)$$

którego kolejne współczynniki wynoszą:

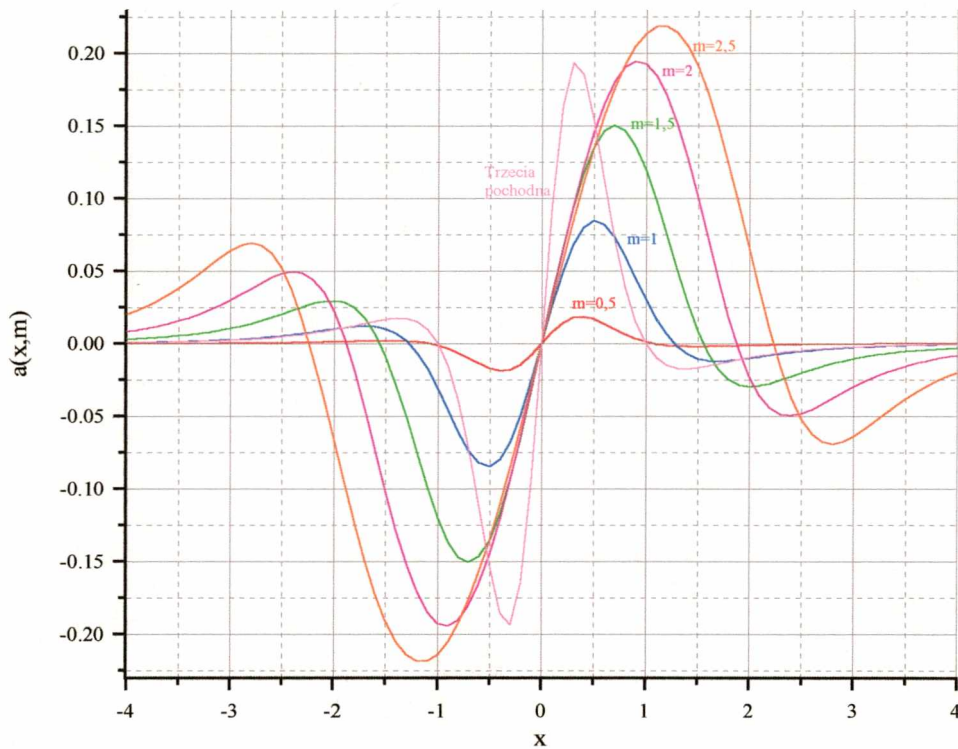
$$a_k(x, m) = \frac{2\Omega}{\pi} \int_0^{\pi/\Omega} f_1(x, m, t) \cos(k\Omega t) dt \quad (4.15)$$

Współczynniki $a_k(x, m)$ opisują zależność amplitudy k -tej harmonicznej sygnału $I(\nu)$ na detektorze pomiarowym od odstrojenia od centrum pików. Praktyczne zastosowanie posiada współczynnik przy trzeciej harmonicznej, ponieważ jak podano wyżej zakłócający sygnał tła pochodzącego od trzeciej pochodnej krzywej mocy lasera jest pomijalnie mały. Po podstawieniu (4.13) do (4.15) i przyjęciu $k = 3$ otrzymuje się:

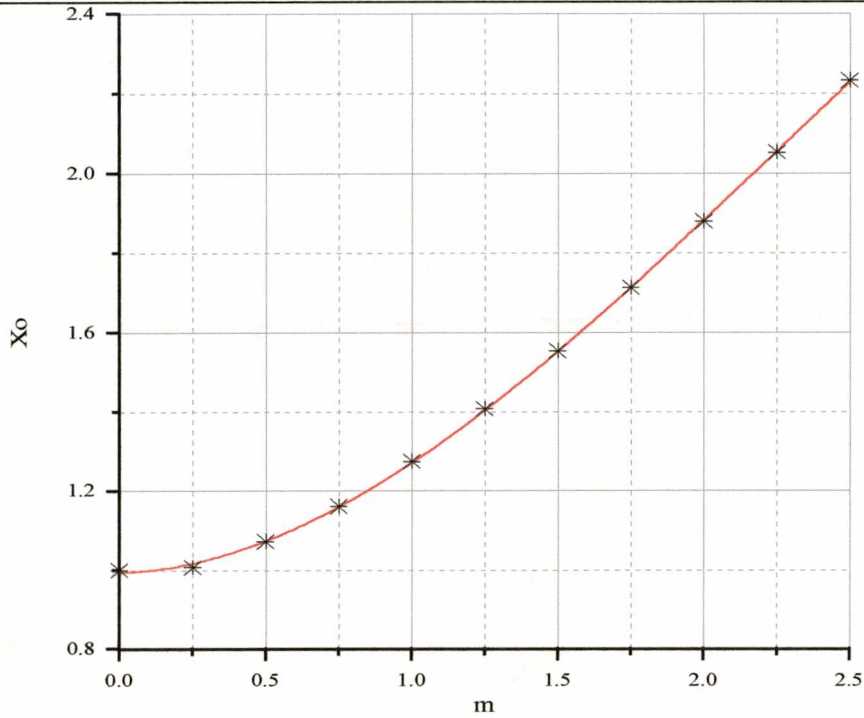
$$a_3(x, m) = \frac{2\Omega}{\pi} \int_0^{\pi/\Omega} \frac{\cos(3\Omega t) dt}{1 + (x + m \cos(\Omega t))^2} \quad (4.16)$$

Wartości $a_3(x)$ dla różnych głębokości modulacji obliczono rozwiązując numerycznie powyższą całkę. Wyniki obliczeń przedstawiono na rysunku 4.2.

Na rysunku 4.2 przedstawiono również trzecią pochodną funkcji (4.13) przy braku modulacji (aby łatwiej porównać kształt, wartości funkcji podzielono przez 24). Po przeanalizowaniu wykresów można zauważyć, że im większa głębokość modulacji tym większa różnica pomiędzy kształtem trzeciej pochodnej funkcji niezmodulowanej, a kształtem współczynnika przy trzeciej harmonicznej funkcji zmodulowanej. Przy $m=2$ szerokość pików odczytana z obrazu trzeciej harmonicznej jest ponad 2 razy większa niż odczytana z obrazu pochodnej. To pozorne zwiększenie się szerokości pików w skutek modulacji nazywane jest poszerzeniem modulacyjnym [56] [57] [58]. Gdyby odczytywano szerokości pików z obrazu trzeciej harmonicznej wyniki były by znacznie zawyżone.



Rys. 4.2. Wykres współczynnika $a_3(x)$ dla różnych głębokości modulacji



Rys. 4.3. Zmiana znormalizowanej szerokości pików w zależności od głębokości modulacji.

Po przeanalizowaniu wykresów przedstawionych na rysunku 4.2 można zauważyć, że położenie centrum pików nie zmienia się przy zmianie głębokości modulacji, co jest sprzeczne z wynikami uzyskanymi doświadczalnie. Niezgodność ta wynika z zastosowania do określenia kształtu pików formy lorentzowskiej, która nie uwzględnia asymetrii pików. Asymetria pików mocy powodowana jest stratami dyfrakcyjnymi oraz zjawiskiem kolizji molekularnych [59] [60] [61] [62] [69]. Aby uwzględnić asymetrię pików do opisu ich kształtu stosuje się następującą formę:

$$f_1(x_i) = \frac{1}{1+x_i^2} + \frac{\alpha \cdot x_i}{1+x_i^2} \quad (4.17)$$

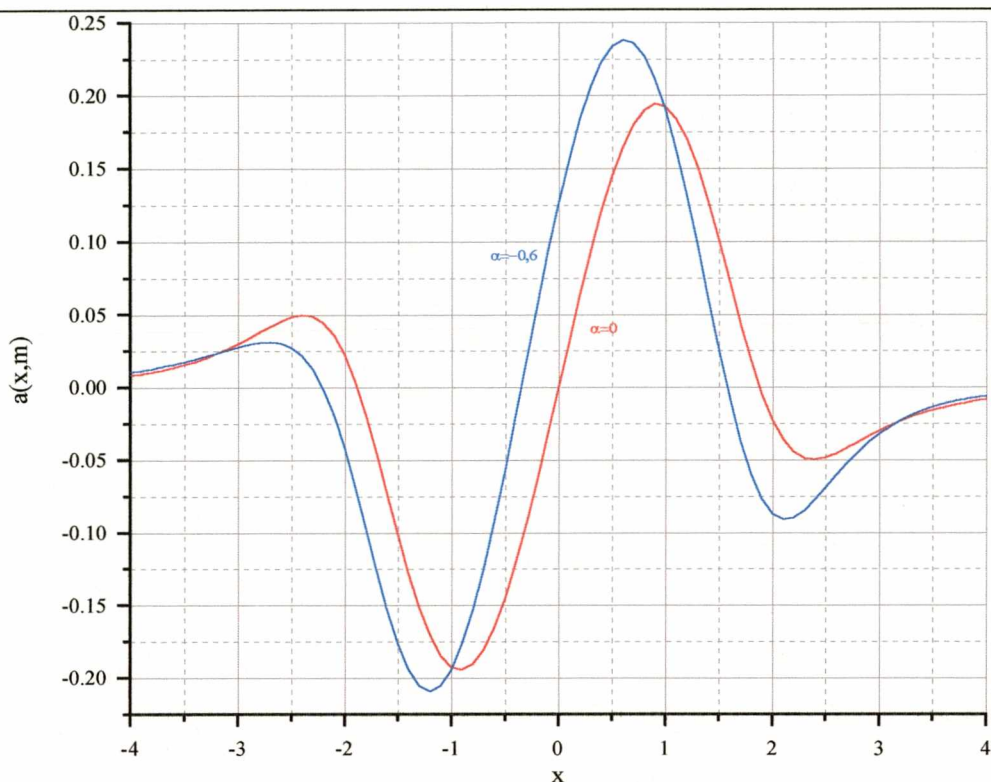
gdzie α jest współczynnikiem asymetrii linii zależnym od budowy lasera,

$$x_i = x + m \cos(\Omega t)$$

Po podstawieniu (4.17) do (4.15) otrzymujemy wzór na kształt trzeciej harmonicznej sygnału z detektora:

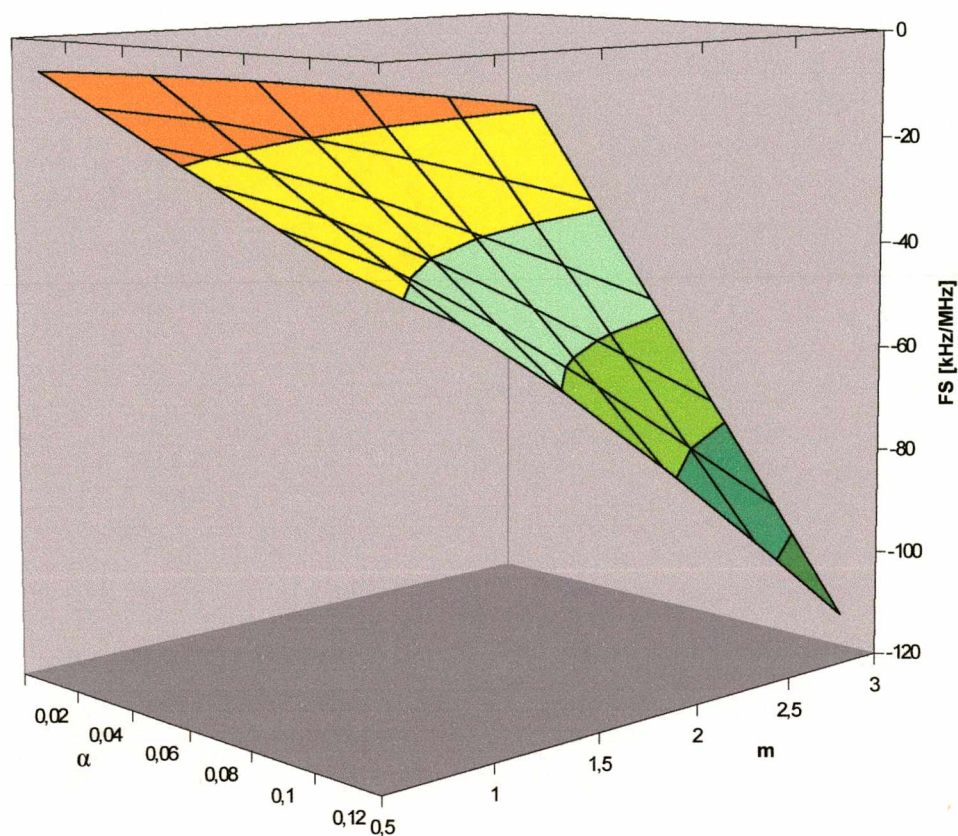
$$a_3(x, m) = \frac{2\Omega}{\pi} \int_0^{\pi/\Omega} \left(\frac{1}{1+(x+m\cos(\Omega t))^2} + \frac{\alpha \cdot (x+m\cos(\Omega t))}{1+(x+m\cos(\Omega t))^2} \right) \cos(3\Omega t) dt \quad (4.18)$$

Powyższą całkę rozwiązano numerycznie dla różnych wartości współczynnika α oraz różnych głębokości modulacji m .

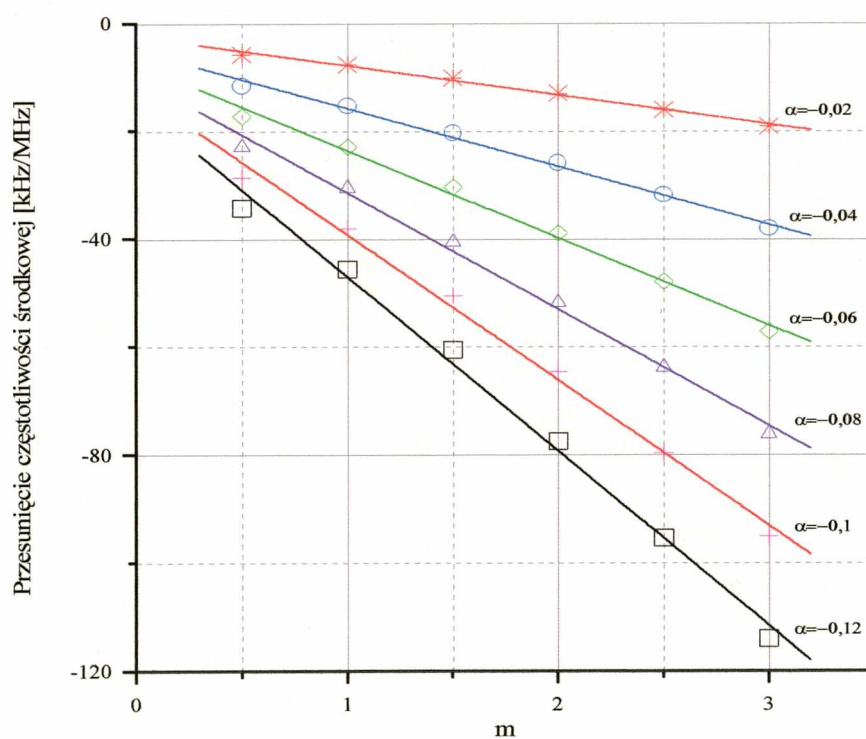


Rys. 4.4. Wykres współczynnika $a_3(x, 2)$ dla $\alpha=0$, oraz dla $\alpha=-0,6$.

Na rysunku 4.4 przedstawiono kształt współczynnika $a_3(x, m)$, dla $m=2$ oraz dla $\alpha=0$, i $\alpha=-0,6$. Widać wyraźnie, że dla $\alpha=-0,6$ punkt zerowy współczynnika (punkt w którym stabilizowana jest częstotliwość) jest przesunięty. Na rysunku 4.5 pokazano zależność przesunięcia częstotliwości FS od głębokości modulacji m i wielkości współczynnika niesymetrii α . Widać wyraźnie, że dla ustalonej wartości α przesunięcie częstotliwości jest tym większe im większa jest głębokość modulacji m . Na rysunku 4.6 przedstawiono zależność przesunięcia częstotliwości od głębokości modulacji dla ustalonych wielkości współczynnika niesymetrii α .



Rys. 4.5 Wykres przesunięcia częstotliwości w zależności od głębokości modulacji i współczynnika niesymetrii α .



Rys. 4.6. Zależność przesunięcia częstotliwości od głębokości modulacji.

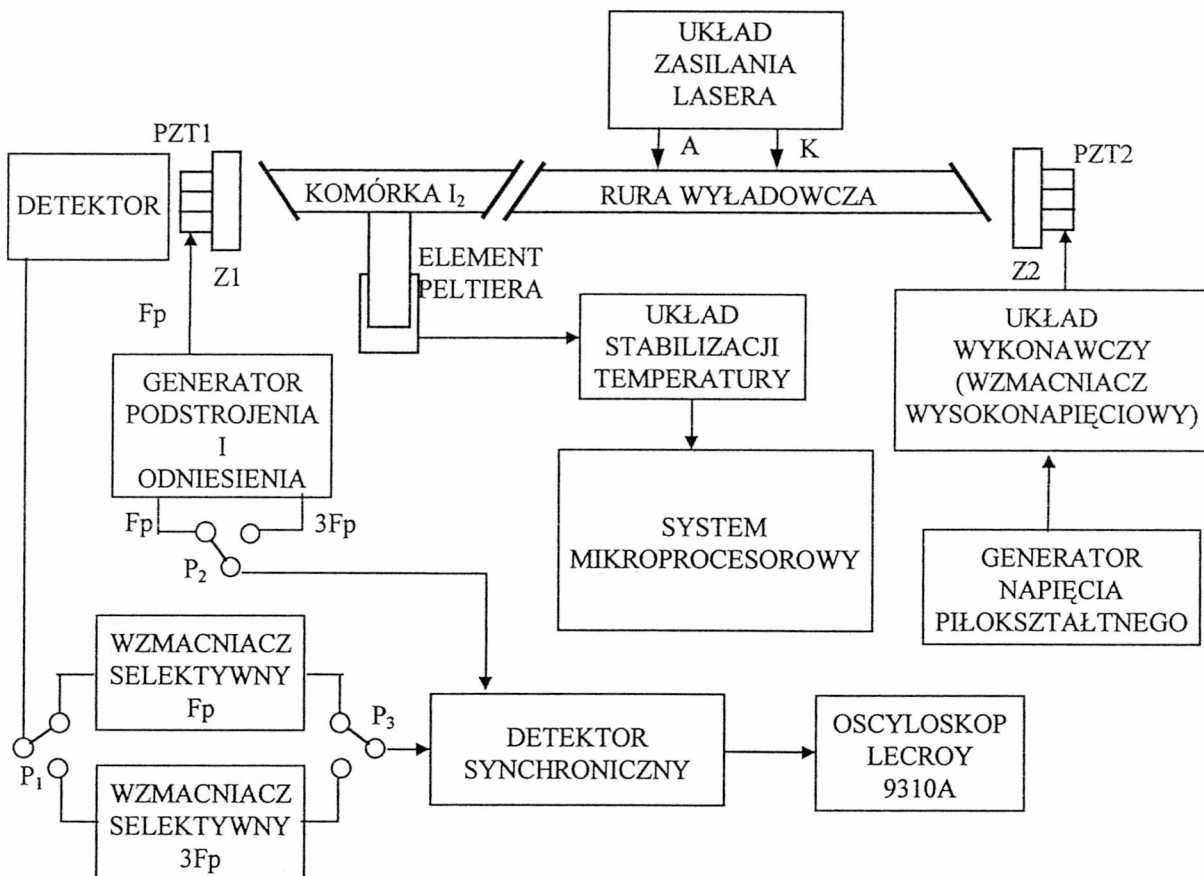
Jeśli wykresy FS dla poszczególnych wartości α aproksymuje się liniami prostymi, oraz obliczy ich nachylenia to otrzymuje się zależność $FS=f(\alpha)$ [70] [72]:

$$FS(\alpha) = k \cdot \alpha \quad (4.19)$$

Dla analizowanego przypadku współczynnik k wynosi 267 kHz/MHz.

W oparciu o wzór (4.19) oraz pomiary przesunięcia częstotliwości w zależności od amplitudy modulacji można w przybliżeniu ocenić wielkość współczynnika asymetrii α dla badanego lasera. Zmierzone przesunięcie częstotliwości wyniosło $-13,8$ kHz/MHz, czyli współczynnik niesymetrii $\alpha = -0,06$. Sposób pomiaru przesunięcia częstotliwości w zależności od amplitudy modulacji opisano dokładnie w rozdziałach 8 i 9.

4.2 Stanowisko do obserwacji i badania parametrów pików absorpcyjnych metodą pierwszej i trzeciej harmonicznej



Rys. 4.7. Schemat blokowy układu do obserwacji i badania pików absorpcyjnych metodą pierwszej i trzeciej harmonicznej.

Na rysunku 4.7 przedstawiono schemat blokowy układu do obserwacji pierwszej lub trzeciej harmonicznej krzywej wzmocnienia lasera, oraz badania parametrów pików absorpcyjnych.

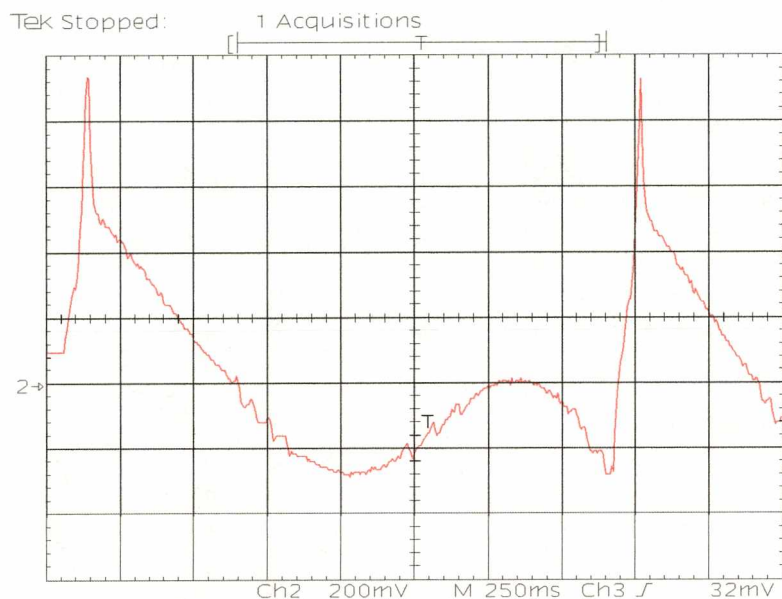
W generatorze sygnału podstrajającego i sygnału odniesienia wytwarzany jest sinusoidalny sygnał podstrajający oraz prostokątne sygnały odniesienia o częstotliwości równej f_p (pierwsza harmoniczna) oraz o częstotliwości $3f_p$ (trzecia harmoniczna). Przy pomocy przełączników P_1 , P_2 , P_3 dokonujemy wyboru trybu pracy układu (obserwacja pierwszej lub trzeciej harmonicznej). Sygnał przestrajający podawany jest na przesuwnik piezoceramiczny PZT1, który w takt sygnału modulującego zmienia swoją grubość. W wyniku zmiany długości optycznej rezonatora modulacji ulega również promieniowanie laserowe. Poprzez zmianę amplitudy sygnału podstrajającego mamy możliwość zmiany wielkości dewiacji $\Delta\nu_m$. Przy amplitudzie wynoszącej 1,5 V dewiacja wynosiła 3 MHz (szerokość modulacji 6 MHz). Pomiaru dewiacji dokonywano przy pomocy analizatora widma poprzez zdudnienie badanego lasera z laserem niemodulowanym. Na drugi przesuwnik piezoceramiczny PZT2 podawano wolnozmiennne napięcie piłokształtne, dzięki któremu możliwe było wolne przestrajanie lasera w szerokim zakresie.

Dzięki zastosowaniu systemu mikroprocesorowego do stabilizacji temperatury zimnego palca komórki z parami jodu można było stabilizować temperaturę w zakresie od 10 do 19°C z dokładnością ± 0.2 °C.

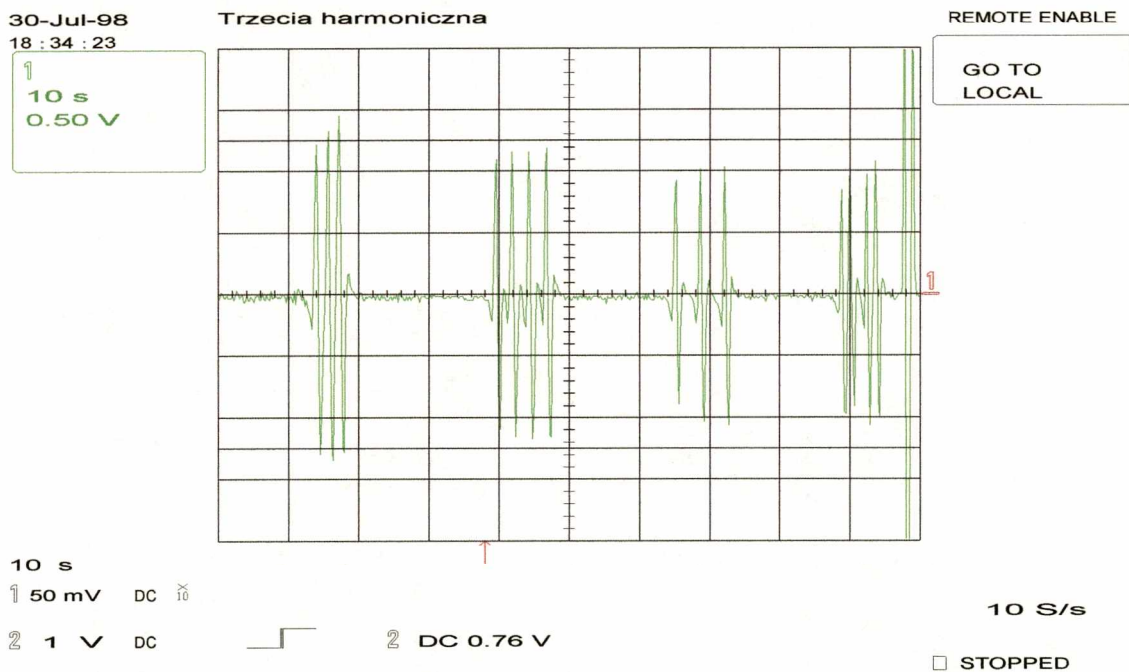
Sygnał z detektora wzmacniany jest we wzmacniaczu selektywnym zestrojonym na częstotliwość f_p lub $3f_p$ zależnie od pozycji przełączników P_1 , P_2 , P_3 . Po wzmocnieniu sygnał ten poddawany jest detekcji synchronicznej. Na wyjściu detektora synchronicznego otrzymujemy sygnał proporcjonalny do pierwszej lub trzeciej harmonicznej sygnału.

Szczegółowy opis wszystkich elementów układu pomiarowego przedstawiono w rozdziale 6.

Przykładowe oscylogramy wykonane przy pomocy opisywanego wyżej układu przedstawiono na rysunkach 4.8 i 4.9.



Rys. 4.8 Pierwsza harmoniczna krzywej wzmocnienia lasera HeNe 633 nm z jodowa komórką dla mocy wyjściowej lasera 110 μW i temperatury komórki absorpcyjnej 15 $^{\circ}\text{C}$.



Rys. 4.9 Trzecia harmoniczna krzywej wzmocnienia lasera HeNe 633 nm z jodowa komórką dla mocy wyjściowej lasera 60 μW i temperatury komórki absorpcyjnej 15 $^{\circ}\text{C}$.

4.3 Odczyt parametrów piku mocy z obrazu trzeciej harmonicznej

4.3.1 Odczyt szerokości połówkowej piku

Jak wspomniano wyżej bezpośredni odczyt szerokości połówkowej piku mocy z obrazu trzeciej harmonicznej powodowałby znaczne zwiększenie tej szerokości spowodowane poszerzeniem modulacyjnym. Możliwe jest jednak analityczne usunięcie poszerzenia modulacyjnego [15] [68]. Na rysunku 4.3 pokazano zależności bocznego miejsca zerowego x_0 funkcji 4.17 w stosunku do głębokości modulacji. Wprowadźmy nową zmienną Φ będącą ilorazem odczytanej z obrazu trzeciej harmonicznej pozornej szerokości połówkowej piku w_h , oraz amplitudy modulacji Δv_m .

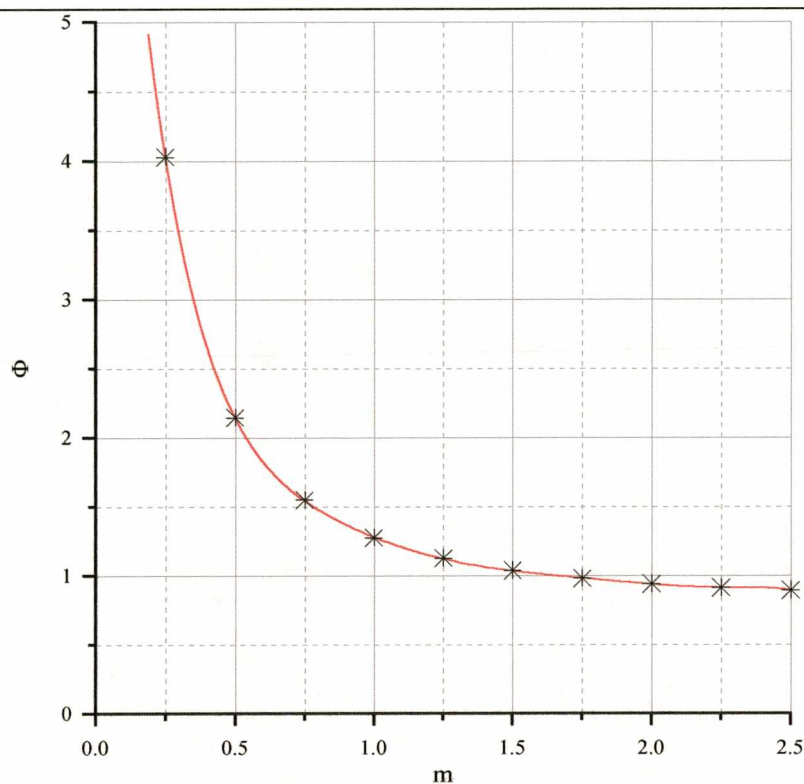
$$\Phi(m) = \frac{w_h}{\Delta v_m} = \frac{x_0(m)}{m} \quad (4.20)$$

Wykres funkcji 4.20 pokazano na rysunku 4.10. Przy pomocy tej zależności możemy łatwo obliczyć wartość głębokości modulacji m , a następnie szerokość połówkową piku w .

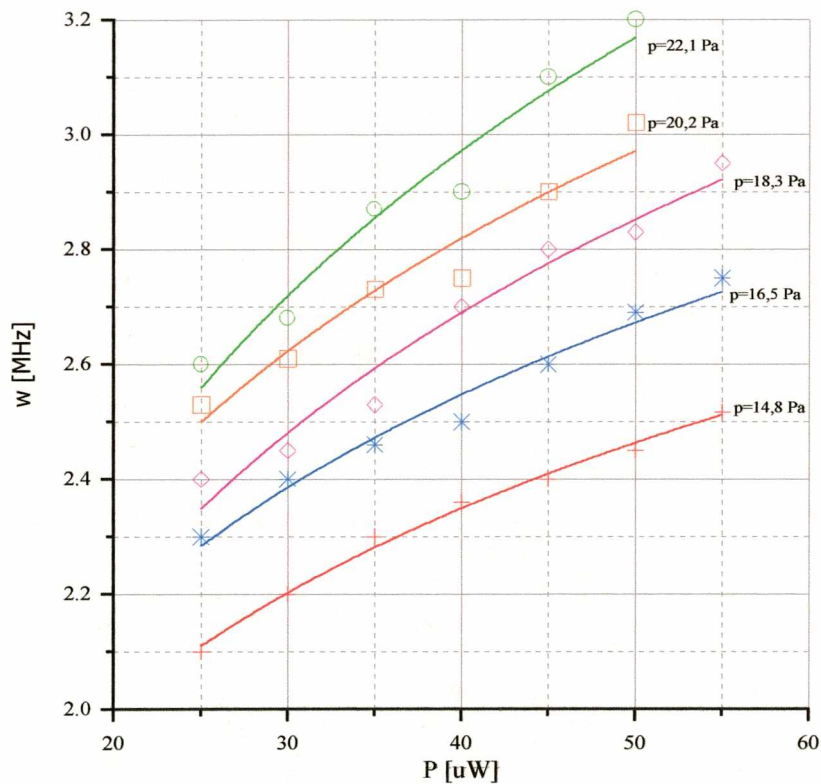
Procedura wygląda następująco:

1. Należy znaleźć wartość $\Phi(m)$ poprzez pomiar amplitudy modulacji Δv_m , oraz odczyt z obrazu trzeciej harmonicznej pozornej szerokości piku w_h
2. Metodą iteracyjną rozwiązuje się równanie $a_3(\Phi(m) \cdot m, m) = 0$, co daje wartość m .
3. Mając m można obliczyć szerokość połówkową piku: $w = \frac{\Delta v_m}{m}$.

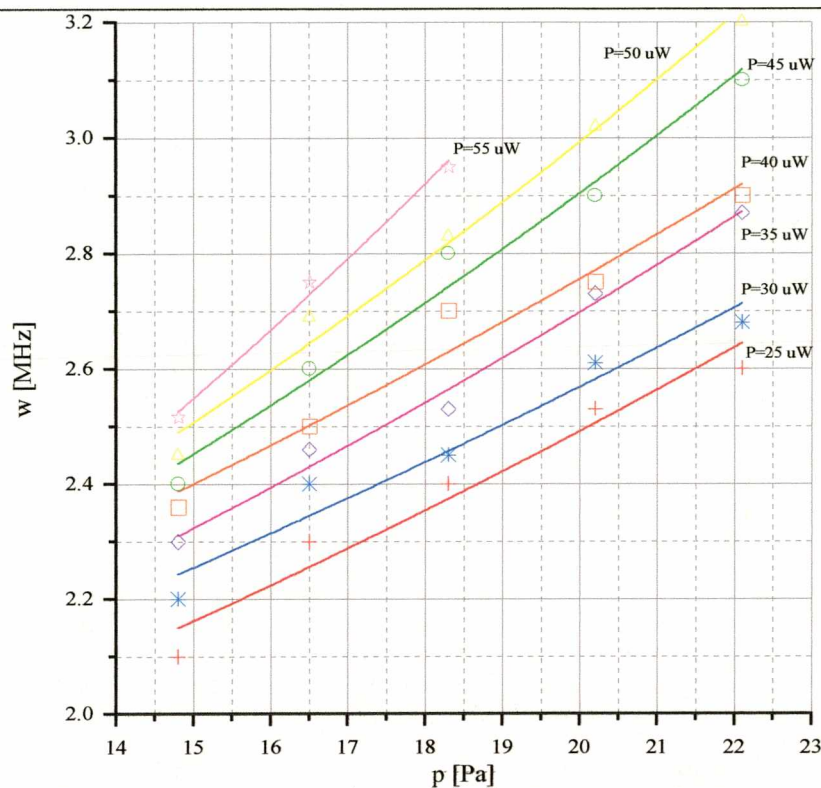
Szerokość połówkowa piku nie zależy od wartości Δv_m , dlatego aby zwiększyć dokładność jej wyznaczenia pomiary wykonano dla trzech różnych wartości amplitudy modulacji 2,5 MHz, 3 MHz, 3,5 MHz (zmierzona szerokość odpowiednio 5 MHz, 6 MHz, 7 MHz). Pomiaru dokonano dla pików d, e, f, g. Piki te są najczęściej używane do badań porównawczych laserów metodą macierzową. Wyniki pomiaru przedstawiono na rysunkach 4.11, 4.12 i 4.13.



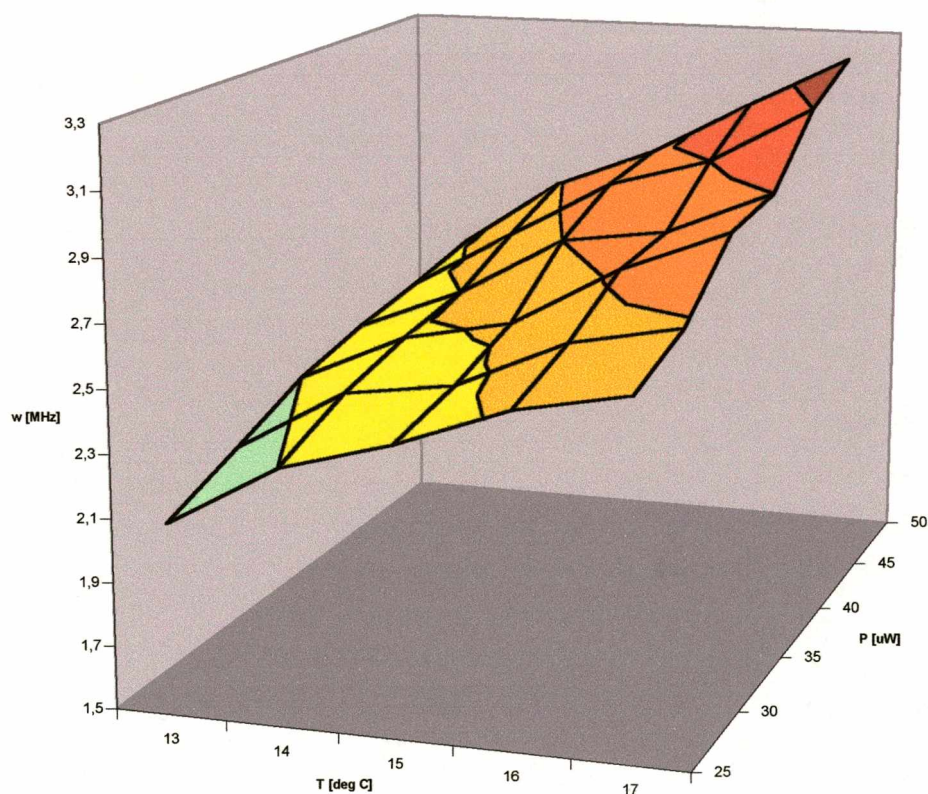
Rys. 14.10. Zależność ilorazu $\Phi(m) = \frac{w_h}{\Delta v_m}$ od głębokości modulacji m .



Rys. 4.11 Wyniki pomiaru szerokości połówkowej piku f w zależności od mocy



Rys. 4.12. Wyniki pomiaru szerokości połówkowej piku f w zależności od ciśnienia par jodu.



Rys. 4.13 Wyniki pomiaru szerokości połówkowej piku f w zależności od mocy lasera i temperatury zimnego palca komórki z parami jodu.

4.3.2 Odczyt wysokości pików

Pik mocy opisuje funkcja:

$$H(\nu) = \Delta P \cdot \frac{w^2}{(\nu - \nu_0)^2 + w^2} \quad (4.21)$$

gdzie ΔP jest wysokością pików.

W świetle rozważań z poprzednich podrozdziałów maksymalne napięcie na wyjściu detektora fazoczułego wynosi:

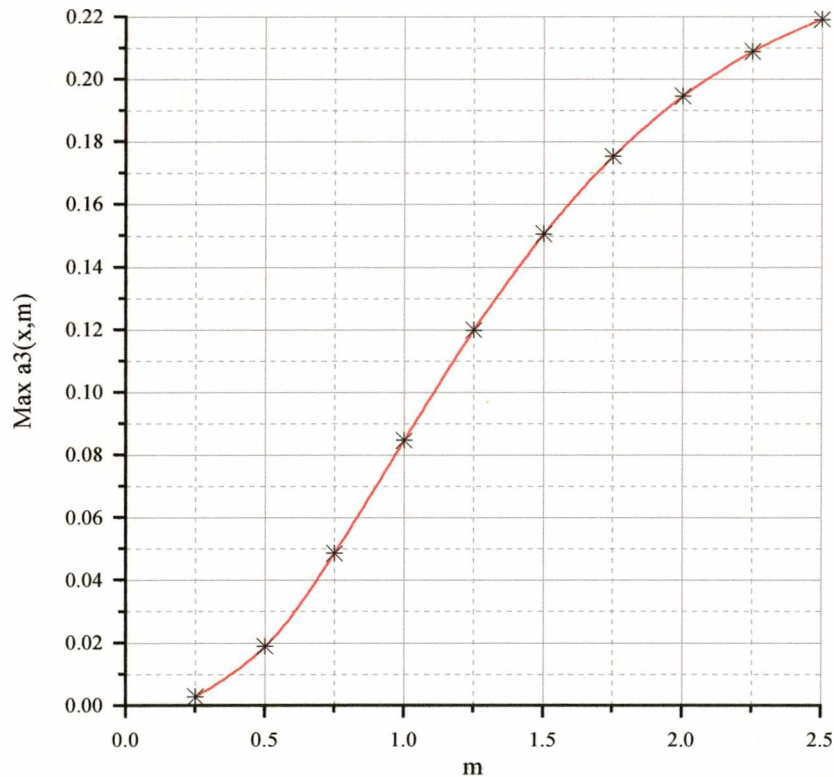
$$U_{\max} = k_u \cdot S_D \cdot \Delta P \cdot \text{Max}\{a_3(x, m)\} \quad (4.22)$$

gdzie:

k_u – wzmacnienie napięciowe toru wzmacniacz selektywny – detektor fazoczuły

S_D – czułość detektora

Zależności wielkości maksimum współczynnika $a_3(x, m)$ od głębokości modulacji przedstawiono na rysunku 4.14.



Rys. 4.14. Wykres zależności maksimum współczynnika $a_3(x, m)$ od głębokości modulacji.

Przekształcając wzór 4.22 można znaleźć prostą formułę na wyznaczenie wysokości pików mocy.

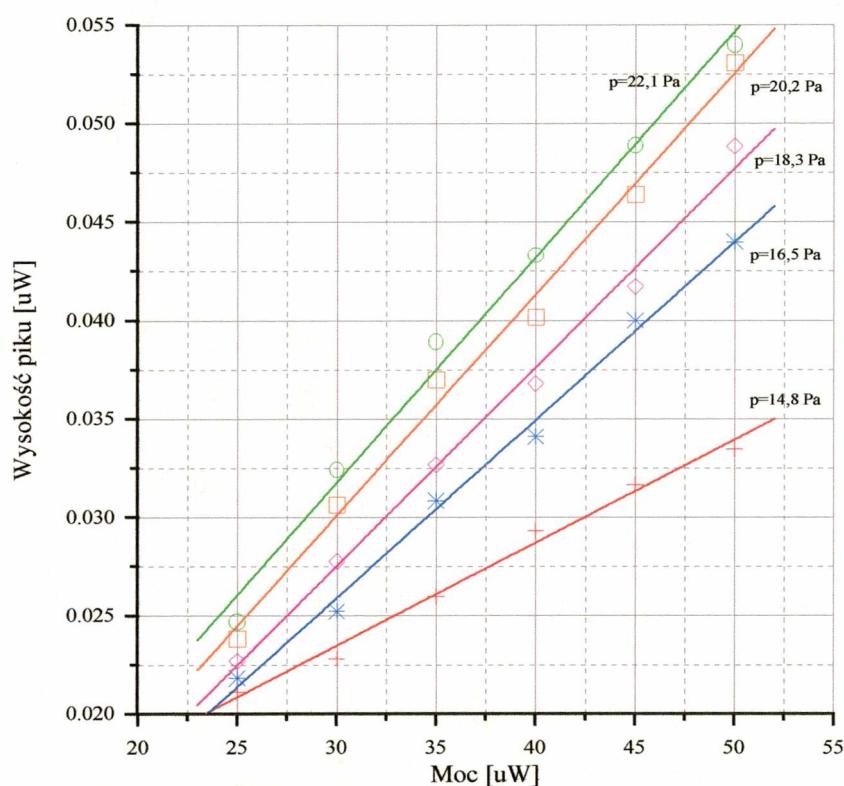
$$\Delta P = \frac{U_{\max}}{k_u \cdot S_D \cdot \text{Max}\{a_3(x, m)\}} \quad (4.23)$$

Maksimum $a_3(x, m)$ obliczmy metodą iteracyjną dla m wyznaczonego wcześniej przy wyznaczaniu szerokości połówkowej pików.

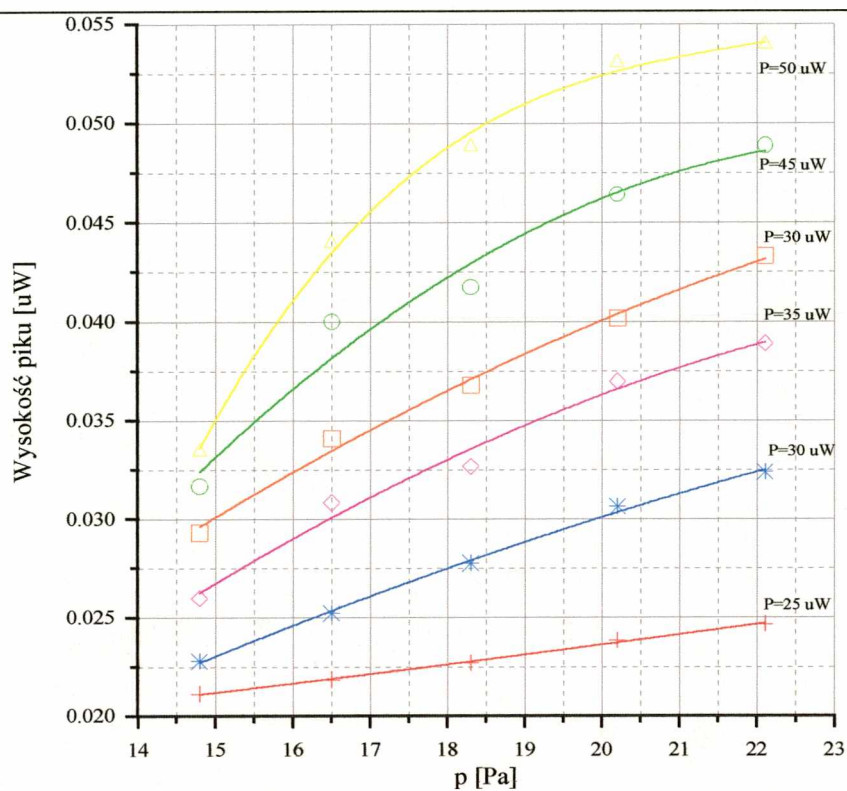
Jako detektor zastosowano diodę PIN BPW34 o czułości 430 mA/W, co przy zastosowaniu opornika 330 k Ω daje czułość napięciową detektora $S_D = 141900$ V/W.

Całkowite wzmocnienie napięciowe toru wzmacniacz selektywny – detektor fazoczuły $k_u = 2000$.

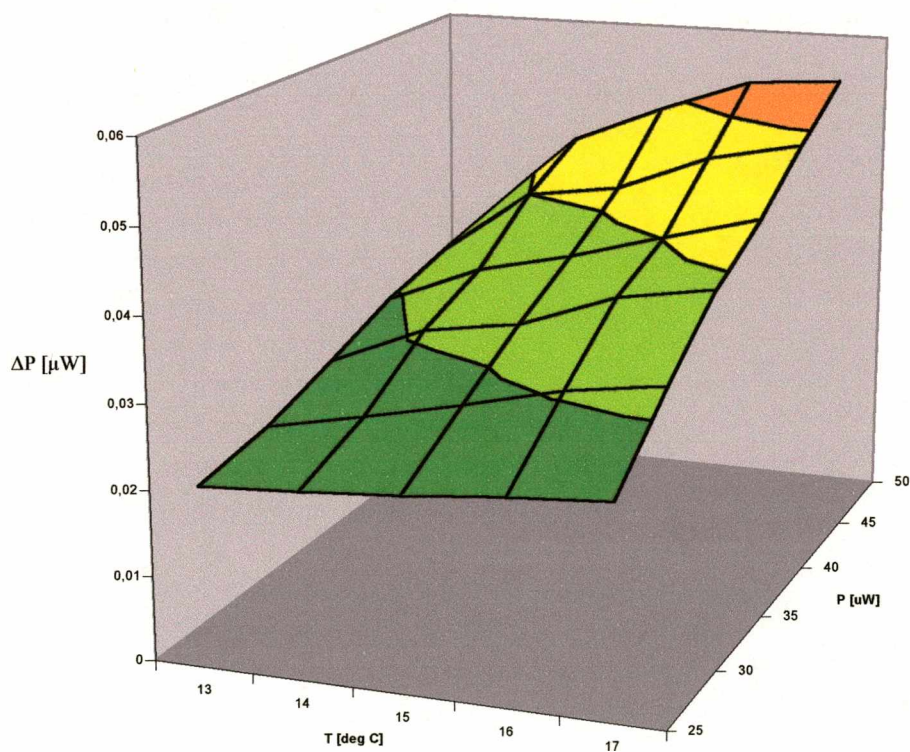
Wyniki pomiarów wysokości pików f przedstawiono na rysunkach: 4.15, 4.16, 4.17



Rys. 4.15 Wyniki pomiaru wysokości pików f w zależności od mocy.



Rys. 4.16. Wyniki pomiaru wysokości piku f w zależności od ciśnienia par jodu.



Rys. 4.16 Wyniki pomiaru wysokości piku f z zależności od temperatury zimnego palca komórki z parami jodu oraz od mocy lasera.

4.4 Podsumowanie

Pomiary szerokości połówkowej oraz wysokości pików wykonano dla grupy pików d, e, f, g, ponieważ jest to grupa używana do porównywania laserów metodą macierzową, a także dlatego że grupa ta znajduje się w okolicy maksimum krzywej wzmocnienia lasera.

Pomiary wykazały, że wszystkie piki z tej grupy mają podobne szerokości połówkowe. Zauważono natomiast około 3% zwiększenie wysokości pików od d do f.

Po przeanalizowaniu zależności szerokości i wysokości pików od mocy lasera i ciśnienia par jodu można stwierdzić, że warunki pracy lasera zaproponowane przez Międzynarodowy Komitet Miar i Wag są warunkami optymalnymi.

Stabilność częstotliwości zależy zarówno od szerokości połówkowej jak i wysokości pików. Im mniejsza szerokość tym większa stabilność, a dla wysokości odwrotnie.

Zmniejszanie temperatury zimnego palca powoduje zmniejszenie szerokości pików co jest korzystne dla stabilności, ale maleje również wysokość pików co jest niekorzystne. Zaproponowana przez MKM i W temperatura 15 °C jest temperaturą optymalną dla stabilizacji częstotliwości.

Zwiększanie mocy lasera powoduje zwiększenie szerokości połówkowej pików. Jest to tak zwane poszerzenie mocowe. Ze wzrostem mocy rośnie również wysokość pików, jednak i tutaj należy zachować kompromis pomiędzy wysokością i szerokością pików mocy.

5. Definicja stałości częstotliwości i sposoby jej oceny

5.1 Uwagi wstępne

Na każdy generator laserowy oddziałują czynniki zewnętrzne takie jak zmiana temperatury otoczenia, pola elektryczne i magnetyczne, wibracje. Czynniki te powodują zmiany i fluktuację amplitudy i częstotliwości promieniowania laserowego. Aby wprowadzić definicję stałości częstotliwości należy najpierw określić stochastyczny model procesu fluktuacji, który pozwala analizować fluktuacje częstotliwości przy pomocy pojęć statystycznych [78].

Kwazimonochromatyczny sygnał generatora można przedstawić w postaci analitycznej

$$V(t) = V_0 \exp\{\xi(t) + j[\Omega_0 t + \Phi(t)]\} \quad (5.1)$$

gdzie: $V(t)$ – chwilowa wartość sygnału, V_0 – amplituda sygnału, $\xi(t)$ – realizacja procesu stochastycznego odpowiedzialna za fluktuacje amplitudy, $\Phi(t)$ – realizacja procesu stochastycznego odpowiedzialna za fluktuacje fazy.

Funkcje $\xi(t)$ i $\Phi(t)$ są wolnozmiennymi funkcjami czasu.

Jeśli przyjmiemy, że fluktuacje amplitudy są małe ($|\xi(t)| \ll 1$) można przedstawić wyrażenie (5.1) w postaci szeregu Taylora. Ograniczając się do członu liniowego i biorąc część rzeczywistą otrzymuje się:

$$V^R(t) = \text{Re}[V(t)] = V_0[1 + \xi(t)]\cos[\Omega_0 t + \Phi(t)] \quad (5.2)$$

Praktyczna ocena stabilności częstotliwości wiąże się nierozdzielnie z badaniem tylko poszczególnych realizacji procesu fizycznego, dlatego należy założyć, że procesy stochastyczne $\{\xi(t)\}$ i $\{\Phi(t)\}$ są procesami stacjonarnymi ergodycznymi w szerszym sensie. Z założenia tego można wyciągnąć następujące wnioski [79]:

- Ze stacjonarności procesu wynika, że wzajemne zależności probabilistyczne pomiędzy poszczególnymi wartościami procesu (funkcja autokorelacji, autokowariancji) nie zależą od tego, w których punktach osi czasu wartości te są badane, a jedynie od wzajemnego oddalenia tych punktów.
- Z ergodyczności procesu wynika, że o jego cechach probabilistycznych takich jak wartość średnia, wartość średniokwadratowa, wariancja, funkcja autokorelacji itp. można wnioskować na podstawie tylko jednej realizacji procesu obserwowanej w dostatecznie długim czasie.

- Ze stacjonarności w szerszym sensie wynika, że wartość średnia realizacji oraz wariancja procesu są wartościami stałymi.

Dla laserów stabilizowanych możemy założyć, że fluktuacje amplitudy są bardzo małe ($|\xi(t)| \ll 1$), więc fluktuacje częstotliwości można sprowadzić tylko do fluktuacji fazy

$$\Omega(t) = \Omega_0 + \Delta\Omega(t) = \frac{d}{dt}[\Omega_0 t + \Phi(t)] = \Omega_0 + \dot{\Phi}(t) \quad (5.3)$$

gdzie $\Delta\Omega(t) = \dot{\Phi}(t)$ ma charakter chwilowej dewiacji częstotliwości od nominalnej średniej częstotliwości Ω_0 . Obliczmy średnią częstotliwość sygnału (5.1)

$$\Omega = \langle \Omega(t) \rangle_t = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \Omega(t) dt = \Omega_0 + \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \left[\Phi\left(\frac{T}{2}\right) - \Phi\left(-\frac{T}{2}\right) \right]. \quad (5.4)$$

Podobnie można obliczyć wartość uśrednionej częstotliwości w skończonym czasie τ dla dewiacji częstotliwości

$$\langle \Delta\Omega(t) \rangle_{t,\tau} = \langle \dot{\Phi}(t) \rangle_{t,\tau} = \frac{1}{\tau} \int_t^{t+\tau} \dot{\Phi}(t') dt' = \frac{1}{\tau} [\Phi(t+\tau) - \Phi(t)] \quad (5.5)$$

Do opisu częstotliwościowego sygnału wyrażonego równaniem (5.1) można również użyć widmowej gęstości mocy opisującej rozkład mocy sygnału wzdłuż osi pulsacji. Można rozróżnić cztery rodzaje gęstości spektralnych.

1. Całkowita gęstość spektralna sygnału $V^R(t)$. Jest to widmo sygnału poddanego fluktuacją amplitudy i fazy. Techniczna realizacja pomiarowa jest praktycznie niemożliwa.
2. Gęstość spektralna fluktuacji amplitudy $V_0 \xi(t)$. Pomiar tego widma jest możliwy przy pomocy idealnego detektora AM.
3. $G_\Phi(\omega)$ – widmowa gęstość mocy fluktuacji fazy $\Phi(t)$, otrzymana przez analizę spektralną sygnału wyjściowego idealnego detektora fazowego.
4. $G_\Omega(\omega)$ – widmowa gęstość mocy fluktuacji częstotliwości $\Delta\Omega(t) = \dot{\Phi}(t)$, otrzymana przez analizę spektralną sygnału wyjściowego idealnego detektora FM.

Przy badaniu stabilności częstotliwości laserów najbardziej użytecznymi charakterystykami są gęstości widmowe $G_\Phi(\omega)$ i $G_\Omega(\omega)$, między którymi występuje zależność [81]:

$$G_\Omega(\omega) = \omega^2 G_\Phi(\omega) \quad (5.6)$$

Gęstość widmowa sygnału stacjonarnego jest z definicji transformatą Fouriera jego funkcji autokorelacji i dana jest zależnością Wienera-Chinczyna [79] [81].

$$G_{\Phi}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{\Phi}(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau; \quad R_{\Phi}(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{\Phi}(\omega) e^{j\omega\tau} d\omega \quad (5.7)$$

$$G_{\Omega}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{\Omega}(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau; \quad R_{\Omega}(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{\Omega}(\omega) e^{j\omega\tau} d\omega \quad (5.8)$$

Z zależności (5.7) i (5.8) otrzymuje się:

$$\sigma^2[\Phi(t)] = R_{\Phi}(0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{\Phi}(\omega) d\omega = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \Phi^2(t) dt = \overline{\Phi^2(t)} \quad (5.9)$$

$$\sigma^2[\Delta\Omega(t)] = R_{\Omega}(0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{\Omega}(\omega) d\omega = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \Delta\Omega^2(t) dt = \overline{\Delta\Omega^2(t)} = \overline{\dot{\Phi}^2(t)} \quad (5.10)$$

Są to bezpośrednie zależności na wariancję procesów $\{\Phi(t)\}$ i $\{\dot{\Phi}(t)\}$, które są jednak trudne do bezpośredniego pomiaru.

Możliwy jest natomiast pomiar wariancji uśrednionej za czas τ realizacji fluktuacji częstotliwości $\langle \Delta\Omega(t) \rangle_{t,\tau} = \langle \dot{\Phi}(t) \rangle_{t,\tau}$ zdefiniowanej wzorem (5.5)

$$\begin{aligned} \sigma^2 \left[\langle \dot{\Phi}(t) \rangle_{t,\tau} \right] &= \frac{1}{\tau^2} \overline{[\Phi(t+\tau) - \Phi(t)]^2} = \frac{2}{\tau^2} [R_{\Phi}(0) - R_{\Phi}(\tau)] = \\ &= \frac{2}{\tau^2} \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{\Phi}(\omega) d\omega - \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{\Phi}(\omega) e^{j\omega\tau} d\omega \right] = \frac{2}{\tau^2} \frac{1}{2\pi} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} G_{\Phi}(\omega) (1 - \cos \omega\tau - j \sin \omega\tau) d\omega \right] = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{\Omega}(\omega) \frac{\sin^2 \left(\frac{\omega\tau}{2} \right)}{\left(\frac{\omega\tau}{2} \right)^2} d\omega \end{aligned} \quad (5.11)$$

Otrzymana zależność przedstawia zachowanie się wariancji fluktuacji częstotliwości w zależności od czasu uśredniania τ . Porównując (5.10) i (5.11) można stwierdzić, że procesowi $\langle \dot{\Phi}(t) \rangle_{t,\tau}$ odpowiada gęstość spektralna $G_{\langle \dot{\Phi}(t) \rangle_{t,\tau}}(\omega)$ równa

$$G_{(\Omega)t,\tau}(\omega) = G_{\Omega}(\omega) \frac{\sin^2\left(\frac{\omega\tau}{2}\right)}{\left(\frac{\omega\tau}{2}\right)^2} \quad (5.12)$$

Analizowana gęstość widmowa mocy procesu fluktuacji częstotliwości $G_{(\Omega)t,\tau}(\omega)$ z czasem uśredniania τ różni się od gęstości $G_{\Omega}(\omega)$ i zależy od czasu uśredniania.

5.2 Definicja stabilności częstotliwości w dziedzinie częstotliwościowej

Za miarę stabilności częstotliwości generatora przyjmuje się odchylenie standardowe fluktuacji częstotliwości względem średniej częstotliwości generatora Ω_0

$$S_v(\tau) = \frac{\sigma[\langle\Phi(t)\rangle_{t,\tau}]}{\Omega_0} = \frac{1}{\Omega_0} \sqrt{\frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} G_{\Omega}(\omega) \frac{\sin^2\left(\frac{\omega\tau}{2}\right)}{\left(\frac{\omega\tau}{2}\right)^2} d\omega} = \frac{1}{\Omega_0} \sqrt{\frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} G_{(\Omega)t,\tau}(\omega) d\omega} \quad (5.13)$$

Przedstawiona powyżej definicja w przypadku generatorów laserowych nie ma sensu praktycznego ponieważ wymaga znajomości gęstości widmowej $G_{(\Omega)t,\tau}(\omega)$, która jest technicznie trudna do określenia w drodze bezpośredniego pomiaru. Poza tym ponieważ stabilność częstotliwości dana wzorem (5.13) istotnie zależy od czasu uśredniania konieczne przyporządkowanie każdemu jej pomiarowi czasu uśredniania. Podanie stabilności bez czasu uśredniania nie ma sensu.

5.3 Definicja stabilności częstotliwości w dziedzinie czasowej

Definicja stabilności częstotliwości w dziedzinie czasowej oparta jest na próbie odchylenia względnych fluktuacji częstotliwości od wartości średniej.

Standardowy licznik zliczający impulsy w czasie τ , okresowo z okresem T podaje uśrednioną częstotliwość w czasie τ . Zgodnie z (5.4) i (5.5) licznik impulsów w n -tym okresie zliczy liczbę impulsów wyrażoną wzorem (5.14).

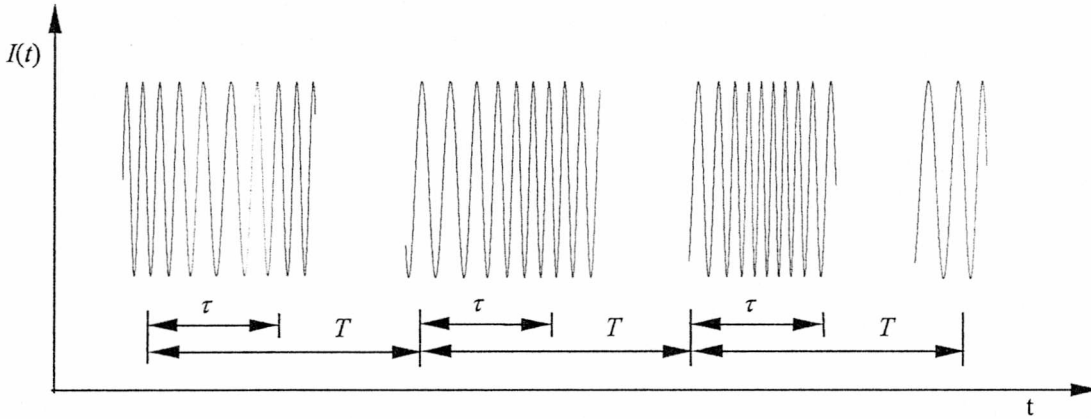
$$y_n = \frac{\Omega_0 + \Phi(t + nT + \tau) - \Phi(t + nT)}{2\pi\tau} \quad (5.14)$$

Dokonując pomiarów w N próbkach można obliczyć wariancję częstotliwości $\sigma^2(N, T, \tau)$ z N pomiarów według zależności

$$\begin{aligned}\sigma^2(N, T, \tau) &= \frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N (y_n - \bar{y})^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N \left(y_n - \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N y_k \right)^2 = \\ &= \frac{1}{N-1} \left\{ \sum_{n=1}^N y_n^2 - \frac{1}{N} \left(\sum_{k=1}^N y_k \right)^2 \right\}\end{aligned}\quad (5.15)$$

Podobnie jak w dziedzinie częstotliwościowej, stabilność częstotliwości w dziedzinie czasowej można zdefiniować stosunkiem odchylenia standardowego $\sigma(N, T, \tau)$ do średniej częstotliwości generatora Ω_0

$$S_i(\tau) = \frac{\sqrt{\sigma^2(N, T, \tau)}}{\Omega_0} \quad (5.16)$$



Rys. 5.1 Zasada pomiaru wariancji częstotliwości w czasie uśredniania τ .

W celu zapewnienia porównywalności wyników ważne jest ustalenie N i T . W praktyce pomiarowej używana jest wygodna metoda pomiaru stabilności dla dwóch kolejnych próbek bezpośrednio następujących po sobie ($N = 2$, $T = \tau$). Zgodnie z (5.15) wariancję częstotliwości można zapisać wzorem (5.17) [83].

$$\sigma^2(2, T = \tau) = \left\langle \frac{(y_{2k} - y_{2k-1})^2}{2} \right\rangle \cong \frac{1}{m} \sum_{k=1}^m \frac{(y_{2k} - y_{2k-1})^2}{2} \quad (5.17)$$

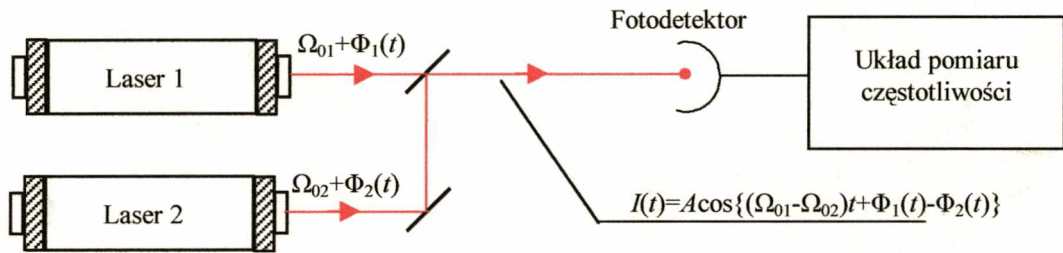
gdzie m jest ilością pomiarów dwupróbkowych.

Wyrażenie (5.17) nazywane jest wariancją Allana. Pomiary stabilności w oparciu o powyższą definicję są przejrzyste i proste technicznie. Dysponując wynikami pomiarów stabilności dla różnych czasów uśredniania τ , można próbować oszacować charakter gęstości widmowej fluktuacji częstotliwości $G_\Omega(\omega)$.

Pomiar wariancji Allana jest tym dokładniejszy im większa jest liczba pomiarów dwupółkowych m , można jednak pokazać, że dobry poziom ufności wyników pomiarów uzyskuje się dla $m=100$. Przyjęcie tak dużego m dla czasów uśredniania $\tau > 10$ s wymaga znacznych czasów pomiaru, dlatego często zmniejsza się wielkość m do wartości wygodnej, co wiąże się ze zmniejszeniem poziomu ufności i wymaga podawania wartości m przy podawaniu wyników.

5.4 Pomiar stabilności częstotliwości laserów metodą zdudniania

W przypadku oceny stabilności częstotliwości laserów bezpośredni pomiar fluktuacji częstotliwości jest niemożliwy ze względu na bardzo wysoką częstotliwość nominalną sygnału. W tym przypadku najbardziej użyteczną metodą pomiaru jest technika zdudniania (częstotliwości różnicowej).



Rys. 5.2 Układ do pomiaru stabilności częstotliwości laserów metodą zdudniania.

Zasada pomiaru stabilności częstotliwości metodą zdudniania przedstawiono na rysunku 5.2. Na fotodetektorze pojawia się sygnał interferujących ze sobą wiązek laserowych o częstotliwościach Ω_{01} i Ω_{02} poddanych fluktuacjom $\Phi_1(t)$ i $\Phi_2(t)$, który można opisać wzorem:

$$I(t) = A \cos\{(\Omega_{01} - \Omega_{02})t + \Phi_1(t) - \Phi_2(t)\} \quad (5.18)$$

Układ pomiaru częstotliwości mierzy więc częstotliwość różnicową i na jej podstawie wyznaczana jest wariancja fluktuacji częstotliwości $\sigma^2(N, T, \tau)$. Jeżeli przyjmiemy, że badane lasery fluktuują niezależnie oraz posiadają identyczne gęstości mocy $G_{\Omega_1}(\omega) = G_{\Omega_2}(\omega)$ można przyjąć, że wariancja częstotliwości różnicowej jest równa pomnożonej przez dwa wariancji fluktuacji częstotliwość pojedynczego generatora:

$$\sigma^2[\Phi_1(t) - \Phi_2(t)] = 2\sigma^2[\Phi(t)] \quad (5.19)$$

Biorąc pod uwagę powyższe równanie definicja stabilności częstotliwości w dziedzinie czasowej (5.16) przyjmuje postać:

$$S_t(\tau) = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\sqrt{\sigma^2(N, T, \tau)}}{\Omega_0} \quad (5.20)$$

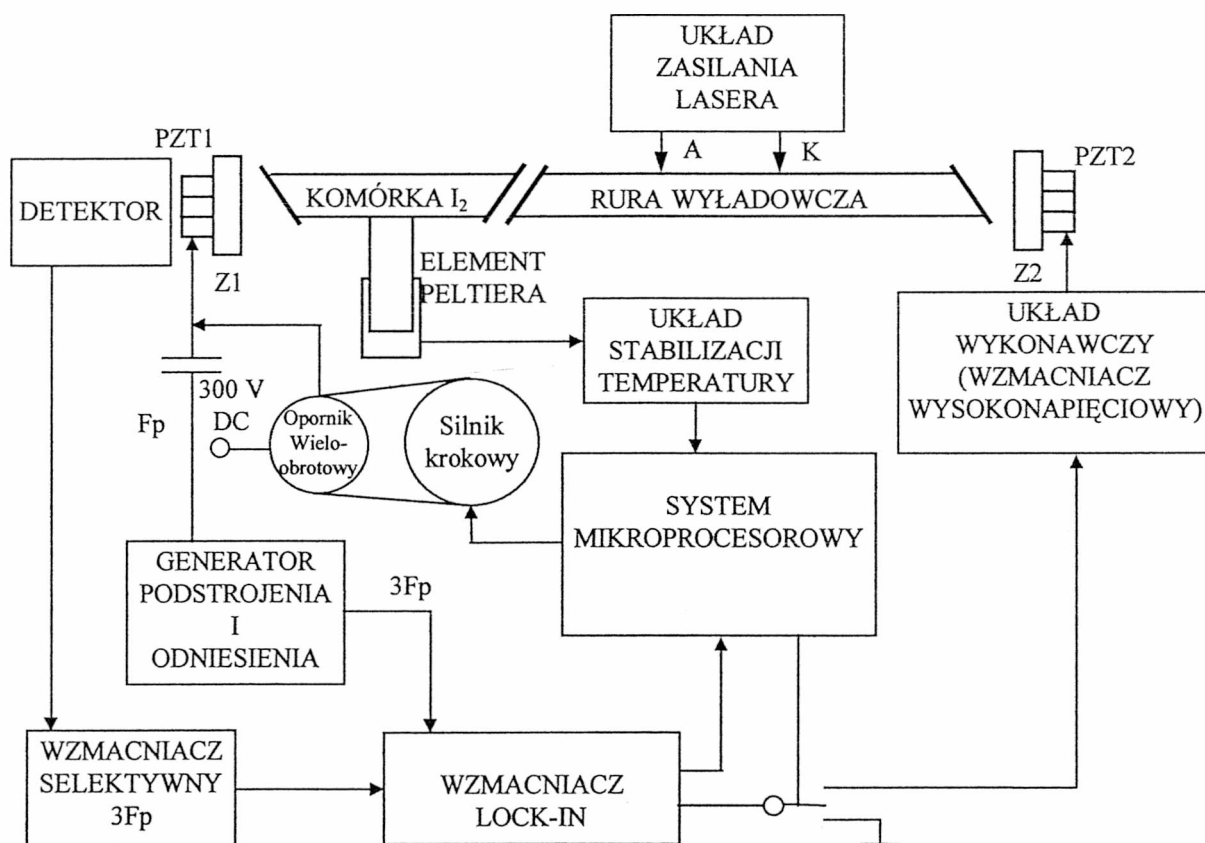
Jeżeli dokonuje się pomiarów stabilności laserów znacznie się różniących (np. laser He-Ne/I₂ i laser HeNe stabilizowany na maksimum mocy to) do obliczenia stabilności stosuje się wzór (5.16).

6. Laser stabilizowany metodą trzeciej harmonicznej

W rozdziale tym zostanie omówiona budowa lasera stabilizowanego w oparciu o nasycającą absorpcję w parach jodu. Aby umożliwić badania stabilności częstotliwości metodą zdudniania zostały zbudowane dwa identyczne generatory laserowe.

Na rysunku 6.1 przedstawiono schemat blokowy lasera. Podstawowe elementy lasera to:

- Rezonator
- Układ zasilania lasera
- Generator sygnału podstrajającego i sygnału odniesienia
- Detektor
- Wzmacniacz selektywny
- Detektor fázoczuły
- Wzmacniacz wysokonapięciowy
- Układ stabilizacji temperatury zimnego palca komórki
- System mikroprocesorowy wraz z układem przestrajania lasera



Rys. 6.1. Schemat blokowy lasera HeNe/I₂

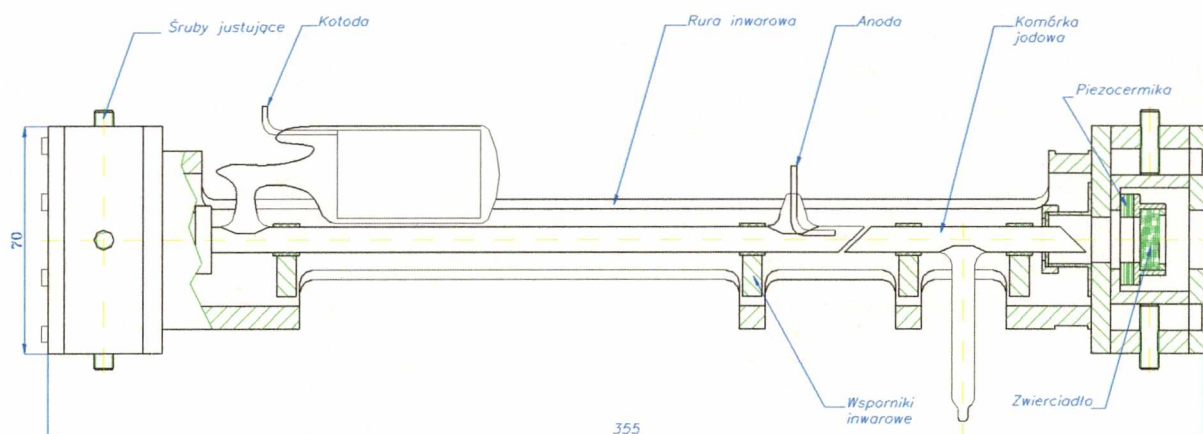
6.1 Konstrukcja rezonatora

Jak wspomniano w rozdziale drugim bierna stabilizacja częstotliwości jest jednym z elementów aktywnej stabilizacji częstotliwości.

Aby zapewnić odpowiednio wysoką bierną stabilność częstotliwości promieniowania laserowego, rezonator wykonano z inwaru charakteryzującego się bardzo małym współczynnikiem rozszerzalności cieplnej. Rezonator składa się z odpowiednio wydrążonej rury, do której końców przymocowano flansze boczne. Po szlifowanych na gładko flanszach mogą poruszać się kubki do których przymocowano zwierciadła. Kubki ze zwierciadłami poruszane są za pomocą śrub justujących. Przesuwając zwierciadła mamy możliwość zjustowania lasera. Dzięki takiej konstrukcji laser nie rozjustowuje się w czasie transportu.

Zwierciadła lasera przymocowane są do kubków poprzez przesuwniki piezoceramiczne, dzięki czemu możliwa jest zmiana długości optycznej rezonatora.

Wewnątrz rezonatora na wspornikach inwarowych umieszczono rurę laserową zakończoną okienkami Brewstera. Aby odizolować termicznie rezonator od rury laserowej umieszczono ją na podkładkach z teflonu. Za rurą laserową umieszczono komórkę z parami jodu. Konstrukcję rezonatora pokazano na rysunku 6.2.



Rys. 6.2 Konstrukcja rezonatora lasera HeNe/I2

Podstawowe parametry rezonatora przedstawiono w tabeli:

Parametr	Wartość	Jednostka
Długość rezonatora	24,5	cm
Współczynnik transmisji zwierciadła t_1	0,2	%
Współczynnik transmisji zwierciadła t_2	1,0	%

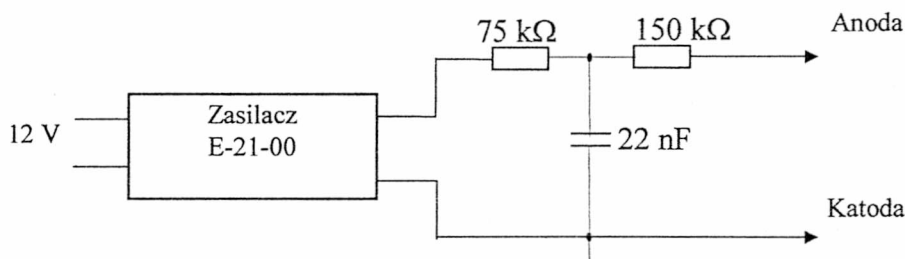
Promień krzywizny zwierciadła R_1	100	cm
Promień krzywizny zwierciadła R_2	100	cm
Długość komórki jodowej	6,5	cm
Czułość stałoprądowa PZT	5,8	MHz/V
Czułość PZT dla $f=1600$ Hz	4	MHz/V

Pewną ocenę biernej stabilności rezonatora może stanowić fakt, że po dwóch godzinach pracy lasera częstotliwość zmieniała się o około 50 MHz w ciągu minuty.

6.2 Układ zasilania lasera

Układ zasilania powinien zapewniać napięcie zapłonu wyładowania większe od 8 kV, napięcie pracy zmieniające się w zakresie 1.5 do 2 kV i prąd wyładowania regulowany w zakresie od 4 do 7 mA. Fluktuacje prądu wyładowania nie powinny być większe od 0.2 %. Wymagania te spełnia zasilacz E-21-00 firmy VOLTEX, INC. Zasilacz ten posiada wewnętrzny stabilizator prądu wyładowania, więc można było zrezygnować z szeregowego stabilizatora prądu. Zastosowano jedynie filtr bierny (rys. 6.3).

Przy prądzie wyładowania 5 mA układ pobiera ok. 1.3 A przy 12 V zasilania.



Rys. 6.3 Układ zasilania lasera.

6.3 Generator

Zadaniem generatora sygnału przestrajania i sygnału odniesienia jest wytworzenie sinusoidalnego sygnału o pulsacji ω oraz zgodnego w fazie sygnału prostokątnego o pulsacji trzykrotnie większej będącego sygnałem odniesienia dla detektora fazoczułego.

Oprócz wymagania współbieżności fazy obu sygnałów, bardzo ważne jest aby wytwarzany sygnał sinusoidalny nie zawierał swojej trzeciej harmonicznej. Obecność w sygnale nawet niewielkiej składowej o pulsacji 3ω , powoduje, że w obrazie trzeciej harmonicznej pojawia się

tło będące wynikiem wykonania przez układ analizy tej szkodliwej składowej. Ideę układu spełniającego powyższe warunki podano w pracy [100].

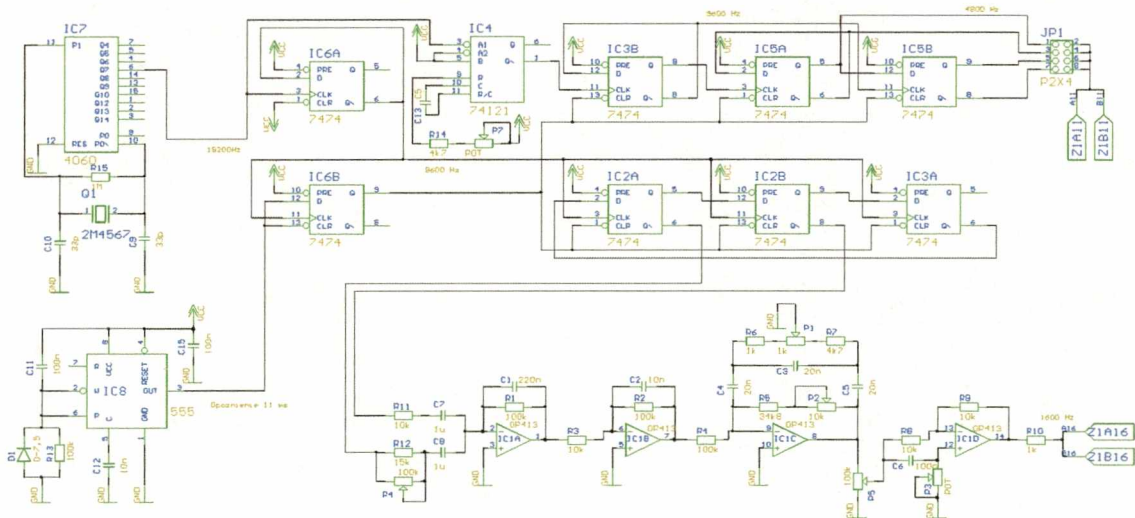
Zasada pracy układu polega na dodaniu dwóch fal prostokątnych przesuniętych w fazie o 60°. Falę prostokątną o pulsacji ω można zapisać w postaci szeregu Fouriera:

$$F(\omega) = \sin \omega t + \frac{1}{3} \sin 3\omega t + \frac{1}{5} \sin 5\omega t + \dots \quad (6.1)$$

Po dodaniu dwóch fal prostokątnych o tej samej pulsacji i amplitudzie, lecz przesuniętych w fazie o 60° otrzymuje się:

$$\begin{aligned} F(\omega) &= \sin \omega t + \frac{1}{3} \sin 3\omega t + \frac{1}{5} \sin 5\omega t + \dots + \\ &\sin\left(\omega t + \frac{\pi}{3}\right) + \frac{1}{3} \sin\left(3\omega t + \frac{\pi}{3}\right) + \frac{1}{5} \sin\left(5\omega t + \frac{\pi}{3}\right) + \dots = \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2n+1} \left\{ \sin[(2n+1)\omega t] + \sin\left[(2n+1)\left(\omega t + \frac{\pi}{3}\right)\right] \right\} = \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2n+1} \left\{ 2 \sin\left[(2n+1)\left(\omega t + \frac{\pi}{6}\right)\right] \cos\left[(2n+1)\frac{\pi}{6}\right] \right\} \end{aligned} \quad (6.2)$$

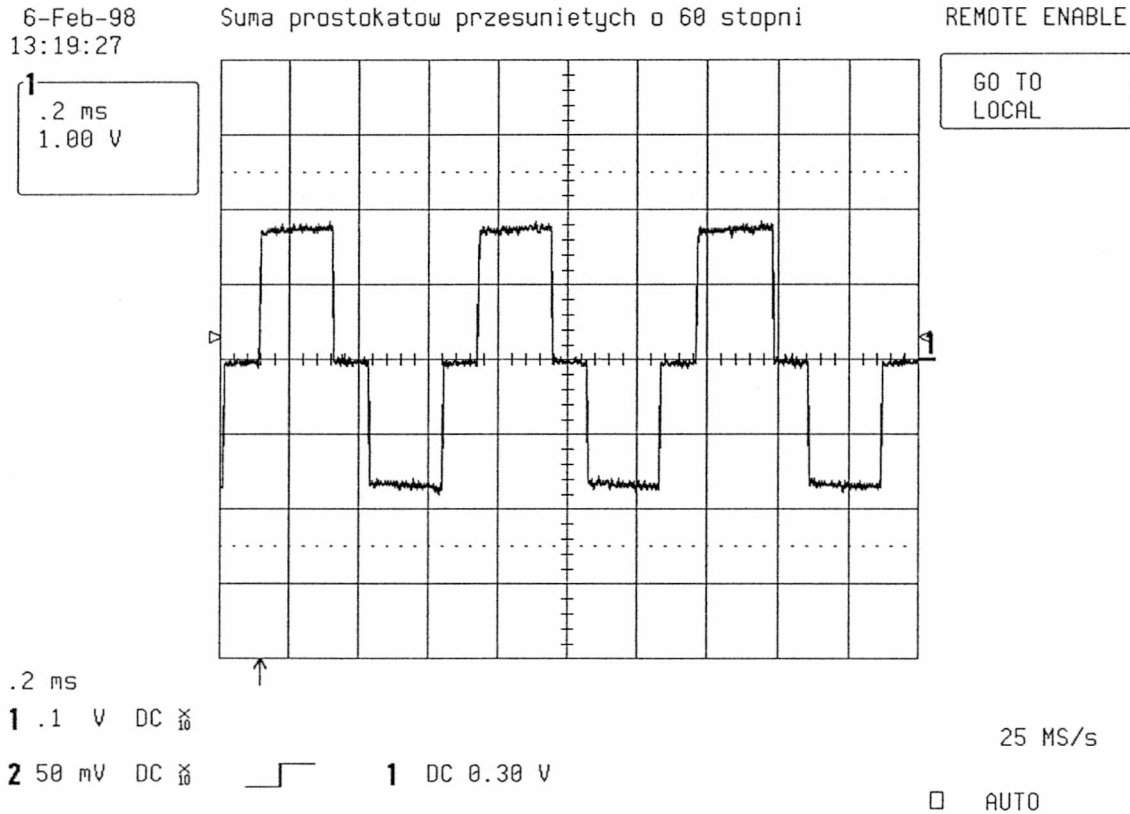
Łatwo zauważyć, że dla $(2n+1) = 3, 9, 15, \dots$ $\cos(2n+1)\frac{\pi}{6} = 0$, więc sygnał opisany wzorem 6.2 nie zawiera swojej trzeciej harmonicznej.



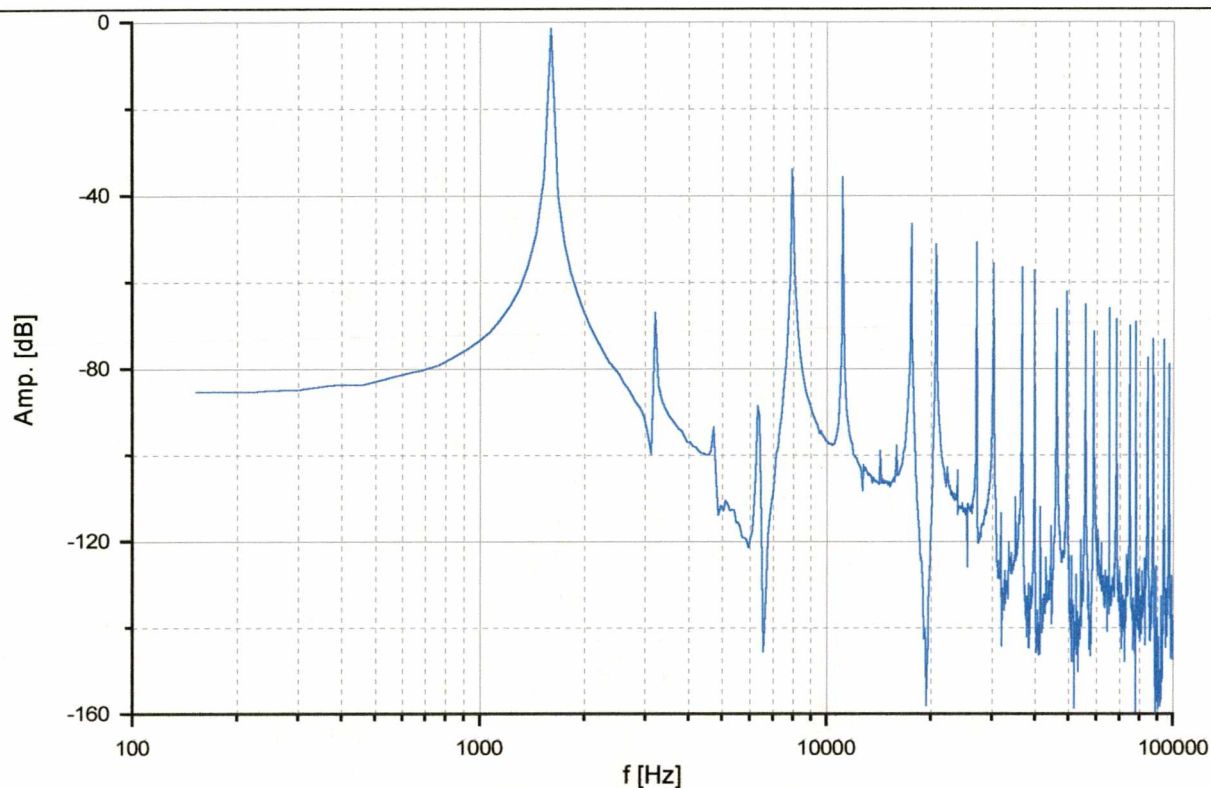
Rys. 6.4 Schemat generatora sygnału przestrajania i odniesienia.

Generator działający według opisanej powyżej zasady przedstawiono na rysunku 6.4. Układ generator-licznik 40HC60 (IC7 na rys. 6.4) wytwarza sygnał prostokątny o częstotliwo-

ści 19200 Hz. Po podzieleniu częstotliwości przez 2 (IC6A) sygnał ten podawany jest na trzy przerzutniki typu D (IC2A, IC2B, IC3A) realizujące funkcję dzielnika przez 6. Na wyjściach przerzutników IC2A i IC3B powstają sygnały prostokątne o częstotliwości 1600 Hz przesunięte w fazie o 60°. Na rysunku 6.5 przedstawiono sumę tych sygnałów, a na rysunku 6.6 jej transformatę Fouriera. Poziom trzeciej harmonicznej jest o ponad 80 dB mniejszy niż pierwszej, czyli wystarczy wyfiltrować wyższe harmoniczne aby otrzymać pożądany sygnał.

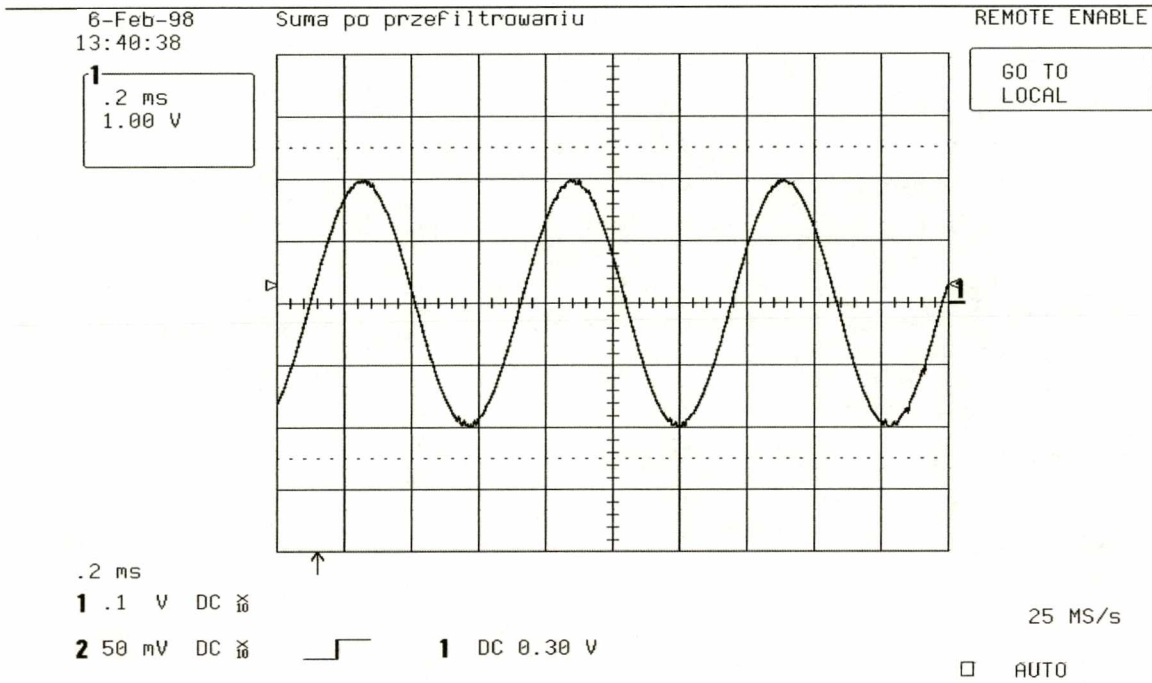


Rys. 6.5. Suma sygnałów prostokątnych przesuniętych w fazie o 60°.

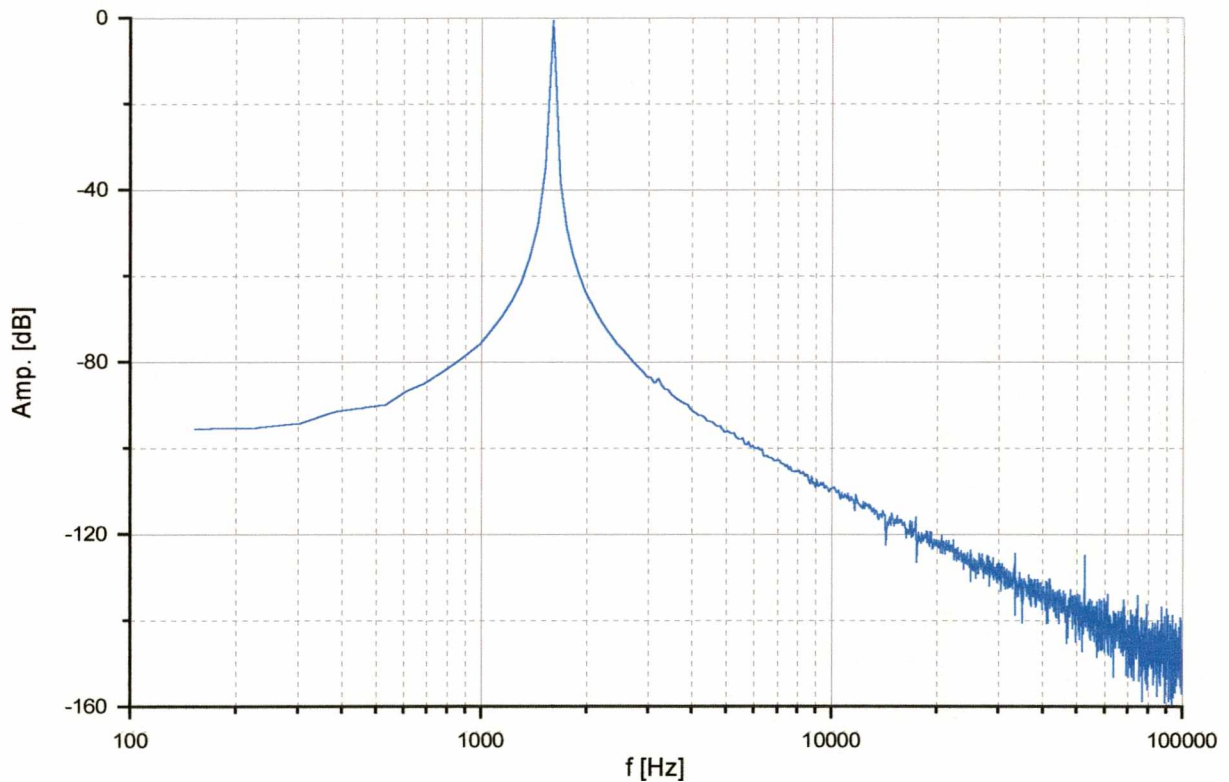


Rys. 6.6 Widmo częstotliwościowe sumy sygnałów przesuniętych w fazie o 60° .

Filtracja dokonywana jest przy pomocy wzmacniaczy operacyjnych IC1A, IC1B pracujących jako filtr dolnoprzepustowy oraz wzmacniacza IC1C pracującego jako filtr pasmowo przepustowy. Przetworzony sygnał przedstawiono na rysunku 6.7, a na rysunku 6.8 jego widmo częstotliwościowe. Widmo sygnału wyznaczono przy pomocy programu „Mathcad”. Sygnał odczytano przy pomocy oscyloskopu cyfrowego LeCroy 9310A, który umożliwia przesyłanie do komputera poprzez łącze RS próbowanego sygnału mierzonego. Wykorzystując program „Mathcad” wyznaczono transformatę FFT tego sygnału.



Rys. 6.7 Sygnał przestrajający.



Rys. 6.8 Widmo sygnału przestrajającego.

Generator wytwarza również sygnał prostokątny o częstotliwości 3 razy większej od częstotliwości sygnału przestrajającego, będący sygnałem odniesienia dla detektora fazoczułego. Sygnał odniesienia wytwarzany jest na przerzutnikach IC5A, IC5B. Na ich wyjściach otrzymujemy sygnały przesunięte w fazie o 90° , o umożliwia skokową zmianę fazy.

Ciągła zmiana fazy możliwa jest dzięki zastosowaniu przerzutnika monostabilnego 74121 (IC4) i przerzutnika d (IC3B). Zmieniając rezystancję potencjometru P7 przesuwają się narastające zbocze sygnału, który wyzwala przerzutnik IC3B, czyli zmieniamy fazę sygnału.

Aby zapewnić synchroniczne wyzwolenie przerzutników po załączeniu napięcia zasilania zastosowano układ NE555 (IC8), realizujący o 10 ms opóźnione wyzwolenie przerzutnika IC6B, którego wyjście podłączone jest do wyjść zerujących pozostałych przerzutników, czyli przez ok. 10 ms przerzutniki są wyzerowane.

6.4 Detektor

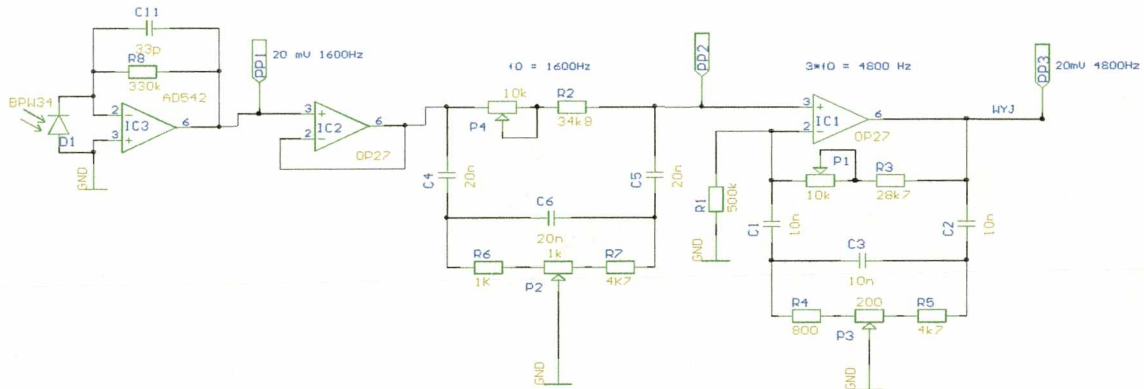
Układ detektora powinien zapewniać detekcję tylko użytecznego sygnału trzeciej harmonicznej. Sygnał pierwszej harmonicznej jest w tym przypadku sygnałem zakłócającym.

Płytkę detektora zamocowano bezpośrednio na rezonatorze. Jako detektor promieniowania zastosowano diodę PIN BPW34 pracującą w klasycznym układzie wzmacniacza. Zastosowano wzmacniacz AD542 z tranzystorami „fet” w stopniu wejściowym. Na wyjściu wzmacniacza uzyskano około 20 mV-wy sygnał o częstotliwości 1600 Hz (pierwsza harmoniczna sygnału przestrajającego). Następnie sygnał ten poddawany jest na filtr pasmowy tłumiący pierwszą harmoniczną i wzmacniający trzecią tak, że na wyjściu filtru otrzymano sygnał o częstotliwości 4800 Hz i amplitudzie około 20mV. Jako filtr pasmowo-zaporowy zastosowano klasyczny układ filtru pasywnego (C4,C6,C5,R2,R6,R7,P4,P2) (Filtr zerowy z mostkiem różniczkującym). Na wyjściu filtru dla częstotliwości zaporowej spotykają się dwa sygnały przesunięte w fazie o 180°, czyli sygnały o tej częstotliwości są silnie tłumione. Największe tłumienie występuje dla częstotliwości danej wzorem:

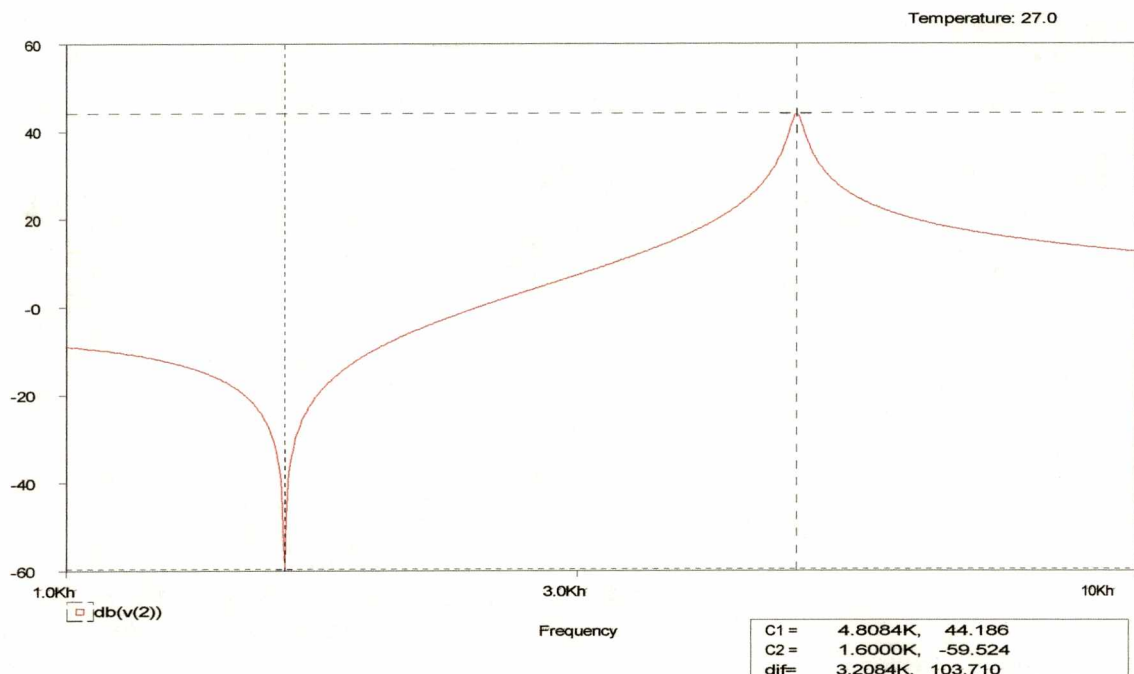
$$f_0 = \frac{1}{2\pi C \sqrt{3R_6 R_7}} \quad (6.3)$$

Wzmacniacz operacyjny IC2 pracuje w układzie wtórnika napięciowego i dopasowuje impedancje wzmacniacza detektorowego i filtru.

Wzmacniacz pasmowo-przepustowy wzmacniający trzecią harmoniczną zbudowano w ten sposób, że w pętli sprzężenia zwrotnego wzmacniacza nieodwracającego (IC1) umieszczono układ silnie tłumiący sygnały o częstotliwości 4800 Hz (podobny do opisywanego powyżej), co powoduje, że wzmacniacz ten ma największe wzmocnienie właśnie dla częstotliwości 4800 Hz. Schemat układu detektora przedstawiono na rysunku 6.9, a na rysunku 6.10 przedstawiono charakterystykę częstotliwościową.



Rys. 6.9 Schemat układu detektora.



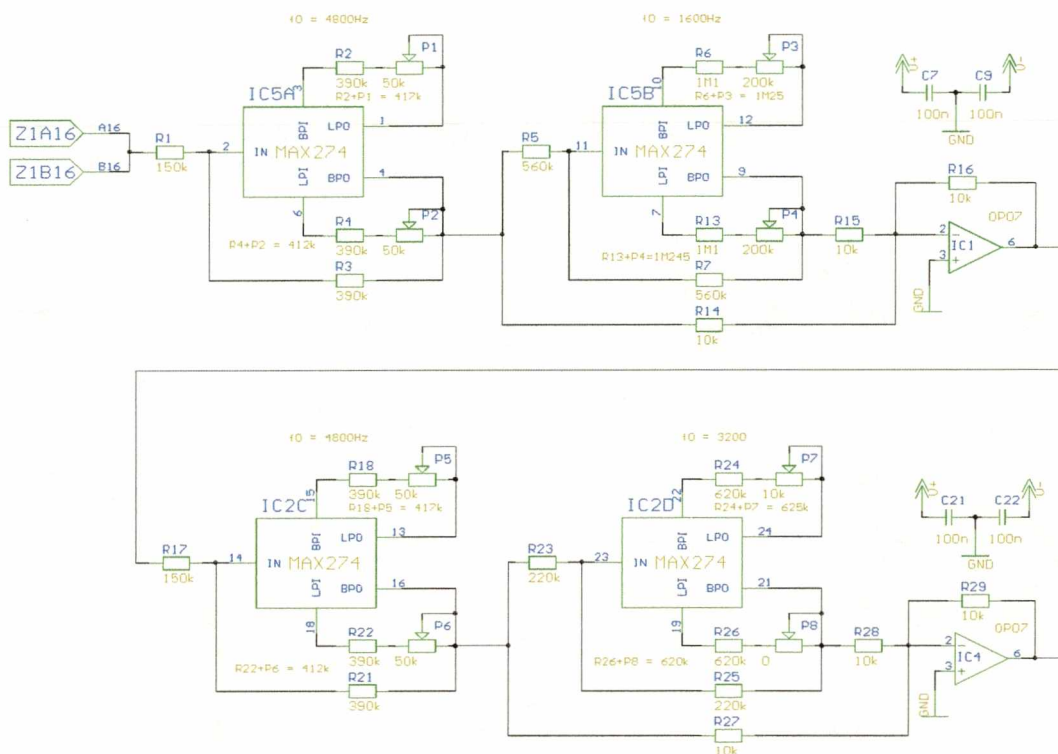
Rys. 6.10 Charakterystyka amplitudowa detektora.

Jak widać różnica wzmocnienia dla pierwszej i trzeciej harmonicznej wynosi ponad 100 dB.

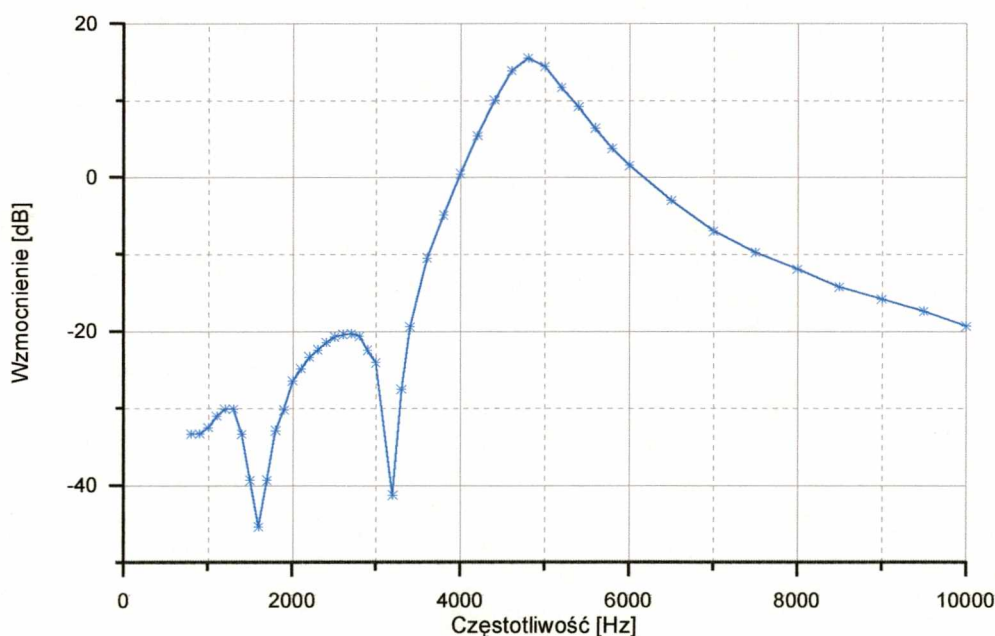
6.5 Wzmacniacz selektywny

Filtr pasmowy zbudowano przy użyciu układu scalonego Max274 firmy Maxim. Układ ten posiada wewnętrzne kondensatory dzięki czemu przy wykorzystaniu tego układu można budować różne typy filtrów poprzez dodanie kilku zewnętrznych rezystorów. W omawianym przypadku zrealizowano filtr pasmowy wzmacniający trzecią harmoniczną (układy IC5A i

IC2C), tłumiący pierwszą (układy IC5B i IC1) i drugą harmoniczną (układy IC2D i IC4). Schemat układu przedstawiono na rysunku 6.11, a charakterystykę amplitudową na rysunku 6.12.



Rys. 6.11 Schemat wzmacniacza selektywnego.



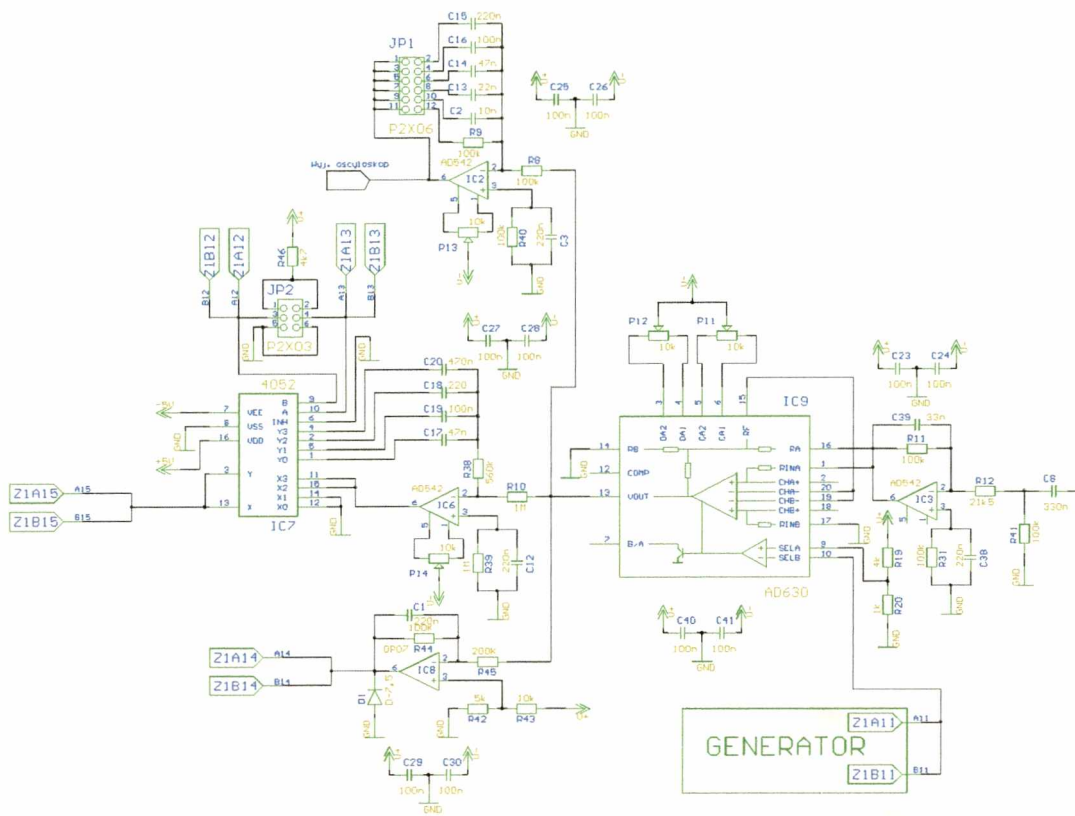
Rys. 6.12 Charakterystyka wzmacniacza selektywnego zrealizowanego przy użyciu układu MAX274.

6.6 Detektor fazoczuły

Po przejściu przez filtr pasmowy sygnał podawany na detektor fazoczuły. W opisywanym przypadku rolę tę spełnia układ modulatora-demodulatora AD630 (IC9) firmy Analog Devices i filtr dolnoprzepustowy zrealizowany na wzmacniaczu operacyjnym AD542 (IC6). Aby umożliwić obserwację pików absorpcyjnych dodano jeszcze jeden filtr dolnoprzepustowy IC2. Istnieje możliwość skokowej zmiany stałej czasowej filtru. W przypadku układu IC2 realizowane jest to poprzez zwarcie odpowiedniej zworki, a w przypadku układu IC6 dzięki zastosowaniu multipleksera analogowego poprzez wystawienie odpowiednich napięć na liniach adresowych multipleksera. Multiplekser ten używany jest również do „zamykania pętli stabilizacji”, poprzez dołączenie wyjścia z detektora fazoczułego do wejścia wzmacniacza wysokonapięciowego. Przy otwartej pętli wzmocnienia na wejście wzmacniacza wysokonapięciowego podawane jest zerowe napięcie.

Sygnał z detektora fazoczułego podawany jest również na wejście przetwornika A/C, co umożliwia systemowi mikroprocesorowemu śledzenie pików, zamykanie i kontrolę pracy pętli. Ponieważ zastosowany przetwornik może mierzyć napięcia od 0 do 5V, należy przesunąć poziom napięci wyjściowego z detektora fazoczułego (wzmacniacz operacyjny IC8).

Schemat blokowy detektora przedstawiono na rysunku 6.13.

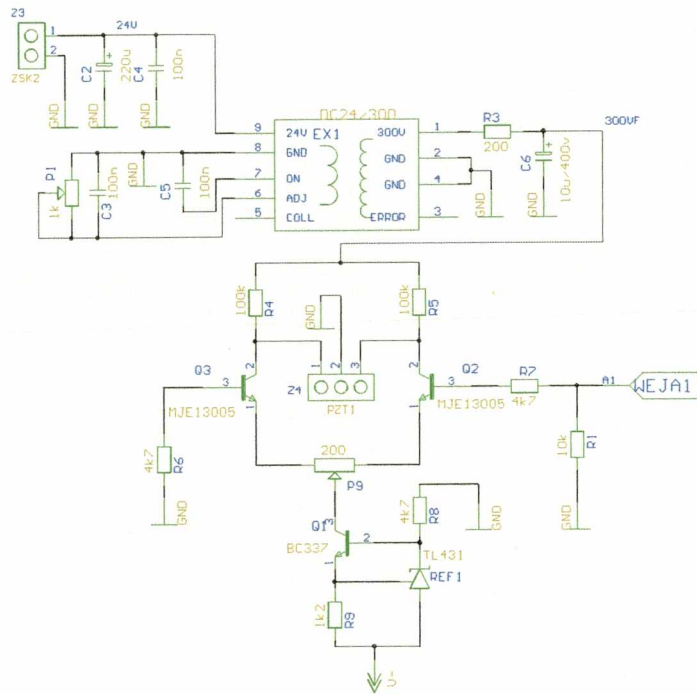


Rys. 6.13 Schemat detektora fazoczułego.

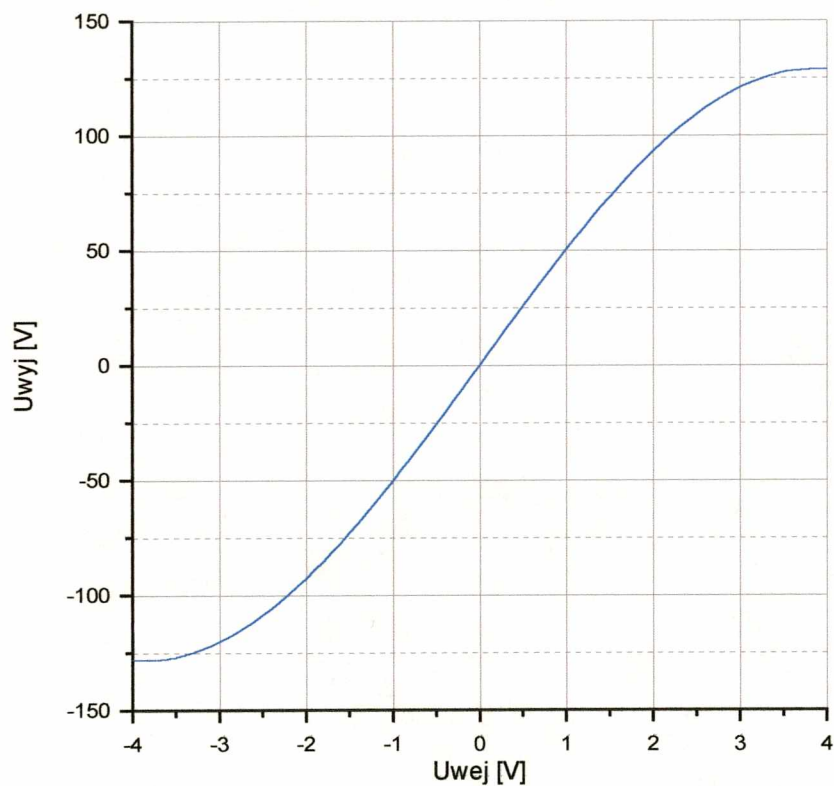
6.7 Wzmacniacz wysokonapięciowy

Wzmacniacz wysokonapięciowy jest klasycznym układem różnicowego wzmacniacza prądu stałego z niesymetrycznym wejściem i symetrycznym wyjściem oraz dynamicznym obciążeniem emiterowym. W obu gałęziach wzmacniacza zastosowano tranzystory wysokonapięciowe MJE13005 o odpowiednio dobranych współczynnikach wzmocnienia prądowego β . Dynamiczne obciążenie emitera tworzy stabilizator prądu, złożony z scalonego źródła napięcia odniesienia TL431 (REF1), tranzystora Q1 oraz rezystorów R8, R9. Prąd emitera stabilizowany jest na poziomie 2 mA. Zerowanie wzmacniacza dokonywane jest za pomocą potencjometru P9. Schemat blokowy wzmacniacza wysokonapięciowego przedstawiono na rysunku 6.14, a na rysunku 6.15 przedstawiono charakterystykę przejściową.

Wzmacniacz zasilany jest z przetwornicy tranzystorowej wytwarzającej napięcie 300V.



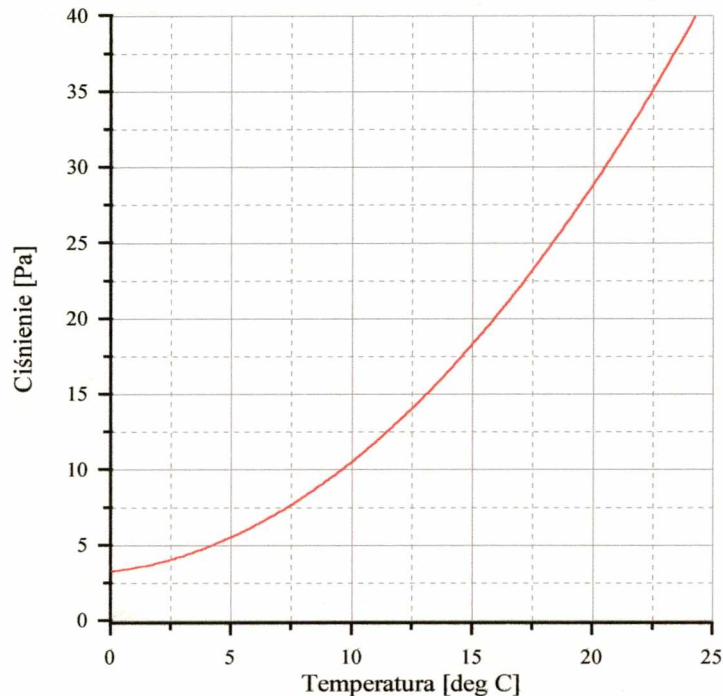
Rys. 6.14 Schemat blokowy wzmacniacza wysokonapięciowego.



Rys. 6.15 Charakterystyka przejściowa wzmacniacza wysokonapięciowego.

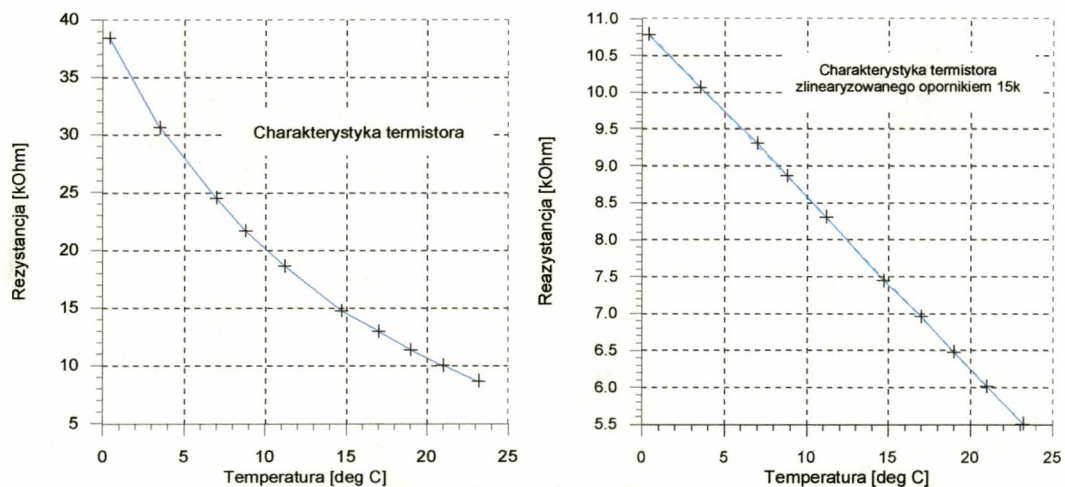
6.8 Układ stabilizacji temperatury zimnego palca komórki

W komórkach absorpcyjnych wykorzystywanych do stabilizacji częstotliwości lasera He-Ne jod znajduje się w stanie stałym, a ciśnienie pary nasyconej kontrolowane jest przez ustalenie temperatury jednego fragmentu komórki („zimnego palca”). Zależność ciśnienia pary nasyconej jodu od temperatury przedstawia rysunek 6.16 [96].



Rys 6.16 Zależność ciśnienia pary nasyconej jodu od temperatury.

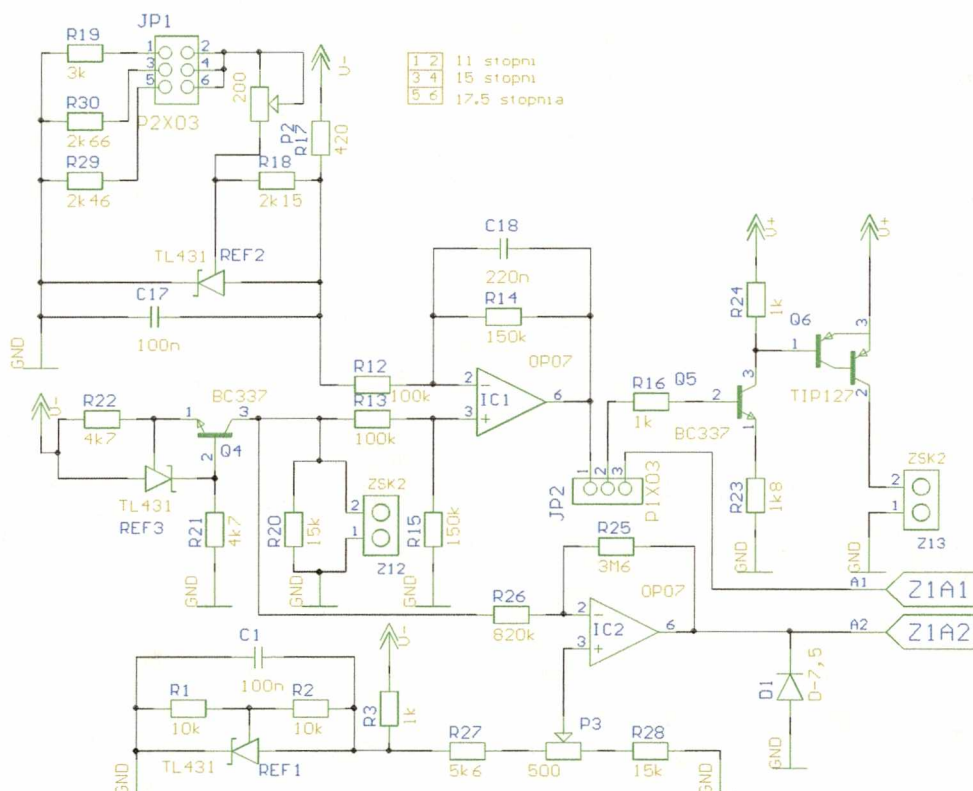
Do pomiaru temperatury „zimnego palca” komórki wykorzystano czujnik termistorowy o charakterystyce $R=f(T)$ przedstawionej na rysunku 6.17.



Rys. 6.19 Charakterystyka termistora zastosowanego do pomiaru temperatury.

Ponieważ termistor jest elementem nieliniowym dokonano jego linearyzacji poprzez równoległe dołączenie opornika 15 k Ω .

Przez zlinearyzowany termistor przepływa stały prąd o natężeniu około 0.5 mA wytwarzany przez wysokostabilne źródło prądowe zbudowane na scalonym źródle napięcia odniesienia TL431 (REF3) oraz tranzystorze Q4 (rys. 6.20). Zmiana temperatury, a co za tym idzie zmiana rezystancji termistora powoduje zmianę napięcia na termistorze. Napięcie to podawane jest na odwracające wejście wzmacniacza pomiarowego (IC1, R12, R13, R14, R15). Na wejście nieodwracające podawane jest napięcie odniesienia ze scalonego źródła TL431. Możliwy jest wybór trzech napięć odniesienia dla trzech różnych temperatur. Napięcie wyjściowe ze wzmacniacza pomiarowego steruje bazą tranzystora Q5, a co za tym idzie prądem przepływającym przez element Peltiera.



Rys.6.20 Schemat układu pomiaru i stabilizacji temperatury.

W układzie zastosowano element Peltiera o parametrach:

- maksymalny prąd zasilania 3.5 A ($T_{\min} = -37^{\circ}\text{C}$)
- rezystancja przejścia 0.75 Ω
- rezystancja izolacji większa niż 100 M Ω .

Jeśli komórka znajduje się w temperaturze pokojowej, to aby „zimny palec” miał temperaturę 15 °C przez element Peltiera musi przepływać prąd około 0.3 A.

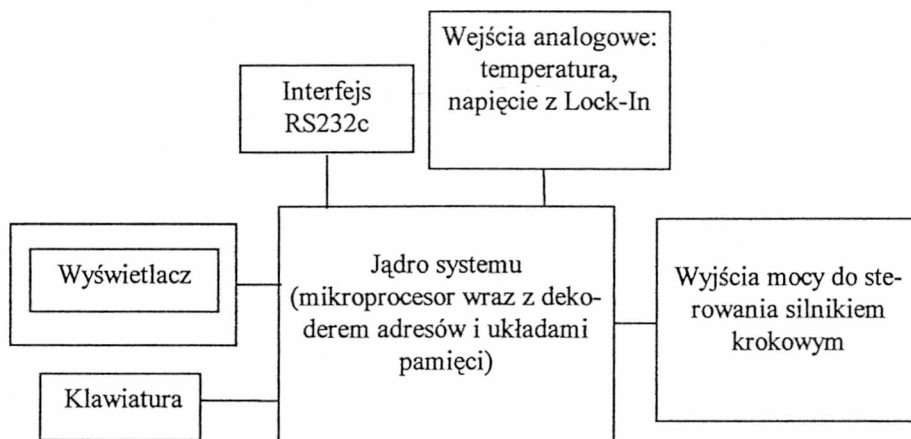
Oprócz opisanej wyżej analogowej stabilizacji temperatury możliwa jest jeszcze stabilizacja cyfrowa. Przy stabilizacji cyfrowej prądem płynącym przez element Peltiera steruje mikroprocesor (zwarte piny 2 i 3 przełącznika JP2). Zastosowano tu modulację szerokości impulsu. Aby umożliwić pomiar temperatury przez mikroprocesor zastosowano wzmacniacz IC2. Napięcie wyjściowe tego wzmacniacza zmienia się od zera przy temperaturze 10°C do 5 V przy temperaturze 20°C. Przy stabilizacji cyfrowej możliwe jest ustawienie temperatury z zakresu 11 do 19°C z rozdzielczością 0,1°C. Dokładny opis procedury cyfrowej stabilizacji temperatury przedstawiono w następnym rozdziale.

6.9 System mikroprocesorowy

W założeniach dotyczących budowy wzorca częstotliwości zawarto punkt mówiący o automatycznym strojeniu na poszczególne komponenty oraz o możliwości kontroli tego procesu z komputera PC. Aby spełnić powyższe wymagania zastosowano system mikroprocesorowy sterujący pracą systemu.

System spełnia następujące funkcje:

- kontrola temperatury „zimnego palca” komórki
- automatyczne strojenie na wybrany komponent
- wyświetlanie danych o parametrach pracy systemu (temp. komórki, stan stabilizacji)
- komunikacja z zewnętrznym komputerem PC.



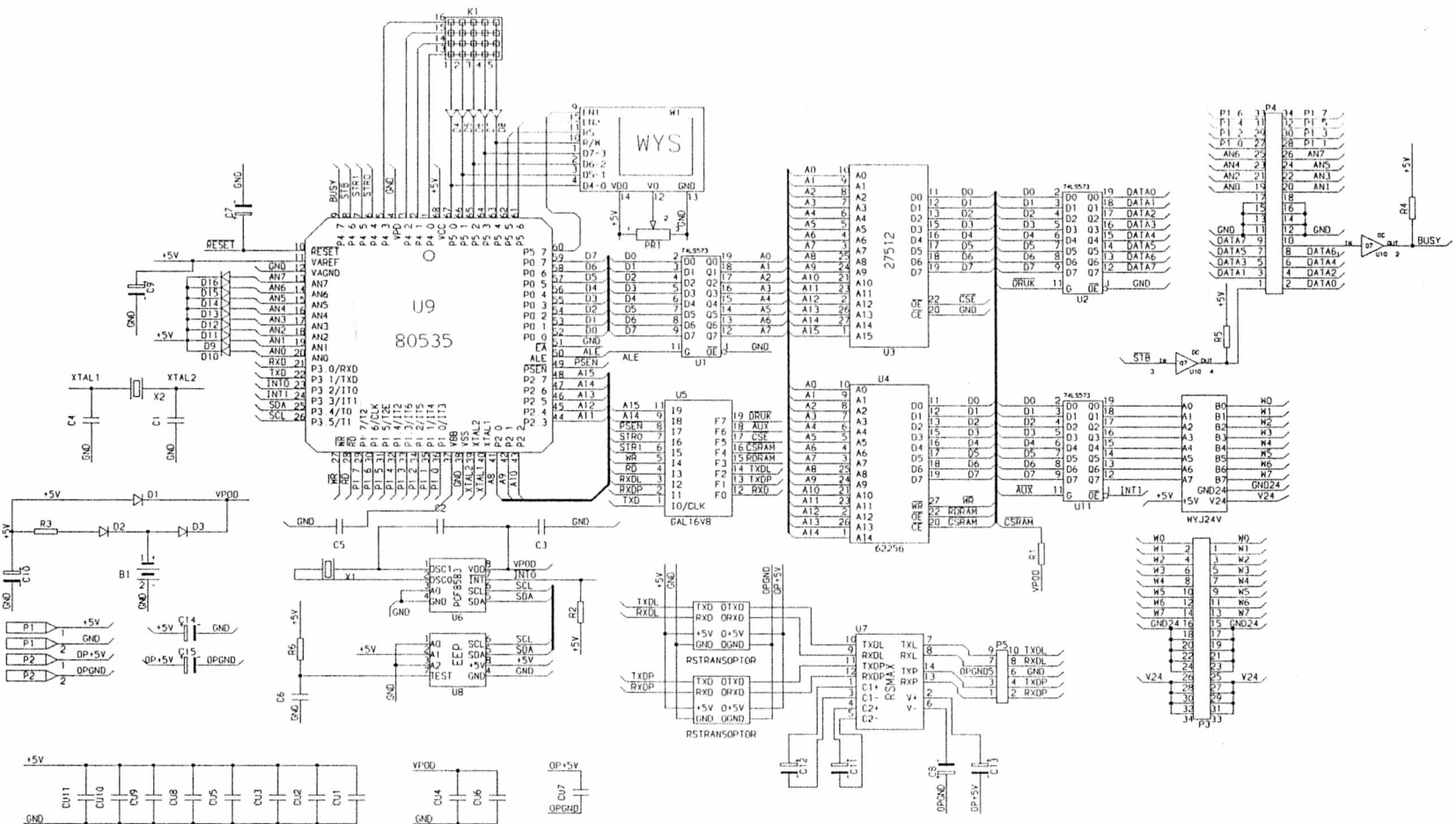
Rys. 6.21 Schemat blokowy systemu mikroprocesorowego.

System zbudowano przy użyciu komputera jednoukładowego SAB 80535 firmy Siemens. Zastosowano standardową architekturę typu HARVARD tzn. oddzielna magistrala ad-

resowa i danych. Zastosowano 64 kB pamięć programu i 32 kB pamięć danych. Dekoder adresów zrealizowano przy użyciu układu Gall6v8 należącego do kategorii układów PLD (*Programmable Logic Devices*). System wyposażono również w zegar czasu rzeczywistego PCF8583, pamięć EEPROM (układ PCF8582), oraz bateryjne podtrzymanie pamięci danych. Do portów P4 i P5 mikrokomputera dołączono klawiaturę i wyświetlacz ciekłokrystaliczny. Ponieważ układ SAB80535 posiada wewnętrzny port szeregowy, więc wystarczyło dodać tylko nadajnik i odbiornik linii (układ MAX232). Dla bezpieczeństwa zastosowano optoizolację układów portu szeregowego. Aby uelastyczyć system i przyspieszyć transmisję danych do komputera dodano do systemu uproszczoną wersję portu równoległego. Dzięki zastosowaniu ośmiu wyjść mocy typu otwarty kolektor z optoizolacją system ma możliwość sterowania silnikiem krokowym, używanym do przestrajania lasera.

Bardzo użyteczną cechą układu SAB535 jest wewnętrzny przetwornik analogowo-cyfrowy, dzięki czemu możliwy jest bezpośredni pomiar napięcia z wyjścia Lock-In, oraz przetworzonej na napięcie temperatury „zimnego palca” komórki.

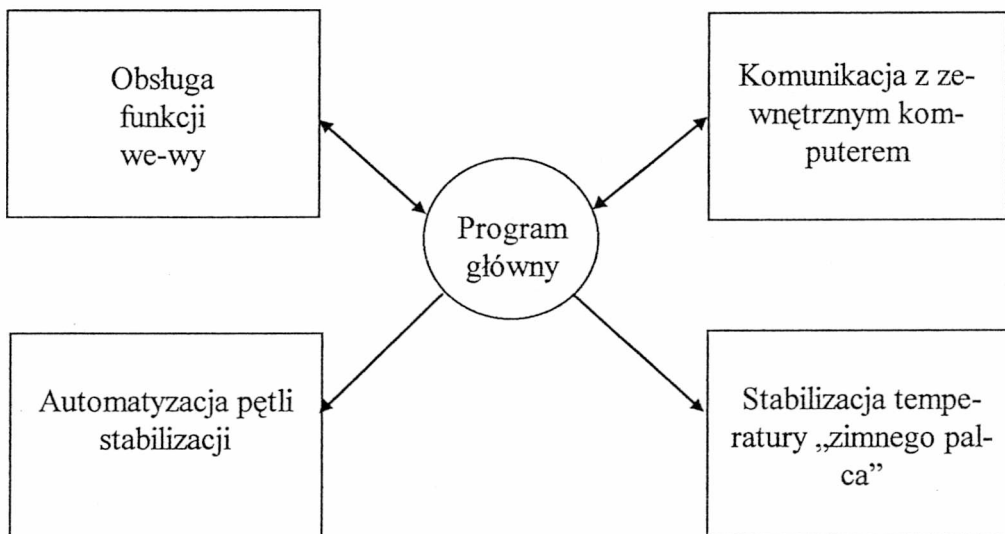
Schemat ideowy systemu mikroprocesorowego przedstawiono na rysunku 6.22.



Rys. 6.22 Schemat ideowy systemu mikroprocesorowego.

7. Oprogramowanie

Oprogramowania systemu mikroprocesorowego lasera stabilizowanego można podzielić na cztery bloki: blok zajmujący się obsługą funkcji wejścia-wyjścia (klawiatura, wyświetlacz), blok komunikacji z komputerem zewnętrznym, blok zapewniający automatyczne strojenie na poszczególne piki oraz blok stabilizacji temperatury „zimnego palca” komórki z parami jodu.



Rys. 7.1 Schemat blokowy oprogramowania systemu mikroprocesorowego lasera HeNe/J₂

Blok obsługi wejścia-wyjścia zajmuje się kontrolą klawiatury i wyświetlacza ciekłokrystalicznego w który wyposażono laser. Zastosowano tutaj typowe procedury obsługi tego typu urządzeń peryferyjnych.

W celu zapewnienia możliwości kontroli pracy lasera za pomocą komputera PC do oprogramowania lasera dodano blok zapewniający łączność z PC poprzez port szeregowy. Po przesłaniu odpowiedniego kodu z PC wykonywana jest odpowiednia czynność. Wszystkie dostępne kody przedstawiono w tabeli 7.1.

Tabela 7.1

Kod	Działanie	Odpowiedź
A1	Automatyczne zamknięcie pętli na piku d	Brak
A2	Automatyczne zamknięcie pętli na piku e	Brak
A3	Automatyczne zamknięcie pętli na piku f	Brak
A4	Automatyczne zamknięcie pętli na piku g	Brak
A5	Automatyczne zamknięcie pętli na piku h	Brak

A6	Automatyczne zamknięcie pętli na piku i	Brak
A7	Automatyczne zamknięcie pętli na piku j	Brak
A8	Automatyczne zamknięcie pętli na piku k	Brak
A9	Automatyczne zamknięcie pętli na piku l	Brak
AA	Automatyczne zamknięcie pętli na piku m	Brak
AB	Automatyczne zamknięcie pętli na piku n	Brak
AN	Otwarcie pętli stabilizacji	Brak
AL.	Wysłanie informacji o stanie urządzenia	ST – stabilizacja włączona SW- stabilizacja włączona, ale system wypad z pętli SN – stabilizacja wyłączona
AP	Wysłanie napięcia na ceramice przestrajającej	P+Napięcie Np. P150V
AS	Wysłanie napięcia na ceramice stabilizacyjnej	S+Napięcie Np. S-20V
AT	Wysłanie temperatury „zimnego palca”	T+Temperatura Np. T15.0°C

Opisane powyżej możliwości lasera stabilizowanego pozwalają na zbudowanie komputerowego stanowiska do badania stabilności częstotliwości laserów stosowanych w interferometrii. Przy zastosowaniu układu licznika sterowanego z komputera możliwe są długoterminowe pomiary stabilności częstotliwości kontrolowane przez komputer PC.

7.1 Metoda automatycznego strojenia na wybrany pik

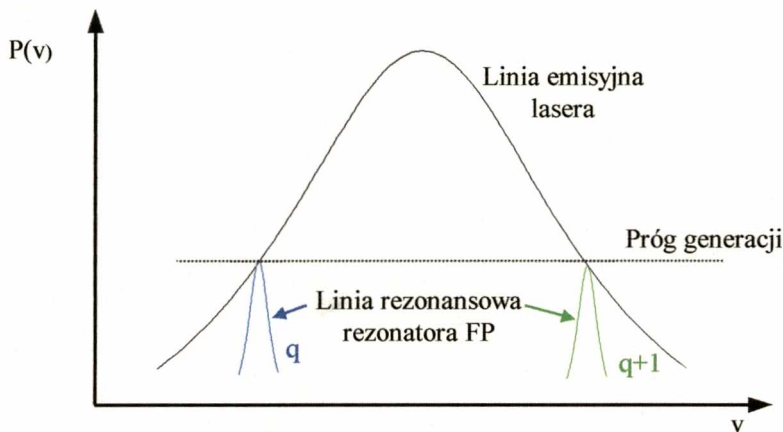
Najważniejszym blokiem z punktu widzenia stabilizacji częstotliwości lasera jest procedura automatycznego strojenia na poszczególne komponenty.

W stosowanych do tej pory laserowych wzorcach częstotliwości możliwy był jedynie ręczny wybór pik do stabilizacji [72] [74] [76] [85] [94]. Operator przestrajął laser i obserwował na woltomierzu lub oscyloskopie zmiany napięcia na wyjściu detektora fazoczułego. Następnie wybierał pik do stabilizacji i przestrajął laser w okolice jego centrum po czym zamykał pętlę stabilizacji. Taki sposób wyboru pik wymagał od operatora dużego doświadczenia.

W zbudowanym przez autora laserowym wzorcu częstotliwości rolę operatora prawie całkowicie przejmuje mikroprocesor.

Mikroprocesor steruje pracą silnika krokowego z pomocą, którego zmienia wartość napięcia stałego podawanego na piezoceramikę, dzięki czemu ma możliwości przestrajania lasera, jednocześnie rejestrowane jest napięcie z detektora synchronicznego, co umożliwia wykrycie pików.

Powstaje teraz problem identyfikacji poszczególnych komponentów. Istnieje kilka możliwości rozwiązania tego problemu. Jednym z nich jest mierzenie „odległości” pomiędzy poszczególnymi komponentami (liczenie kroków silnika). Metoda ta okazała się jednak nieprzydatna ze względu na nieliniowość ceramiki wykorzystanej do przestrajania lasera, odległości



Rys. 7.2 Praca jednomodowa lasera

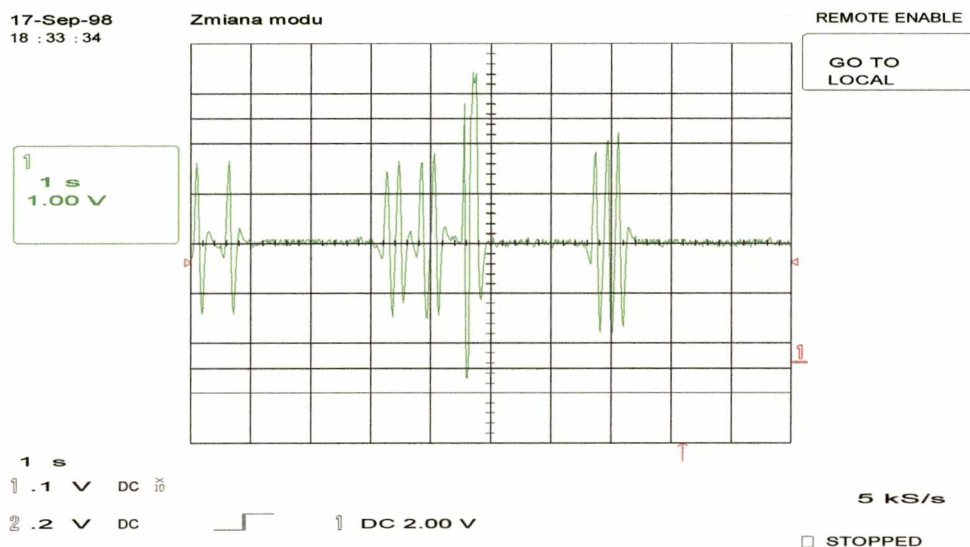
między tymi samymi pikami zmieniała się w zależności od tego czy wykrywano je przy małym czy przy dużym napięciu podawanym na przesuwnik piezoceramiczny.

Rozpoczęto poszukiwania jakiegoś punktu odniesienia, względem którego można by rozróżniać piki. Można zauważyć, że przy przestrajaniu lasera w szerokim zakresie generuje on na kolejnych modach osiowych rezonatora Fabry-Perota. Ponieważ odstęp modowy jest większy od szerokości linii emisyjnej lasera występuje tu praca jednomodowa (Rys. 7.2).

Przy zmianie modu osiowego na wyjściu detektora fazowego pojawia się bardzo duży sygnał (dużo większy od wielkości pików absorpcyjnych), który może być wykorzystany jako punkt odniesienia (Rys. 7.3).

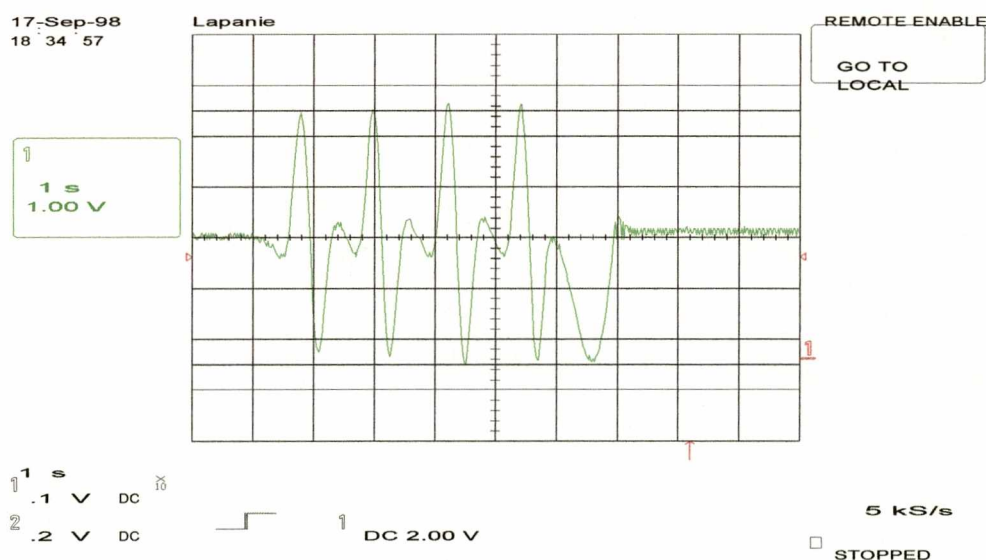
Procedura strojenia wygląda następująco. Przestrajanie lasera może rozpocząć się od dowolnego napięcia na ceramice przestrajającej PZT1, dlatego przyjęto zasadę, że przestrajamy laser poprzez zmniejszanie napięcia, aż do wykrycia przejścia międzymodowego, lub osiągnięcia zerowego napięcia. W przypadku osiągnięcia zerowego napięcia następuje zmiana kie-

runku obrotów silnika krokowego, czyli przestrajamy laser poprzez zwiększanie napięcia, aż do wykrycia zmiany modu. Po wykryciu przejścia międzymodowego laser przestrajany jest zawsze poprzez zwiększanie napięcia, czyli na wyjściu detektora fazowego pojawiają się kolejne piki w ściśle określonej kolejności: **a, b, c, d, e, f, g, h, i, j, k, l, m, n**. Czyli aby wybrać na przykład pik **d** trzeba od momentu wykrycia przejścia między modami opuścić trzy piki i zamknąć pętlę przy czwartym.



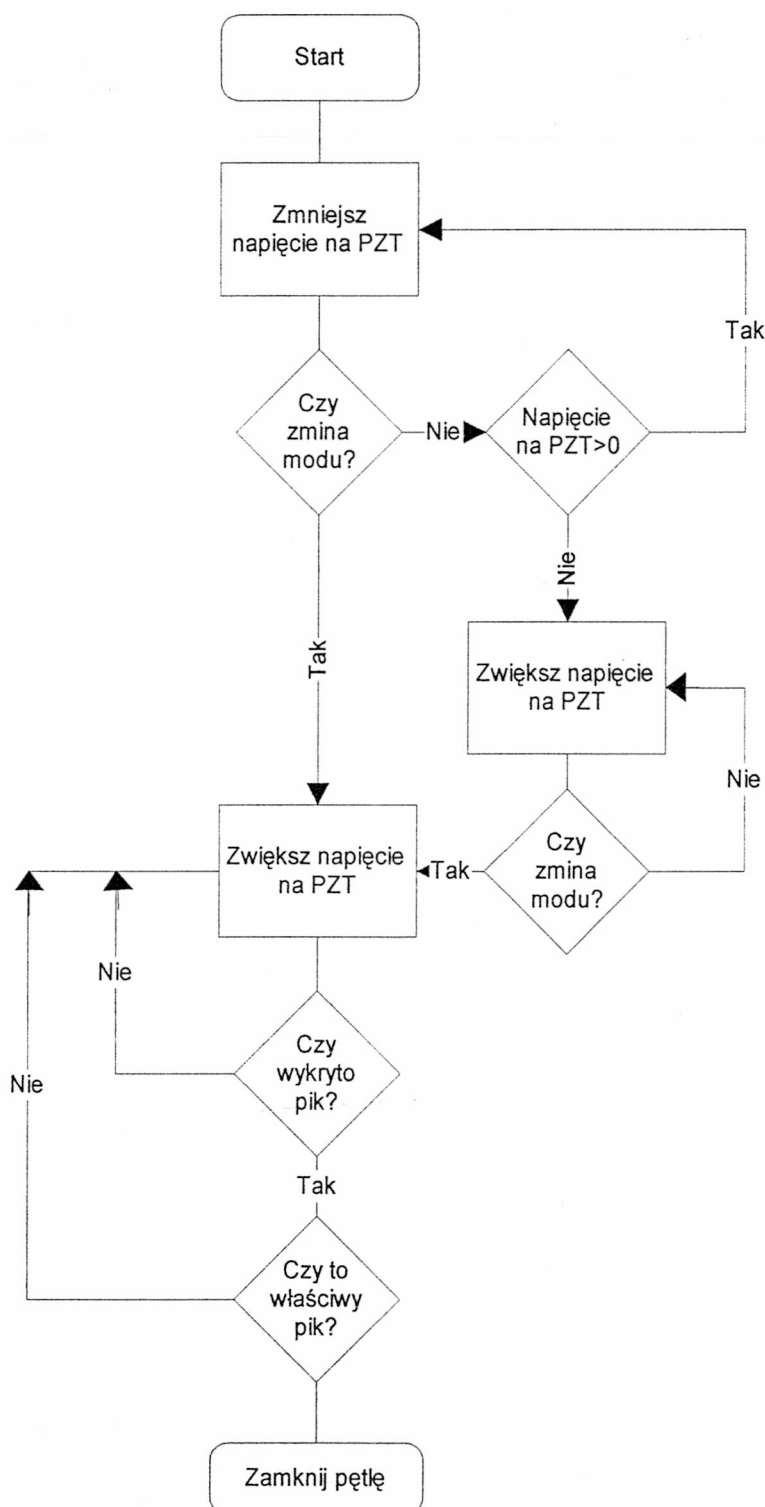
Rys. 7.3 Zmiana modu osiowego.

Po wykryciu właściwego piku prędkość przestrajania zostaje zmniejszona. Zmienia się również kierunek przestrajania. Laser jest wolno przestrajany, aż do osiągnięcia centrum piku, gdzie zamykana jest pętla stabilizacji (Rys. 7.4).



Rys. 7.4 Zamknięcie pętli stabilizacji na piku e.

Po zamknięciu pętli stabilizacji system mikroprocesorowy monitoruje cały czas napięcie na wyjściu detektora fazowego w celu oceny stanu stabilizacji. Wypadnięcie z pętli stabilizacji sygnalizowane jest sygnałem dźwiękowym oraz zapaleniem diod sygnalizacyjnych.



Rys. 7.5 Algorytm identyfikacji pików

7.2 Stabilizacja temperatury „zimnego palca” komórki z parami jodu

Jak wspomniano w poprzednim rozdziale temperatura „zimnego palca” komórki z parami jodu może być stabilizowana w sposób analogowy lub cyfrowy. Przy stabilizacji analogowej zmiana wartości stabilizowanej temperatury jest bardzo utrudniona. Konieczne jest zdjęcie obudowy, przełączenie przełącznika oraz dostrojenie temperatury do zadanej wartości przy pomocy potencjometru. Ograniczony jest również zakres i rozdzielczość możliwych do ustawienia temperatur.

Pozbawiona opisywanych wyżej wad jest cyfrowa metoda stabilizacji. Temperaturę zadajemy tu z klawiatury i po kilku sekundach „zimny palec” komórki ma już zadaną temperaturę. Rozdzielczość z jaką można ustawiać temperaturę wynosi 0,1 °C.

Cyfrową stabilizację temperatury oparto na regulatorze PID (proporcjonalno-całkująco-różniczkującym). Funkcję przenoszenia regulatora PID można opisać równaniem[102]:

$$G(s) = \frac{U(s)}{E(s)} = K \left(1 + \frac{1}{sT_i} + \frac{sT_d}{1+s} \right) \quad (7.1)$$

gdzie:

$U(s)$ – transformata Laplace’a sygnału wyjściowego z regulatora

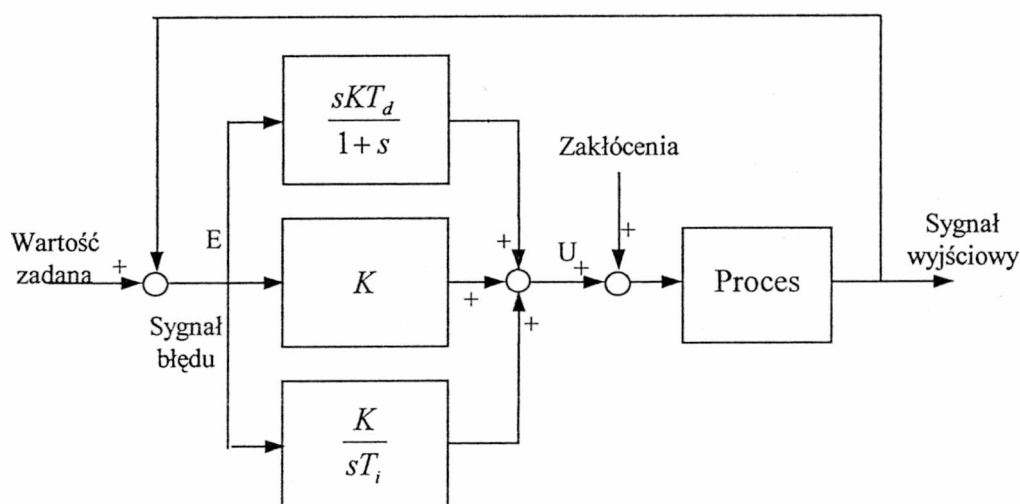
$E(s)$ – transformata Laplace’a sygnału błędu

K – współczynnik wzmacnienia członu proporcjonalnego

T_i – stała czasowa członu całkującego

T_d – stała czasowa członu różniczkującego

Regulator PID wraz z regulowanym procesem przedstawiono na rysunku 7.6



Rys. 7.6 System stabilizacji z regulatorem PID.

Można stwierdzić, że proces regulacji opiera się na członie integracyjnym, który odpowiada za eliminację odchyłki regulacyjnej [103]. Człon proporcjonalny i różniczkujący zwiększają szybkość regulacji i poprawiają tłumienie drgań. Wykonanie jednak regulatora składającego się jedynie z członu całkującego jest niemożliwe, ponieważ system regulacji byłby niestabilny.

W oporacowanej procedurze stabilizacji zastosowano następujący dyskretny zapis funkcji przenoszenia regulatora:

$$U_i = K_P \cdot E_i + K_I \cdot \sum_{m=0}^{15} E_{i-m} + K_D \cdot (E_i - 2E_{i-1} + E_{i-2}) \quad (7.2)$$

gdzie:

U_i – i -ta próbka sygnału wyjściowego z regulatora

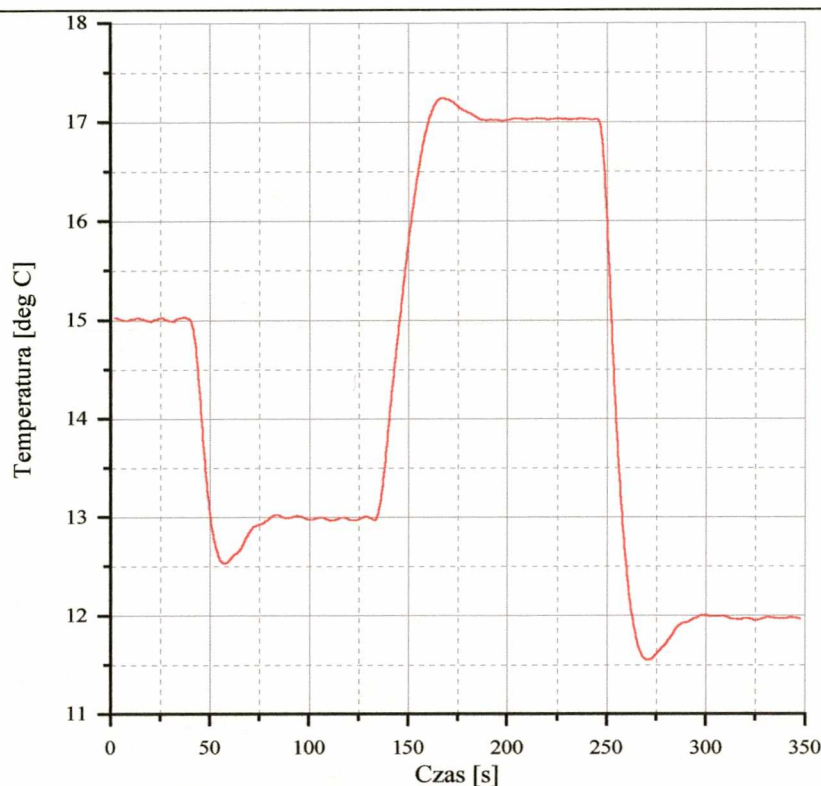
E_i – i -ta próbka sygnału błędu

K_P , K_I , K_D – wzmocnienia członów odpowiednio proporcjonalnego, całkującego i różniczkującego.

Próbki sygnału błędu zbierane są dwa razy na sekundę, czyli stała czasowa członu całkującego wynosi 8 sekund.

Wzmocnienia wynoszą: $K_P = 4$, $K_I = -1/5$, $K_D = 4$.

Na rysunku 7.7 pokazano odpowiedź regulatora na zmianę nastawy z 15 na 13°C, a następnie z 13 na 17°C i z 17 na 12°C.



Rys. 7.7 Odpowiedź regulatora na zmianę ustawionej temperatury.

Analizując rysunek 7.7 można stwierdzić, że stabilną temperaturę uzyskujemy znacznie szybciej przy zmianie z temperatury wyższej na niższą niż z niższej na wyższą. Związane jest to z tym, że element Peltiera może tylko chłodzić, nie może natomiast podgrzewać. Uzyskana prędkość ustalania się temperatury jest wystarczająca, a więc modyfikacja układu umożliwiająca zarówno chłodzenie jak i podgrzewanie nie jest konieczna.

7.3 Podsumowanie

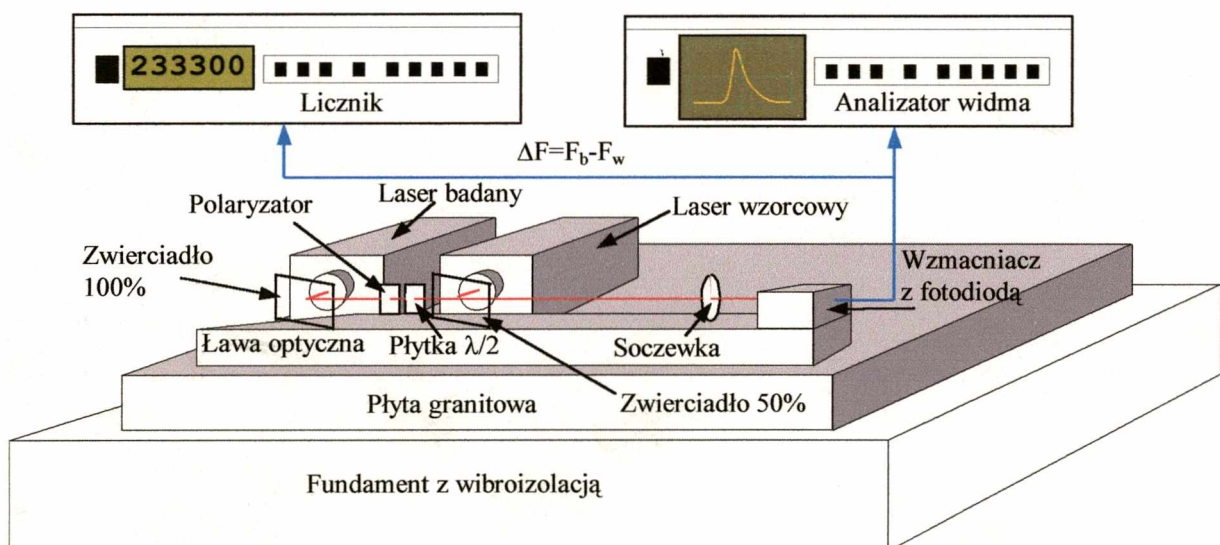
Zastosowanie systemu mikroprocesorowego jako elementu nadzorującego pracę laserowego wzorca częstotliwości znacznie uprościło jego obsługę i wpłynęło na poprawę podstawowych parametrów takich jak stabilność, powtarzalność i odtwarzalność częstotliwości. Obsługa urządzenia stała się na tyle łatwa, że operator nie musi mieć praktycznie żadnego doświadczenia w pracy z wzorcami częstotliwości.

8. Badania porównawcze zbudowanych wzorców częstotliwości

Jak wspomniano w poprzednich rozdziałach bezpośredni pomiar częstotliwości generatora laserowego nie jest możliwy. Pomiarów stabilności, powtarzalności i odtwarzalności częstotliwości dokonuje się metodą heterodynową. Aby mieć możliwość pomiaru powyższych parametrów autor zbudował dwa identyczne laserowe wzorce częstotliwości (Lasertex1 i Lasertex2). Wstępne pomiary parametrów laserów wykonywane były w laboratorium laserowym Zakładu Teorii Pola i Elektroniki Kwantowej Politechniki Wrocławskiej. Po zoptymalizowaniu parametrów pracy wzorca wykonano cykl badań w laboratorium Zakładu Długości i Kąta Głównego Urzędu Miar w Warszawie.

8.1 Stanowisko do badania laserów metodą heterodynową

Aby zminimalizować wpływ zakłóceń zewnętrznych pomiarów stabilności częstotliwości laserów dokonuje się w klimatyzowanych pomieszczeniach na stanowiskach wyposażonych w



Rys. 8.1 Schemat blokowy stanowiska do badań porównawczych stabilizowanych laserów HeNe.

wibroizolację [80]. Schemat takiego stanowiska zrealizowanego w Głównym Urzędzie Miar w Warszawie przedstawiono na rysunku 8.1.

W skład stanowiska wchodzi następujące przyrządy pomiarowe:

- Analizator widma (MS610B firmy Anritsu)
- Licznik (MF1601A firmy Anritsu)
- Wzmacniacz z fotodiodą pomiarową (Avalanche Photodiode NDL1102 firmy NEC)

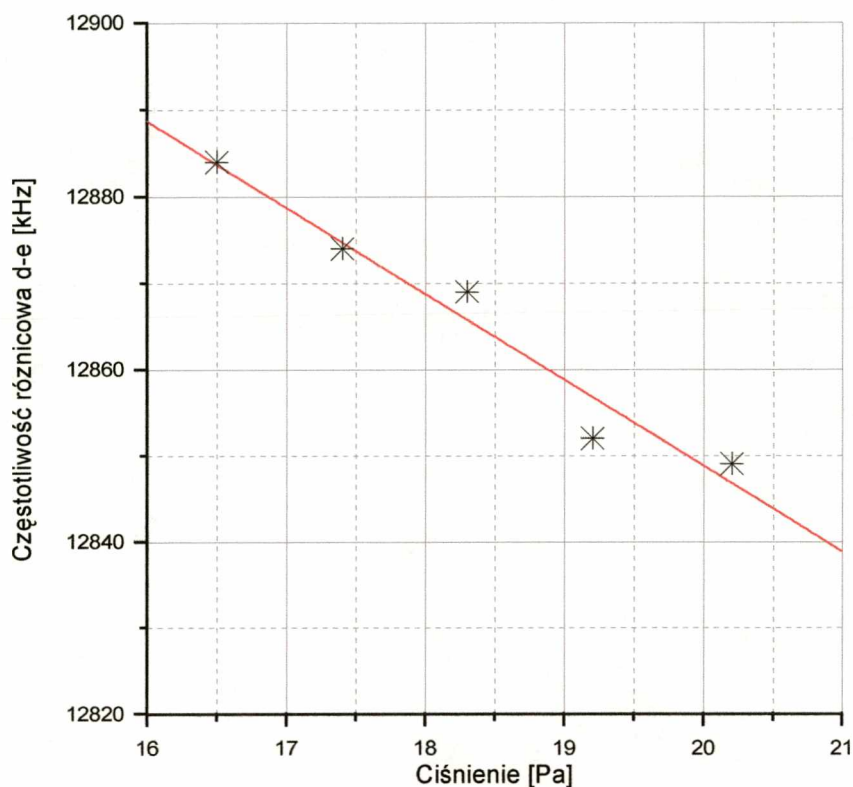
- Zasilacz fotodiody pomiarowej (0-120V, model LLS3120 firmy LAMBDA).

Polaryzator i płytkę półfalową zastosowano, aby umożliwić pomiary laserów różniących się polaryzacją.

Wiązka z lasera badanego po odbiciu od zwierciadła odbijającego po przejściu przez polaryzator i płytkę półfalową pada na zwierciadło półprzepuszczalne, na które pada również wiązka z lasera wzorcowego. Obie wiązki po nałożeniu na siebie padają na soczewkę skupiającą, a następnie na fotodiode pomiarową. Poziom sygnału zdudnień laserów zależy głównie od tego czy fronty falowe obu wiązek pokrywają się. Pewien wpływ na ten poziom ma również stosunek mocy obu wiązek. W przypadku optymalnym moce obu wiązek powinny być jednakowe.

8.2 Zależność stabilności i powtarzalności od parametrów pracy lasera

Aby ocenić jakość laserowego wzorca częstotliwości określa się jak zmienia się częstotliwość ze zmianami takich wielkości jak ciśnienie par jodu, amplituda modulacji oraz moc wyjściowa. Pomiarów tych dokonuje się na stanowisku pokazanym na rys. 8.1, przy czym laser wzorcowy pracuje w warunkach zgodnych z *Recommendation 3 (CI-1992)* tzn. temperatura „zimnego palca” komórki z parami jodu ($15 \pm 0,2$) °C, amplituda modulacji (peak to peak) ($6 \pm 0,3$) MHz, moc wewnątrz rezonatora (10 ± 5) mW [1]. W laserze badanym zmieniamy odpowiednio temperaturę, amplitudę modulacji lub moc w zależności jaki współczynnik chcemy wyznaczyć. Współczynnik wyznaczono dla pików d, e, f, g. Pomiary wykonano w ten sposób, że laser odniesienia stabilizował na wybranym piku, a laser pomiarowy blokowano kolejno na pozostałych pikach i wykonywano pomiary częstotliwości różnicowej ze stałą uśredniania 10 s. Współczynniki wyznaczono jako nachylenie prostej uzyskanej w wyniku liniowej aproksymacji danych pomiarowych.



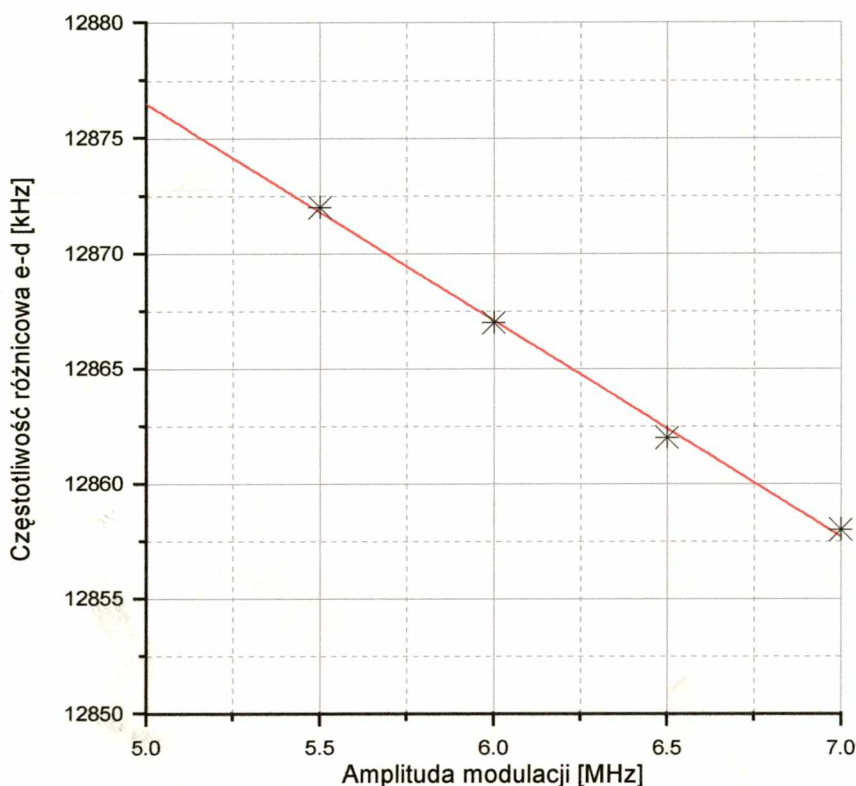
Rys. 8.2 Wykres zależności częstotliwości różnicowej pików d i e od ciśnienia par jodu

Jednym z bardzo ważnych parametrów charakteryzujących laser jest współczynnik zmiany częstotliwości w wyniku zmian ciśnienia nasyconej pary jodu. Zmiana ciśnienia dokonywana jest poprzez zmianę temperatury „zimnego palca” komórki z parami jodu. Pomiarów wykonano dla temperatur od 14 do 16 °C, co odpowiada zmianą ciśnienia od 15,7 do 18,9 Pa. Wyniki pomiarów przedstawiono w tabeli.

Pik	dv/dp [kHz/Pa]	s [kHz/Pa]
d	-10,5	1,0
e	-8,9	1,1
f	-10,0	1,9
g	-8,3	0,3
Średnia	-9,4	1,4

Przykładowy wykres zależności częstotliwości różnicowej pomiędzy pikami e-d od ciśnienia przedstawiono na rysunku 8.2.

Kolejny współczynnik to zależność częstotliwości lasera od amplitudy modulacji (współczynnik przesunięcia modulacyjnego). Pomiary wykonano dla amplitudy zmieniającej się od



Rys. 8.3 Zależność częstotliwości różnicowej pików e-d od amplitudy modulacji

5,5 do 7 MHz. Na rysunku 8.3 przedstawiono zależność częstotliwości różnicowej pików e-d od amplitudy modulacji.

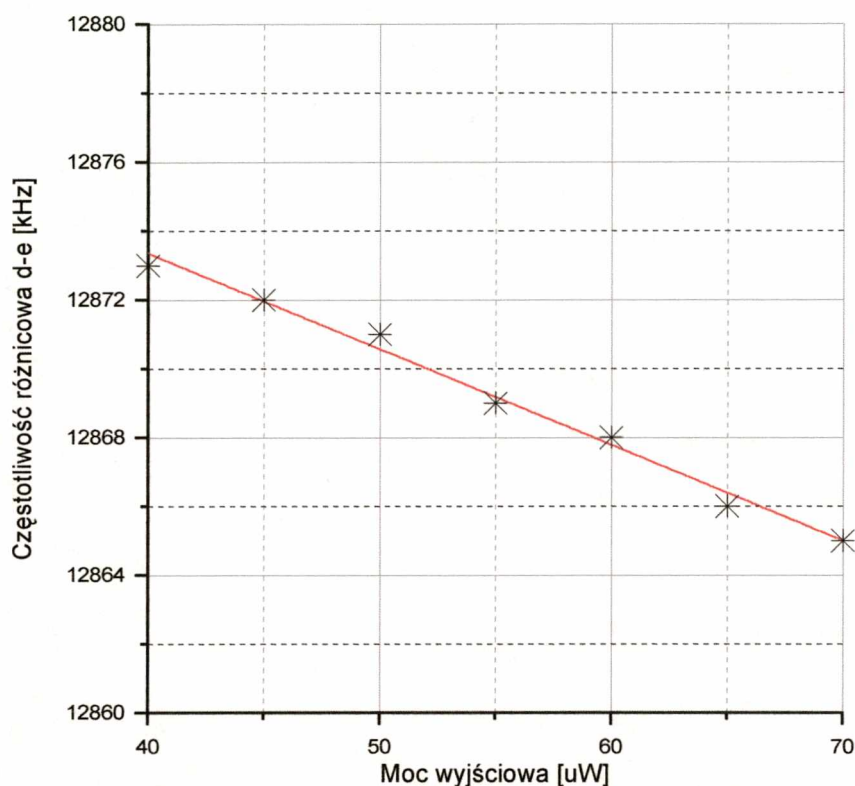
Współczynniki dla kolejnych pików przedstawiono w tabeli.

Pik	dv/dA [kHz/MHz]	s [kHz/MHz]
d	-9,0	2,0
e	-13,8	1,9
f	-16,4	1,2
g	-15,1	4,9
Średnia	-13,8	3,7

Ostatni parametr to zależność częstotliwości lasera od mocy wyjściowej (współczynnik przesunięcia mocowego). Jak wiadomo współczynnik ten zależy od wielu czynników takich

jak dyspersja ośrodka wzmacniającego czy straty dyfrakcyjne [59-61], czyli głównie od konstrukcji lasera. W dokumentacji ustanawiającej definicję metra uwydatniono znaczenie konstrukcji lasera poprzez podanie zarówno mocy wewnętrznej jak i współczynnika przesunięcia mocowego.

Na rysunku 8.4 przedstawiono zależność częstotliwości różnicowej pików e-d od mocy wyjściowej.



Rys. 8.4 Zależność częstotliwości różnicowej pików e-d od mocy wyjściowej

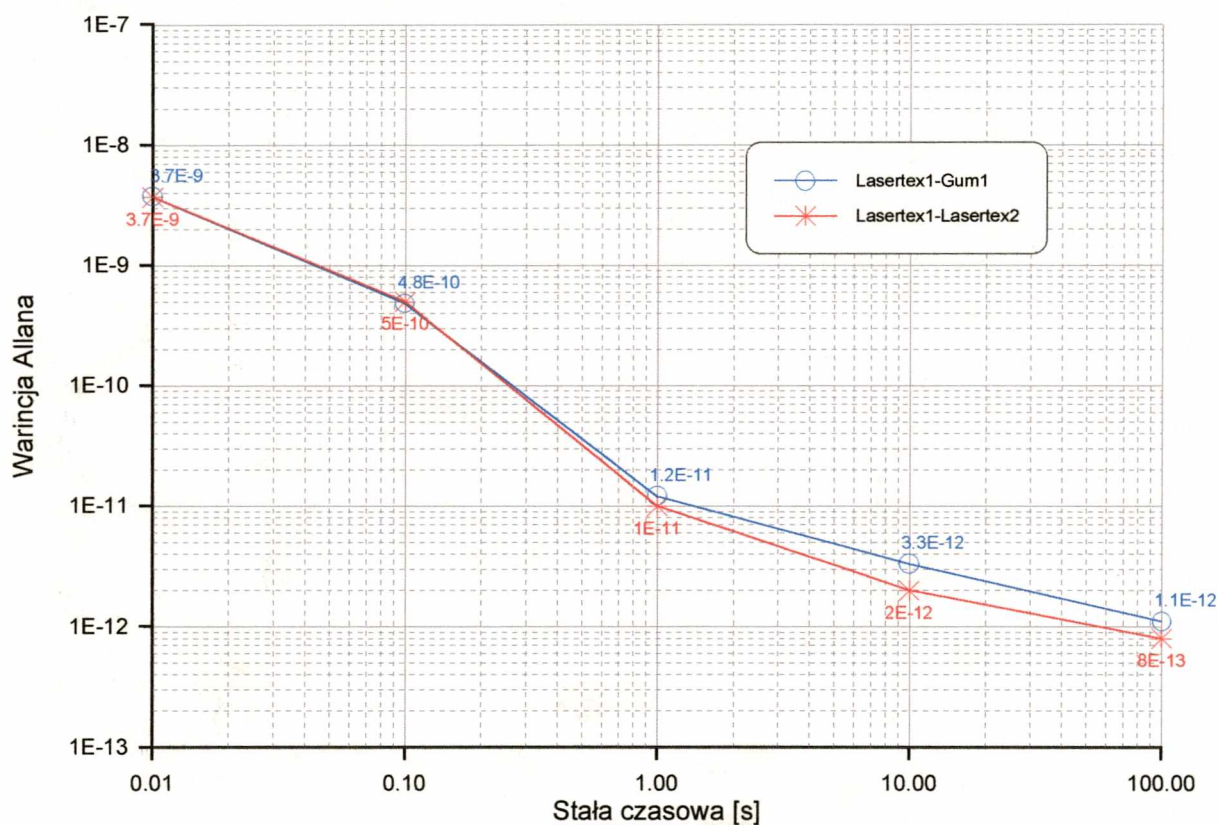
Współczynniki przesunięcia mocowego dla poszczególnych pików przedstawiono w tabeli.

Pik	dv/dP_w [Hz/ μ W]	s [Hz/ μ W]
d	-278	40
e	-180	52
f	-151	31
g	-205	49
Średnia	-203	54

Po przeanalizowaniu wyznaczonych współczynników można stwierdzić, że są one porównywalne do wartości osiągniętych przez czołowe ośrodki naukowe zajmujące się stabilizacją częstotliwości laserów HeNe/J₂ [66] [71-76] [85-92] [98][101].

8.3 Pomiar stabilności częstotliwości

Do pomiaru stabilności częstotliwości zastosowano metodę opisaną w punkcie 5.4. Wykonano pomiary częstotliwości różnicowej między generatorami zbudowanymi przez autora, oraz pomiędzy laserem Lasertex1, a wzorcem Thompsona (Główny Urząd Miar). Jeden z laserów stabilizował na pikie d, w drugim laserze pętle stabilizacji zamknięto na pikie e. Pomiary wykonano dla stałych uśredniania 0,01; 0,1; 1; 10; 100s. Wyniki pomiarów przedstawiono na rysunku 8.5.



Rys. 8.5 Wyniki pomiarów stabilności zbudowanych przez autora generatorów laserowych.

Stabilność częstotliwości dla krótkich czasów uśredniania jest mała, ponieważ zastosowana metoda stabilizacji wymaga modulacji częstotliwości lasera (amplituda modulacji 6 MHz). Dla stałej uśredniania 10 s wariancja Allana wyniosła $3.3 \cdot 10^{-12}$ (Lasertex1-Gum1), co jest wynikiem typowym dla lasera HeNe/I₂, oraz wystarczającym do zastosowania badanego lasera jako laserowego wzorca częstotliwości.

8.4 Pomiar odtwarzalności częstotliwości wzorca

Odtwarzalność częstotliwości wzorca mierzy się również metoda porównawczą, określa się ją jako różnicę częstotliwości porównywanych wzorców pracujących w warunkach bliskich do wartości określonych w *Recommendation 3*. Ponieważ nigdy warunki te nie są identyczne dla różnych wzorców częstotliwości promieniowania wzorców różnią się. Metoda pomiarów opiera się na macierzowym porównywaniu częstotliwości zdudnianych wiązek promieniowania wzorców częstotliwości [74] [76]. Pomiarów dokonuje się na stanowisku pokazanym na rysunku 8.1.

Macierzowe porównywanie częstotliwości zdudnianych wiązek promieniowania wzorców polega na trzykrotnym pomiarze w czasie uśredniania 10 s różnicy częstotliwości pomiędzy wzorcem odniesienia i wzorcem badanym. Tworzymy macierz częstotliwości różnicowych pomiędzy pikami grupy d, e, f, g z wyłączeniem osi głównej. Następnie wyliczana jest średnia częstotliwość z trzech pomiarów i odchylenie standardowe dla tych pomiarów. Dla tych średnich częstotliwości wylicza się różnice $(f_{de}-f_{ed})/2$, $(f_{df}-f_{fd})/2$ itd. Jeśli oba lasery mają takie same częstotliwości promieniowania to obliczone wyżej różnice powinny być równe zero. Jako różnicę częstotliwości między laserami podaje się średnią z wyliczonych wyżej różnic:

$$f(Nr1) - f(Nr2) = \left(\frac{f_{de} - f_{ed}}{2} + \frac{f_{df} - f_{fd}}{2} + \frac{f_{dg} - f_{gd}}{2} + \frac{f_{ef} - f_{fe}}{2} + \frac{f_{eg} - f_{ge}}{2} + \frac{f_{fg} - f_{gf}}{2} \right) / 6 \quad (8.1)$$

wylicza się również odchylenie standardowe:

$$s = \sqrt{\frac{1}{5} \sum_{i=1}^6 (\bar{f}_r - f_{ri})^2} \quad (8.2)$$

gdzie f_{ri} – wyliczone wcześniej połowy różnic częstotliwości.

Przeprowadzono kilkukrotne pomiary odtwarzalności częstotliwości wzorca przy zdudnianiu z wzorcem Thompsona (Stabilized Helium-Neon Laser BIPM-Jaeger Type I₂50), oraz wzorcem firmy Winters. Na rysunku 8.6 przedstawiono jedną z macierzy pomiarowych.

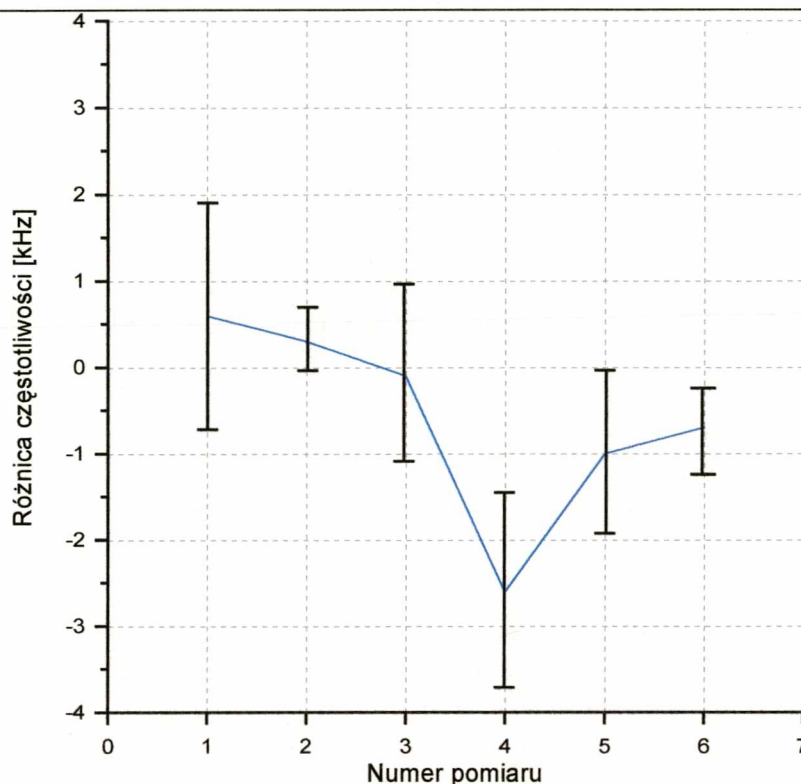
Maksymalna różnica częstotliwości między laserem Lasertex1, a Gum1 wynosiła 2,6 kHz, co odpowiada odtwarzalności na poziomie $5,5 \cdot 10^{-12}$.

Porównanie laserów:					Data :	02.12.98			
					Godzina:	13:00			
Nr 1 :		LASERTEX1							
Nr 2 :		GUM1							
		Nr 1		Nr 2					
Głębokość modulacji	:	6.0	6.0	MHz					
Temperatura komórki	:	15.0	15.0	° C					
Moc wyjściowa	:	105	110	μ W					
Prąd lasera	:	4.0	5.0	mA					
					τ =	3×10	s		
Nr 1	d			e		f		g	
Nr 2									
d				Δ f1 12865	Δ f 12866	Δ f1 26232	Δ f 26232	Δ f1 39436	Δ f 39433
				Δ f2 12870	σ 3,2	Δ f2 26235	σ 2,5	Δ f2 39432	σ 2,6
				Δ f3 12864	δ f -0,8	Δ f3 26230	δ f 0,0	Δ f3 39431	δ f 0,2
e	Δ f1 12868	Δ f 12868			Δ f1 13370	Δ f 13368	Δ f1 26572	Δ f 26568	
	Δ f2 12864	σ 4,0			Δ f2 13368	σ 2,0	Δ f2 26569	σ 5,1	
	Δ f3 12872	δ f 0,8			Δ f3 13366	δ f 1,2	Δ f3 26562	δ f 0,8	
f	Δ f1 26235	Δ f 26232	Δ f1 13368	Δ f 13366			Δ f1 13203	Δ f 13203	
	Δ f2 26232	σ 2,5	Δ f2 13365	σ 2,1			Δ f2 13200	σ 3,0	
	Δ f3 26230	δ f 0,0	Δ f3 13364	δ f -1,2			Δ f3 13206	δ f 0,7	
g	Δ f1 39432	Δ f 39433	Δ f1 26564	Δ f 26566	Δ f1 13208	Δ f 13202			
	Δ f2 39436	σ 3,1	Δ f2 26569	σ 2,6	Δ f2 13200	σ 5,7			
	Δ f3 39430	δ f -0,2	Δ f3 26565	δ f -0,8	Δ f3 13197	δ f -0,7			
f(Nr 1) - f(Nr 2) =					0,33	kHz			
s =					0,71	kHz			

Rys. 8.6 Przykładowa macierz pomiarowa.

8.5 Pomiary powtarzalności częstotliwości wzorca

Pomiary powtarzalności wzorca polegają na wielokrotnym pomiarze odtwarzalność częstotliwości wzorca w bardzo długim interwale czasowym. Interwał czasowy powinien wynosić wiele godzin lub dni. Przeprowadzone zostały pomiary powtarzalności opracowanego wzorca częstotliwości w interwale 24 godziny. Pomiary te wykonane zostały w układzie pomiarowym przedstawionym na rysunku 8.1. Wyniki pomiarów zilustrowane zostały wykresem przedstawionym na rysunku 8.7.



Rys. 8.7 Różnica częstotliwości między laserami Lasertex1 i Gum1 dla sześciu pomiarów macierzowych wykonanych z interwałem 24 godziny.

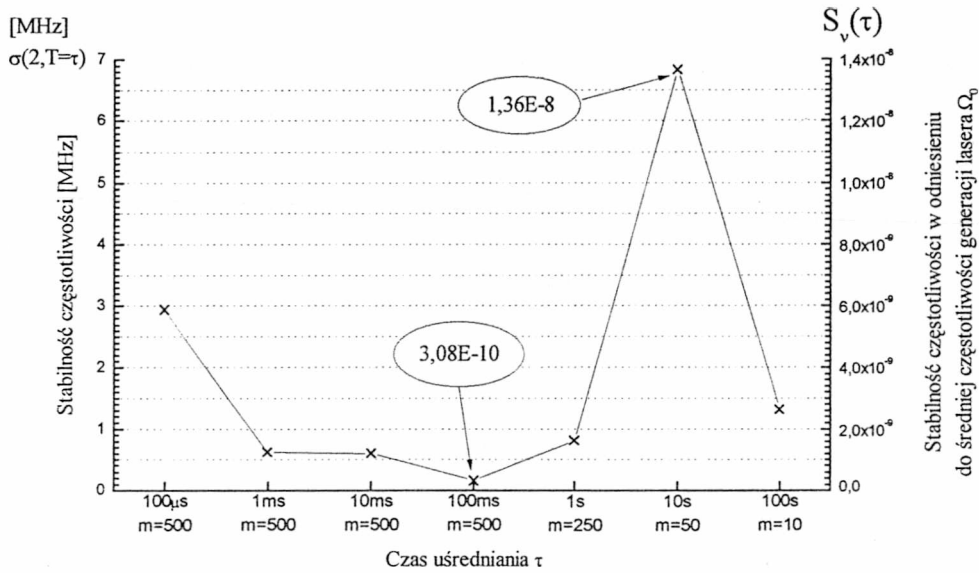
Na rysunku 8.7 uwzględniono również odchylenia standardowe dla każdego pomiaru macierzowego. Średnia różnica częstotliwości pomiędzy laserem Lasertex1 a Gum1 wyniosła $\Delta f = f_{\text{Lasertex1}} - f_{\text{Gum1}} = -0,6 \text{ kHz}$ z odchyleniem standardowym $s=1,2$.

Maksymalna różnica częstotliwości wyniosła 3,2 kHz, co odpowiada powtarzalności na poziomie $7 \cdot 10^{-12}$.

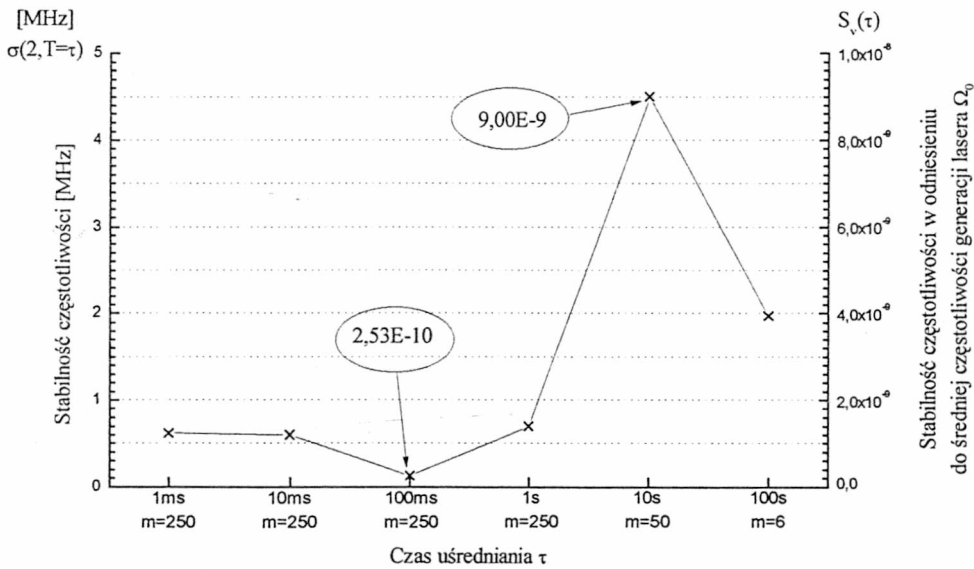
8.6 Pomiary stabilności częstotliwości laserów HeNe

Jednym z planowanych zastosowań opracowanego wzorca częstotliwości jest kalibracja laserów stabilizowanych stosowanych w interferometrach pomiarowych [77], dlatego przeprowadzone zostały badania stałości częstotliwości zeemanowskich laserów HeNe 633 nm. Wykonano pomiary dla dwóch typów stabilizowanych częstotliwościowo laserów zeemanowskich: lasera stabilizowanego metodą cyfrową [41] oraz lasera stabilizowanego metodą analogową przy wykorzystaniu ciekłego kryształu ferroelektrycznego [40]. Pomiary stałości częstotliwości wykonano na stanowisku pomiarowym, którego schemat blokowy przedstawiono na rysunku 8.1. Wykonano pomiary wariancji Allana dla czasów uśredniania od 0,01 do 100s. Wiązkę badanych laserów zdudniano z wiązką wzorca częstotliwości, którego częstotliwość

promieniowania stabilizowano na centrum pików $g^{127}\text{I}_2$. Wyniki pomiarów wariancji Allana przedstawiono na rysunkach 8.8 i 8.9.



Rys.8.8. Wyniki pomiaru stabilności częstotliwości promieniowania zeemanowskiego lasera HeNe pracującego z cyfrową pętlą stabilizacji.



Rys. 8.9 Wyniki pomiaru stałości częstotliwości promieniowania zeemanowskiego lasera HeNe pracującego z analogową pętlą stabilizacji.

Przeprowadzone pomiary wykazały, że opracowany wzorzec częstotliwości może być wykorzystywany do atestacji laserów HeNe pracujących w systemach interferometrów laserowych.

9. Podsumowanie

Celem pracy było opracowanie łatwego w obsłudze, przenośnego laserowego wzorca częstotliwości, który mógłby być wykorzystany do atestacji laserów wykorzystywanych w interferometrii. Aby zachować dużą odtwarzalność częstotliwości laserowe wzorce powinny być co jakiś czas porównywane ze sobą, co wiąże się z koniecznością przewożenia z jednego laboratorium do drugiego. Ważne jest aby laser nie tracił swoich parametrów podczas transportu – nie rozjustowywał się, a także by był łatwy do transportu – miał małe rozmiary.

Kolejną ważną cechą jest łatwość obsługi. Stosowane do tej pory wzorce częstotliwości wymagały od operatora dużego doświadczenia. Należało samodzielnie zidentyfikować odpowiedni pik i zamknąć pętlę stabilizacji. Mało doświadczony operator mógł pomylić piki co wiązało się z dużym błędem przy wyznaczaniu bezwzględnej częstotliwości badanego lasera.

Autor zaproponował rozwiązanie tego problemu poprzez zastosowanie systemu mikroprocesorowego, który identyfikuje wybrany pik, a następnie zamyka na nim pętlę stabilizacji. Takie zorganizowanie systemu nie wymaga już od operatora dużego doświadczenia w pracy z laserowymi wzorcami częstotliwości. Zastosowanie mikroprocesora daje również inne możliwości. Jedną z nich jest stabilizacja temperatury „zimnego palca” komórki z parami jodu. Mikroprocesorowa stabilizacja temperatury umożliwia bardzo szybką zmianę nastawy, co jest bardzo przydatne przy wyznaczaniu wielu charakterystyk laserowego wzorca częstotliwości (współczynnik przesunięcia ciśnieniowego). Zastosowanie systemu mikroprocesorowego daje również możliwość kontroli pracy wzorca z zewnętrznego komputera poprzez port szeregowy, co może być wykorzystane do budowy zautomatyzowanego stanowiska do kalibracji i badania stabilności częstotliwości laserów.

Zbudowanie laserowego wzorca częstotliwości o zadawalających parametrach wymagało zapoznania się z opisem teoretyczny zjawiska nasycalnej absorpcji, a także przeprowadzenia badań parametrów piku mocy mających wpływ na jakość stabilizacji. Wykonano cykl badań zależności szerokości i kontrastu piku mocy od ciśnienia par jodu oraz mocy promieniowania laserowego. Rozpatrzono również aspekt wpływu asymetrii piku na odtwarzalność częstotliwości. Pokazano, że w wyniku tego zjawiska występuje modulacyjne przesunięcie częstotliwości dla poszczególnych pików. Podjęto próbę oszacowania wartości współczynnika asymetrii dla zbudowanych wzorców.

Po zbudowaniu laserowych wzorców częstotliwości wykonano cykl badań pozwalających określić ich podstawowe parametry. Badania wykonywano w laboratorium laserowym Zakładu Teorii Pola i Elektroniki Kwantowej Politechniki Wrocławskiej oraz w laboratoriach Zakładu Długości i Kąta w Głównym Urzędzie Miar w Warszawie. Określono współczynniki przesunięcia modulacyjnego, ciśnieniowego oraz mocowego. Wartości tych współczynników pokrywają się z wartościami spotykanymi w literaturze.

Ponieważ nie istnieją wzorce pierwotne pozwalające określić stabilność, odtwarzalność i powtarzalność częstotliwości, dlatego jedyną metodą określenia tych parametrów jest porównanie badanego lasera z innym. Zbudowane przez autora wzorce porównywane były z wzorcem firmy Thompson (Stabilized Helium-Neon Laser BIPM-Jaeger Type I₂50). Wzorec ten wykonano w laboratorium BIPM we Francji. Laboratorium to jest głównym światowym ośrodkiem zajmującym się pracami na laserowych wzorcach częstotliwości. Po wykonaniu cyklu badań można stwierdzić, że zbudowane przez autora generatory laserowe charakteryzują się stabilnością częstotliwości na poziomie $2 \cdot 10^{-12}$, odtwarzalnością $5,5 \cdot 10^{-12}$ oraz powtarzalnością $7 \cdot 10^{-12}$ co pozwala traktować je jako laserowe wzorce częstotliwości.

Poniżej wymieniono istotne osiągnięcia naukowe i techniczne związane z prezentowaną pracą:

1. Analiza teoretyczna wpływu parametrów pików na stabilność i odtwarzalność częstotliwości lasera.
2. Budowa stanowiska laboratoryjnego do badania parametrów pików mocy.
3. Projekt i budowa wszystkich podzespołów elektronicznych laserowego wzorca częstotliwości.
4. Koncepcja i budowa systemu mikroprocesorowego nadzorującego pracę wzorca.
5. Opracowanie i implementacja programowa metody automatycznego strojenia na wyprany pik mocy. Opracowanie metody identyfikacji poszczególnych pików.
6. Opracowanie procedury cyfrowej stabilizacji temperatury „zimnego palca” komórki z parami jodu.
7. Zastosowanie zbudowanych wzorców do kalibracji i oceny stabilności częstotliwości laserów stabilizowanych stosowanych w interferometrach pomiarowych.

Autor zamierza prowadzić dalsze badania nad laserowymi wzorcami częstotliwości. W najbliższym czasie planowane jest zbudowanie zautomatyzowanego stanowiska do atestacji

laserów pracujących w interferometrach pomiarowych (interferometry laserowe LSP30 Compact firmy Lasertex).

Autor ma również zamiar zbudować generator laserowy, w którym do stabilizacji używana będzie piąta lub siódma harmoniczna, co pozwoli zmniejszyć przesunięcie modulacyjne.

Prace związane z opracowaniem laserowych wzorców częstotliwości finansowane były ze środków KBN – program badawczy nr 8 T10C 01809, Unii Europejskiej – program Copernicus nr PL 96 42 47, oraz ze środków własnych Przedsiębiorstwa Wdrażania Postępu Naukowo-Technicznego „Lasertex” z Wrocławia.

Jeden ze zbudowanych przez autora wzorców został przekazany do Głównego Urzędu Miar w Warszawie gdzie pracuje jako krajowy wzorzec częstotliwości.

Literatura

1. T. J. Quinn: „*Mise en Pratique of the Definition of the Metre*”, Metrologia, Vol. 30 No. 5, 1993/94, 523-541
2. L. Schawlow and C. H. Townes: „*Infrared and optical masers*”, Physical Review, Vol. 112, No. 6, (1958), 1940-1949
3. Franciszek Kaczmarek: „*Wstęp do fizyki laserów*”, Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1978
4. A. Yariv: „*Quantum Electronics*”, Wiley, New York, 1988
5. A. J. Wallard: „*The frequency stabilization of gas lasers*”, Journal of Physics E, Vol. 6, No. 9 (1973), 793-807
6. H. Nagai: „*Laser Frequency Fluctuations Due to Mechanical Vibrations*”, IEEE Journal of Quantum Electronics”, Vol. 8, No. 12, (1972), 857-865
7. H. Nagai: „*Laser Frequency Fluctuations due to Acoustic Noises*”, Japan J. Applied Physics, No. 11, (1972), 410
8. T. Suzuki: „*Discharge Current Noise in He-Ne Lasers and its Suppression*”, Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 8, No. 3, (1970), 309-316
9. Z. Godziński: „*Influence of Gas Density Fluctuations on Frequency Stability of Gas Lasers*”, Optica Applicata, Vol. 4, No. 3, (1974), 25-36
10. A. Waksberg and J. Wood: „*Noise Power Spectrum Characteristics for an He-Ne Laser Operating under Various Discharge Conditions*”, The Review of Scientific Instruments, Vol. 40, No. 10, (1969), 1306-1313
11. A. L. Bloom, D. L. Wright „*Pressure Shift in a Stabilized Single Wavelength Helium-Neon Laser*”, Proceedings of the IEEE, Vol. 54, No. 10, (1966), 1290-1294
12. K. M. Abramski: „*Metody analizy, kontroli i synchronizacji częstotliwości promieniowania laserów gazowych*”, Prace Naukowe Instytutu Telekomunikacji i Akustyki Politechniki Wrocławskiej Nr 71, Seria: Monografie Nr 36, (1993), Wrocław
13. K. M. Abramski „*Analiza układu stabilizacji częstotliwości laserów gazowych*”, Rozprawy Elektroniczne 30 z. 3, (1984) 813-822
14. K. M. Abramski, A. Pietrzak: „*Stabilizacja częstotliwości zeemanowskiego lasera He-Ne*”, Raport Serii Preprinty – Instytut Telekomunikacji i Akustyki Politechniki Wrocławskiej, I-28/P-012/87

15. E. Matras: „*Wpływ parametrów układu lasera na stałość częstotliwości generatora laserowego He-Ne stabilizowanego za pomocą nasycalnej komórki z parami jodu*”, dysertacja doktorska, komunikat Politechniki Wrocławskiej nr I28/k-169/78
16. T. Shigeoka, S. Imanishi, S. Kawata: „*Development of a Beat Frequency Tunable Stabilized Axial Zeeman Laser*”, Applied Physics Vol. 36 (1997) 2681-2684
17. T. Baer, F. V. Kowalski, and J. L. Hall: „*Frequency stabilization of a 0,633- μ m He-Ne longitudinal Zeeman laser*”, Appl. Opt. Vol. 19, No. 18, (1980), 3173-3177
18. A. N. Vlasov, V. A. Perebyakin, S. Yu. Polyakov, V. E. Privalov: „*Long-term stability and reproducibility of emission frequency of an He-Ne laser with internal mirrors*”, Kvantovaya Elektronika (Moscow) Vol. 13 (1986) 320-325
19. M. Swabe: „*Contribution to Traceability and Compatibility in Dimensional Measurements*”, International Symposium on Measurement Technology and Intelligent Instruments, (1996)
20. H. Ogasawara and J. Nishimura „*Frequency stabilization of internal-mirror He-Ne lasers by a flowing-water method*”, Appl. Opt. Vol. 21, No. 7, (1982), 1156-1157
21. H. Ogasawara, J. Nishimura: „*Frequency stabilization of internal-mirror He-Ne lasers*”, Applied Optics, Vol. 22, No. 5 (1983) 655-657
22. A. Sasaki, S. Usimaru, T. Hayashi: „*Simultaneous Output- and Frequency-Stabilization and Single-Frequency Operation of Internal-Mirror He-Ne Laser by Controlling the Discharge Current*” Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 23, No. 5, (1984) 593-599
23. A. Sasaki and S. Masuda: „*Frequency stabilization of a He-Ne laser using lateral stress*”, Appl. Opt. Vol. 30, No. 12, (1991), 1447-1449
24. Ci-Ling Pan, P.-Y. Jean: „*Improved Performance of an Internal-Mirror He-Ne Laser ($\lambda=633$ nm) Stabilized by the Total Power Method*”, Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 26, No. 6, (1987) 1384-1385
25. A. Sasaki, K. Wakabayashi, S. Masuda: „*Stabilization of single frequency internal mirror He-Ne lasers*”, Applied Optics, Vol. 28, No. 9 (1989) 1608-1609
26. W. N. Shelton and R. H. Hunt: „*Phase control of a Zeeman-split He-Ne gas laser by variation of the gaseous discharge voltage*”, Appl. Opt. Vol. 31, No. 21, (1992), 4154-4157
27. P. Zemanek, J. Lazar: „*Use of the beat frequency between two modes for frequency stabilization of internal-mirror lasers*”, Applied Optics, Vol. 33, No. 27 (1994) 6333-6339

28. T. Araki, Y. Nakajima, N. Suzuki: „*Frequency and intensity stabilization of high output power, internal mirror He-Ne laser using interferometry*”, Applied Optics, Vol. 28, No. 8 (1989) 1525-1528
29. K. Seta, S. Iwasaki: „*Frequency stabilization of a HeNe laser using a thin film heater coated on the laser tube*”, Optic Communications, Vol. 55, No. 5, (1985), 367-369
30. A. Sasaki: „*A Simple Method for Single-Frequency Operation and Amplitude- and Frequency-Stabilization of Internal-Mirror He-Ne Laser*”, Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 22, No. 10, (1983) 1538-1542
31. T. Yoshino: „*Frequency Stabilization of Internal-Mirror He-Ne ($\lambda=633$) Lasers Using the Polarization Propertis*”, Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 19, No. 11, (1980) 2181-2185
32. S. J. Bennet, R. E. Ward, D.C. Wilson: „*Comments on: Frequency Stabilization of Internal Mirror He-Ne Lasers*”, Applied Optics, Vol. 12, No. 7, (1973) 1406
33. R. H. Morris, J. B. Ferguson and J. S. Warniak: „*Frequency stabilization of internal mirror He-Ne lasers in a transverse magnetic field*”, Appl. Opt. Vol. 14, No. 12, (1975), 2808
34. J. Rzepka, J. Pieńkowski, H. Pawołka, S. Sambor: „*Two-frequency laser interferometer with phase shift measurement*”, Opica Applicata, Vol. XXVII, No. 4, (1997)
35. J. Pieńkowski, J. Rzepka, H. Pawołka, S. Sambor: „*The laser system for the diagnostic of machines*”, Workshop on Supervising and Diagnostics of Machining Systems, Karpacz 2-3 March 1997
36. J. Pieńkowski, J. Rzepka, S. Sambor, H. Pawołka: „*Laser system for the angle and straightness measurements*”, SPIE Vol. 3186, (1997), 216-221
37. J. Rzepka: „*Nanointerferometria laserowa*”, Referaty V Sympozjum Techniki Laserowej, Szczecin-Świnoujście, 23-27 września 1996
38. J. Pieńkowski, J. Rzepka, S. Sambor, H. Pawołka: „*Interferometr laserowy w systemie jakości ISO-9000 przemysłu obrabiarkowego*”, V Sympozjum Klubu Polskie Forum ISO-9000 – Metrologia w Systemach Jakości, Mikołajki 20-22 październik 1997
39. J. Rzepka, J. Pieńkowski, H. Pawołka: „*Laserowy system o podwyższonej rozdzielczości i dokładności pomiarów*”, VIII Krajowa Konferencja Metrologii, Warszawa, 18-20 X, 1995, T.2. Warszawa: Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej, 1995, 173-174

40. J. Rzepka, P. Maltese: „*Frequency stabilization of Zeeman He-Ne laser using a surface-stabilized ferroelectric liquid crystal*”, SPIE Vol. 3186, (1997), 162-166
41. H. Pawółka, S. Sambor, J. Pieńkowski, J. Rzepka: „*Optimization of discrimination characteristics of two-frequency He-Ne lasers used in nanionterferometry*”, SPIE Vol. 3186, (1997), 224-227
42. U. Brand: „*Frequency stabilization of HeNe laser at 543.5 nm wavelength using frequency-modulation spectroscopy*”, Optics Communications, Vol. 100 (1993) 361-373
43. A. Stejskal and J. A. Stone: „*Frequency stabilization of a green He-Ne laser*”, Appl. Opt. Vol. 34, No. 24, (1995), 5278-5281
44. T. Fellman, P. Jungner, and B. Stahlberg: „*Stabilization of a green He-Ne laser*”, Appl. Opt. Vol. 26, No. 14, (1987), 2705-2706
45. Jow-Tsong Shy and Chun-Ru Yang: „*Two-mode frequency stabilization of a 543-nm He-Ne laser using current feedback*”, Appl. Opt. Vol. 28, No. 23, (1989), 4977-4978
46. H. Simonsen, O. Poulsen: „*Frequency Stabilization of an Internal Mirror HeNe Laser at 543.5 nm to I₂-Saturated Absorptoins*”, Applied Physics B, Vol. 50 (1990) 7-12
47. J.-M. Chartier, S. Fredin-Picard, L. Robertsson: „*Frequency-Stabilized 543 nm Laser Systems: A New Candidate For The Realization Of The Metre?*”, Optics Communications, Vol. 72 (1989), 87-81
48. E. Jaatinen: „*Theoretical determination of maximum signal levels obtainable with modulation transfer spectroscopy*”, Optics Communications, Vol. 120 (1995) 91-97
49. U. Brand, F. Mensing, J. Helmcke: „*Polarization Properties and Frequency Stabilization of an Internal Mirror He-Ne Laser Emitting at 543.5 nm Wavelength*”, Applied Physics B, Vol. 48 (1989) 343-350
50. U. Brand: „*Frequency stabilization of a HeNe laser at 543.5 nm wavelength using frequency-modulation spectroscopy*”, Optics Communications, Vol. 100 (1993) 361-367
51. T. Ishibashi, M. Yamashita, T. Tako, Y. C. Li, S. Hatakeyama, K. Sakamoto, H. Inaba, Y. Akimoto: „*Frequency Locking of 543 nm He-Ne Laser on Iodine Spectrum*”, Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 33, No. 3B, (1994), 1645-1647
52. E. Jaatinen, N. Brown: „*A simple external iodine stabilizer applied to 633 nm, 612 nm and 543 nm He-Ne lasers*”, Metrologia, No. 32, (1995), 95-101
53. H. Greenstein: „*Theory of a single-mode gas laser*”, Physical Review, Vol. 175, No. 2, (1968), 438-452

54. H. Greenstein: „*Theory of a gas laser with internal absorption cell*”, Journal of Applied Physics, Vol. 43, No 4, (1972), 1732-1750
55. A. J. Wallard, J.-M. Chartier, J. Hamon: „*Wavelength Measurement of the Iodine Stabilized Helium-Neon Laser*”, Metrologia, No. 11, (1975), 89-95
56. R. Arndt: „*Analytical Line Shapes for Lorentzian Signal Broadened by Modulation*”, J. Appl. Phys., (1965), 2522
57. A. Brillet, P. Cerez: „*Quantitative Description of Saturated Absorption Signal in Iodine Stabilized He-Ne Lasers*”, Metrologia No. 13, (1977) 137-139
58. P. Cerez, A. Brillet: „*Factors which limit the reproducibility of iodine stabilized He-Ne lasers*”, Metrologia No. 13, (1977), 29-33
59. J.L. Hall and C. J. Borde: „*Shift and broadening of saturated absorption resonances due to curvature of the laser wave front*”, Appl. Phys. Lett. Vol. 29 (1976) 788
60. P. Cerez and R. Felder: „*Gas-lens effect and cavity design of some frequency-stabilized He-Ne lasers*”, Appl. Opt. Vol. 22, (1983), 1251
61. A. Le Floch, R. Le Naour, J. M. Lenormand and J.P. Tache: „*Nonlinear frequency-dependent diffraction effect in intracavity resonance asymmetries*”, Phys. Rev. Lett. Vol. 45, (1980), 544
62. A. V. Mironov, V. E. Privalov and S. A. Sinitsa: „*Shape of saturated absorption peaks in a He-Ne/²⁷I₂ laser (633 nm)*”, Opt. Spectrosc., Vol. 64 (1988), 386-388
63. W. G. Schweitzer, E. G. Kessler, R. D. Deslattes, H. P. Layer, J. R. Whetstone: „*Description, Performance, and Wavelengths of Iodine Stabilized Lasers*”, Applied Optics, Vol. 12, (1973), 2927-2938
64. K. Tanaka, T. Sakurai and T. Kurosawa: „*Frequency Stability and Reproducibility of an Iodine Stabilized He-Ne Laser*”, Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 16, No. 11, (1977), 2071
65. G. Kramer, C. O. Weiß and J. Helmcke: „*Laser Frequency Stabilization by Means of Saturation Dispersion*”, Zeitschrift der Naturforschung, No. 30a, (1975), 1128-1132
66. R. B. Hurst, N. Brown, V. D. Dandawate, G. R. Hanes, J. Helmcke, H. P. Layer, L. Zhongyou, W. R. C. Rowley, T. Sakurai and M. S. Chung: „*International Intercomparison of Iodine-Stabilized Helium-Neon Lasers at 633 nm Involving Ten Standards Laboratories*”, Metrologia No. 24, (1987), 39-44
67. T. Ahola, J. Hu, E. Ikonen: „*A digital control system for iodine stabilized He-Ne laser*”, Review Of Scientific Instruments, Vol. 69, No. 5 (1998), 1934-1937

68. Titov, I. Malinovsky, M. Erin: „*Determination of saturation parameter in iodine and precise molecular linewidth measurements in He-Ne/I₂ standard at 633 nm*”, Optics Communications 136 (1997) 327-334
69. Titov, I. Malinovsky, M. Erin: „*Asymmetry studies of iodine resonances and realization of unperturbed molecular transition in a laser standard at 633 nm*”, Optics Communications 137 (1997) 165-173
70. J. Hu, E. Ikonen, K. Riski: „*On the nth harmonic locking of the iodine stabilized He-Ne laser*”, Optics Communications 120 (1995) 65-70
71. J. Hu, T. Ahola, K. Riski, E. Ikonen: „*Development of iodine stabilized He-Ne lasers at MRF*”, Measurement 16 (1995) 187-193
72. M. Erin, B. Karaboce, I. Malinovsky, A. Titov, H. Ugur, H. Darenedde, F. Riehle: „*Progress in stabilization of He-Ne/¹²⁷I₂ wavelength standard at 633 nm and results of an international comparison between the PTB and the UME*”, Metrologia No. 32 (1995/96) 301-310
73. J. Hu, T. Ahola, E. Ikonen, K. Riski: „*Frequency Shifts of Iodine Stabilized He-Ne Lasers at Higher Harmonic Order Stabilization*”, IEEE Transactions On Instrumentation and Measurement Vol. 46, No. 2 (1997)
74. G. Popescu, J.-M. Chartier, A. Chartier: „*Iodine-stabilized He-Ne laser at $\lambda=633$ nm: design and international comparison*”, Optical Engineering, Vol. 35, No. 5 (1996) 1348-1352
75. J. Hu, K. Riski, A. Chartier, J.-M. Chartier, S. Picard: „*Comparison of ¹²⁷I₂-stabilized He-Ne lasers at 633 nm between the MIKES and BIPM*”, Metrologia No. 34, (1997) 417-419
76. O. V. Boyko, A. M. Negriyko, L. P. Yatsenko: „*Iodine-Stabilized He-Ne laser pumped by transverse rf-discharge*”, Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics, Vol. 2, No. 1 (1999) 133-141
77. M. Ueda, A. Numata, M. Sawabe: „*Calibrated Wavelength Results of Commercial Stabilized He-Ne Lasers*”, NCSL at Atlanta, (1997)
78. K. M. Abramski „*Miary stabilności częstotliwości laserów*”, Rozprawy Elektroniczne 27, z. 4, (1981) 1161-1171
79. Jerzy Szabatin: „*Podstawy teorii sygnałów*”, Wydawnictwa Komunikacji i Łączności, Warszawa 1990

80. Z. Ramotowski: „*Odtwarzanie i przekazywanie jednostki długości i kąta*”, Materiały konferencyjne V Sympozjum Metrologia w systemach jakości, Mikołajki 1997, t.2, s. 1-10.
81. L. S. Cuttler and C. L. Searle: „*Some Aspects of the Theory and Measurements of Frequency Fluctuation in Frequency Standards*”, Proceedings of the IEEE, Vol. 54, No. 2, (1966), 136-154
82. D. W. Allan: „*Statistics of Atomic Frequency Standard*”, Proceedings of the IEEE, Vol. 54, No. 2, (1966), 221-230
83. J. A. Barnes, A. N. Chi, L. S. Cutler et al.: „*Characterization of Frequency Stability*”, IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement”, Vol. 20, No. 2, (1971), 105-120
84. M. Ziegler, P. Balling: „*New system for stabilization and complex testing of modulated lasers*”, Czech Institute Of Metrology
85. F. Petru, B. Popela, Z. Vesela: „*Iodine-stabilized He-Ne Lasers at $\lambda=633$ nm of a Compact Construction*”, Metrologia, No. 29, (1992) 301-307
86. F. Petru, B. Popela, Z. Vesela: „*Design and performance of compact iodine stabilized He-Ne lasers at $\lambda=633$ nm with a short optical resonator*”, Meas. Sci. Technol. No. 4, (1993), 506-512
87. F. Petru, B. Popela and Z. Veselá, H. Darnedde, and J. Helmcke: „*Intercomparison of I_2 -Stabilized He-Ne Lasers ($\lambda=633$ nm) of the Institute of Scientific Instruments, CSSR, and the Physikalisch-Technische Bundesanstalt, FRD*”, Metrologia No.27, (1990), 19-23
88. J.-M. Chartier, J. Labot, G. Sasagawa, T. Niebauer, W. Hollander: „*Portable Iodine Stabilized Ne-Ne Laser and its Use in an Absolute Gravimeter*”, IEEE Transactions On Instrumentation And Measurement, Vol. 42. No. 2 (1993)
89. G. R. Hanes, K.M. Baird, J. DeRemigis: „*Stability, Reproducibility, and Absolute Wavelength of 633-nm He-Ne Laser Stabilized to an Iodine Hyperfine Component*” Applied Optics, Vol. 12, No. 7 (1973) 1600-1605
90. P. Balling, J. Blabla, A. Chartier, J.-M. Chartier, M. Ziegler: „*International Comparison of $^{127}I_2$ -Stabilized He-Ne Lasers at $\lambda=633$ nm Using the Third and the Fifth Harmonic Locking Technique*”, IEEE Transactions On Instrumentation And Measurement, Vol. 44. No. 2 (1995) 173-176

91. J. Blabla, J. Smydke, J.M. Chartier and M. Gläser: „*Comparison of the $^{127}\text{I}_2$ -Stabilized He-Ne Lasers at 633 nm Wavelength of the Czechoslovak Institute of Metrology and the Bureau International des Poids et Mesures*”, Metrologia No. 19, (1983), 73-75
92. S. Iwasaki and J-M. Chartier: „*Comparison of the $^{127}\text{I}_2$ -Stabilized He-Ne Lasers at 633 nm Wavelength of the National Research Laboratory of Metrology of Japan and the Bureau International des Poids et Mesures*”, Metrologia No. 26, (1989), 257-261
93. J. A. Magyar, N. Brown: „*High Resolution Saturated Absorption Spectra of Iodine Molecules $^{129}\text{I}_2$, $^{129}\text{I}^{127}\text{I}$, and $^{127}\text{I}_2$ at 633 nm*”, Metrologia No. 16, (1980) 63-68
94. W. Tuma, C. J. van der Hoeven: „*Helium-neon laser stabilized on iodine: design and performance*”, Applied Optics, Vol. 14, No. 8 (1975) 1896-1897
95. M. Sommer, J. Tschirinch „*Systematische Einflüsse auf die Frequenz von He-Ne/ J_2 -Lasern*”, Merologische Abhandlungen 4 (1984) 1
96. T. J. Quinn, J.-M. Chartier: „*A New Type of Iodine Cell for Stabilized Lasers*” IEEE Transactions On Instrumentation And Measurement, Vol. 42. No. 2 (1993) 405-406
97. A. Araya: „*Iodine-stabilized 633-nm He-Ne Laser for Long-baseline Interferometers*” Applied Physics Vol. 36, (1997), 3515-3516
98. J.-M. Chartier, L. Robertsson, M. Sommer et al.: „*International Comparison of Iodine-stabilized Helium-neon Lasers at $\lambda=633$ nm Involving Seven Laboratories*”, Metrologia No. 28, (1991), 19-25
99. S. Sambor, J. Pieńkowski, J. Rzepka, H. Pawońska: „*Laserowy wzorzec częstotliwości do atestacji układów interferometrów*”, Materiały Krajowego Kongresu Metrologii, T. IV, Politechnika Gdańska 15-18.09.1998
100. A. J. Wallard, D. C. Wilson: „*A digital frequency tripling technique for use the control system of a frequency stabilized gas lasers*”, Journal of Physics, Vol. 7, No. 3 (1974), 161-163
101. Yu. P. Machekhin, V.A. Odinet, V. A. Smulakovskiy, Yu. S. Domnin, V.P. Tennishev, „*Comparisons of He-Ne/ J_2 lasers made by the program KOOMET 94/UA-a/92 in 1996*”, Izmeritelnaya tekhnika, No. 11, (1997), 71-72
102. D. Vrancic, Y. Peng, S. Strmcnik: „*A new PID controller tuning method based on multiple integrations*”, Control Engineering Practice 7 (1999) 623-633
103. P. Klan: „*Moderni metody nastaveni PID regulatoru*”, Automa, No. 1 (2001), 52-54

