

212/153 L/1

INSTYTUT TELEKOMUNIKACJI I AKUSTYKI
POLITECHNIKI WROCŁAWSKIEJ

Dział B

Elektronika kwantowa

Raport nr I28/PRE-025/79

Optymalizacja parametrów układu
jednomodowego lasera He-Ne 3,39 μm
stabilizowanego metodą nasycalnej
absorpcji przy użyciu wewnętrznej
metanowej komórki absorpcyjnej

Krzysztof Abramski

Praca doktorska

Promotor: Prof. dr inż. Zbigniew Godziński

Słowa kluczowe: laser He-Ne,
nieliniowa spektroskopia,
nasycalna absorpcja,
stabilizacja częstotliwości,
wzorce częstotliwości

Wrocław 1979

79092601006

mgr inż. Krzysztof M. Abramski

Instytut Telekomunikacji i Akustyki

Politechniki Wrocławskiej

Wrocław 50-370

ul. Wybrzeże Wyspiańskiego 27

tel. 206-285

Raport wpłynął do redakcji 10.04.1979 r.

Mojemu Promotorowi

Panu Prof.dr inż. Zbigniewowi Godzińskiemu
za opiekę naukową i życzliwą pomoc, a nade
wszystko za wspieranie optymizmem w jakże
wahliwych chwilach eksperymentatora,
składam szczere podziękowania

autor

S p i s t r e ś c i

str.

Rozdział 1. WSTĘP	10
Rozdział 2. PODSTAWOWE ZAGADNIENIA NIELINIOWEJ SPEKTROSKOPII LASEROWEJ	17
2.1. Wprowadzenie	17
2.2. Podatność elektryczna ośrodka jako fenomenolo- giczna miara własności transmisyjnych ośrodka gazowego	17
2.3. Formalizm matematyczny dla obliczeń podatności elektrycznej ośrodka gazowego napromieniowanego falą elektromagnetyczną	18
2.4. Oddziaływanie ośrodka gazowego z płaską, biegnącą falą elektromagnetyczną	23
2.5. Oddziaływanie ośrodka gazowego z płaską, stojącą falą elektromagnetyczną	31
2.6. Podstawowe metody nieliniowej spektroskopii laserowej	34
2.7. Klasyfikacja sposobów identyfikacji pików absorpcyjnego	36
Rozdział 3. WŁASNOŚCI LASERA He-Ne/CH ₄	39
3.1. Wzmocnienie ośrodka	39
3.2. Wzmocnienie linii 3s ₂ -3p ₄ neonu	40
3.2.1. Charakterystyka linii 3s ₂ -3p ₄	42
3.2.2. Natężenie nasycenia linii 3s ₂ -3p ₄	44
3.2.3. Poszerzenie mocowe linii 3s ₂ -3p ₄	45
3.2.4. Charakter poszerzenia linii 3s ₂ -3p ₄	45
3.3. Moc wyjściowa lasera He-Ne 3,39 μm	46
3.4. Własności absorpcyjne metanu	48
3.5. Efekty wpływające na jednorodną szerokość linii absorpcyjnej P(7) CH ₄	49
3.6. Natężenie nasycenia linii P(7) metanu	52
3.7. Moc wyjściowa lasera He-Ne/CH ₄	53
3.8. Kontrastowość pików absorpcyjnego w laserze He-Ne/CH ₄	55
3.9. Spektralna stabilność linii P(7) CH ₄	57

Rozdział 4. KONSTRUKCJA I OPTYMALIZACJA RUR LASEROWYCH

I KOMÓREK ABSORPCYJNYCH	60
4.1. Konstrukcja rur laserowych	60
4.2. Dobór wewnętrznej średnicy rury laserowej	63
4.3. Kryteria doboru wypełnienia rur laserowych mieszaniną helu i neonu	65
4.4. Badania mocy wyjściowej lasera w zależności od ciśnienia, stosunku ciśnień parcyjnych, składu izotopowego oraz prądu wyładowania	66
4.5. Badania szumów plazmy rur laserowych	70
4.6. Izotopowe i ciśnieniowe przesunięcie centrum krzywej wzmocnienia linii $3s_2-3p_4$ względem centrum linii absorpcyjnej $^2P(7)$ metanu	74
4.7. Komórki absorpcyjne	78

Rozdział 5. OPTYCZNE, ELEKTRONICZNE I MECHANICZNE ELEMENTY

LASERA He-Ne/CH ₄	81
5.1. Układ zasilania laserów	81
5.2. Mechaniczna konstrukcja rezonatora	83
5.3. Przesuwniki piezoelektryczne i ich zasilanie ..	84
5.4. Detektory	89
5.5. Lustra laserowe	91

Rozdział 6. BADANIA ZJAWISKA NASYCALNEJ ABSORPCJI

W SKONSTRUOWANYCH LASERACH He-Ne/CH ₄	94
6.1. Wprowadzenie	94
6.2. Analiza składu modowego promieniowania lasera He-Ne/CH ₄	94
6.2.1. Dudnieniowa analiza składu modowego lasera He-Ne/CH ₄	95
6.3. Obserwacja zjawiska nasycalnej absorpcji	100
6.3.1. Analiza piku absorpcyjnego metodą pierwszej harmonicznej	101
6.3.2. Praktyczna realizacja analizy piku metodą detekcji fazoczułej	104
6.4. Wpływ szumów plazmy na obserwacje piku absorpcyjnego	106
6.5. Wpływ sposobu wyprężania wiązki laserowej na kontrastowość piku	109
6.6. Badania lasera He-Ne/CH ₄ z krótszymi komórkami absorpcyjnymi	110
6.7. Pomiar kontrastowości i szerokości piku absorpcyjnego w zależności od ciśnienia metanu w komórce absorpcyjnej	111
6.7.1. Dobór ciśnienia metanu w komórce absorpcyjnej.	111

6.7.2. Dyskusja wyników	112
6.8. Pomiar kontrastowości piku absorpcyjnego w zależności od geometrii i transmisji zwierciadeł wyjściowych	115
6.9. Pomiar kontrastowości piku absorpcyjnego w zależności od prądu wyładowania i mocy wewnątrz rezonatora	121
6.10. Obliczenia wzmocnienia oraz natężenia nasycenia	123

Rozdział 7. FLUKTUACJE CZĘSTOTLIWOŚCI I MIARY STABILNOŚCI

CZĘSTOTLIWOŚCI LASERA	124
7.1. Wprowadzenie	124
7.2. Fluktuacje sygnału promieniowania lasera	125
7.2.1. Fluktuacje naturalne	125
7.2.2. Fluktuacje techniczne	127
7.3. Fluktuacje fazy i częstotliwości	129
7.3.1. Gęstość widmowa i funkcja autokorelacji procesu fluktuacji częstotliwości	129
7.3.2. Wariancja i gęstość spektralna fluktuacji częstotliwości analizowana w skończonym czasie uśredniania	131
7.3.3. Wariancja i gęstość spektralna fluktuacji częstotliwości analizowana w skończonym czasie obserwacji	132
7.4. Definicja stabilności częstotliwości w dziedzinie częstotliwościowej	134
7.5. Definicja stabilności częstotliwości w dziedzinie czasowej	135
7.5.1. Wariancja Allana	136
7.6. Powtarzalność /reprodukowalność/ częstotli- wości	137
7.7. Wpływ układu stabilizacji częstotliwości na fluktuacje częstotliwości lasera	138

Rozdział 8. UKŁAD STABILIZACJI I POMIARY STABILNOŚCI

SKONSTRUOWANYCH LASERÓW He-Ne/CH ₄	143
8.1. Zasady zdudniania wiązek laserowych	143
8.1.1. Wpływ fluktuacji amplitudy na sygnał zdudniony	145
8.2. Metody pomiaru stabilności częstotliwości ...	147
8.3. Opis układu i wyniki pomiarów stabilności częstotliwości	150
8.3.1. Parametry pętli	153
8.3.2. Pomiar stabilności	154
8.3.3. Porównanie wyników stabilności częstotliwości z wynikami innych autorów	155

Rozdział 9. PRZEGLĄD WYBRANYCH ZAGADNIEŃ BADAWCZYCH	
LASERA He-Ne/CH ₄	157
9.1. Wpływ częstotliwości modulacji i dewiacji częstotliwości laserów na pomiar stabilności częstotliwości	157
9.2. O możliwości uzyskania dużych kontrastowości piku za pomocą efektu konkurencji modów	159
9.3. Wpływ tła mocy wyjściowej na przesunięcie centrum piku absorpcyjnego	162
9.4. Eliminacja efektu tła mocy wyjściowej metodą rozjustowania rezonatora	163
9.5. Wpływ mocy wewnątrz rezonatora lasera na prąd wyładowania	165
9.5.1. Wykorzystanie zjawiska modulacji prądu do justowania lasera	165
9.5.2. Koncepcja bezdetektorowej stabilizacji częstotliwości	167
Rozdział 10. PODSUMOWANIE	168
SPIS CYTOWANEJ LITERATURY	170

Spis ważniejszych oznaczeń

A	- kontrastowość pików
E_0	- amplituda natężenia pola elektrycznego fali
f_m	- częstotliwość modulacji
$g_+(g_-)$	- wzmacnienie /absorpcja/ różniczkowa
$g_{0+}(g_{0-})$	- nienasycone wzmacnienie /absorpcja/ różniczkowa
G	- wzmacnienie ilorazowe ośrodka
$G_x(\omega)$	- gęstość widmowa procesu x
$\hat{H}_0, \hat{H}_1$	- hamiltonian układu niezaburzonego, zaburzonego
I	- natężenie promieniowania
$I_{0+}(I_{0-})$	- natężenie nasycenia wzmacnienia /absorpcji/
$i_{k0}, (i_{kr})$	- prąd krytyczny szumów oscylacyjnych /przypadkowych/
$k = 2\pi/\lambda$	- stała propagacji
$l_+(l_-)$	- długość ośrodka wzmacniającego /absorpcyjnego/
$L(x) = (1+x^2)^{-1}$	- unormowana krzywa Lorentza
m	- unormowana dewiacja
$P(\omega)$	- polaryzacja elektryczna ośrodka
p	- ciśnienie
P_{wyj}	- moc wyjściowa promieniowania laserowego
r	- współczynnik odbicia zwierciadła
$R(z)$	- promień frontu falowego wiązki w odległości z od talii
$R_x(\tau)$	- funkcja autokorelacji procesu x
$s = \frac{I}{I_s}$	- parametr nasycenia
S	- pole przekroju wiązki
$s_1(x, m)$	- krzywa dyskryminacyjna
$S_2(\tau), S_1(\tau)$	- stabilność w dziedzinie częstotliwościowej /czasowej/
T_1, T_2	- czasy relaksacji podłużnej, poprzecznej
t	- transmisja zwierciadeł, czas

- $W(v_z)$ - funkcja rozkładu prędkości cząsteczek wzdłuż osi z
 $w(z)$ - promień wiązki w odległości z od talii, promień wiązki
 w_0 - promień wiązki w talii
 $x = \frac{v - v_0}{2\Delta v_p}$ - względne odstrojenie od centrum pików
 γ, η - straty rezonatora bez strat absorpcyjnych w komórce i strat transmisyjnych /bez strat absorpcyjnych/
 Δ - przesunięcie linii absorpcyjnej CH_4 względem emisyjnej Ne
 $\alpha_+ (\alpha_-)$ - wzmocnienie /absorpcja/ ośrodka
 $\alpha_{0+} (\alpha_{0-})$ - nienasycone wzmocnienie /absorpcja/ ośrodka
 λ, λ_0 - długość fali, długość drogi swobodnej
 $\hat{\mu}$ - operator elektrycznego momentu dipolowego
 Δv_m - amplituda dewiacji częstotliwości
 $\beta_{ik}(t) = \alpha_i(t) \cdot \alpha_k^*(t)$ - element macierzy gęstości
 $\sigma^2[x]$ - wariancja procesu x
 $\hat{\sigma}^2[x]$ - estymator wariancji procesu x
 $\sigma^2[2, \tau, \tau, B]$ - wariancja Allana
 τ, τ_0 - czas uśredniania pomiaru, stała czasowa
 $\varphi(t)$ - funkcja własna operatora $\hat{H}_0$
 $\phi(t)$ - faza sygnału
 $\chi(\omega) = \chi'(\omega) + j\chi''(\omega)$ - urojona podatność elektryczna ośrodka
 ψ - funkcja falowa opisująca stan cząsteczki
 $\omega = 2\pi\nu$ - częstotliwość kątowna /często nazywana częstotliwością/
 $\omega_{0+}, (\omega_{0-})$ - częstotliwość centrum linii emisyjnej /absorpcyjnej/
 $Q(\omega_b, v_z)$ - funkcja wysycenia linii spektralnej
 $\Delta v_D, \Delta v_h, \Delta v_n, \Delta v_B, \Delta v_L, \Delta v_p$ - szerokość dopplerowska linii, szerokość linii jednorodnej, naturalnej, szerokość "dziury Bennetta", szerokość "zagłębienia Lamba", szerokość pików, przy czym $\Delta v_x = \frac{\Delta \omega_x}{2\pi}$

Rozdział 1. W S T Ę P

Zdolność rozdzielcza klasycznych analiz spektralnych linii gazów w zakresie widzialnym i podczerwieni ograniczona jest cieplnym poszerzeniem linii spowodowanym efektem Dopplera. Poszerzenie dopplerskie linii uniemożliwia analizę szerokości linii charakteryzujących kwantowe przejścia pojedynczych cząsteczek. Rozwój laserów gazowych dał możliwość przekroczenia bariery zdolności rozdzielczej dzięki odkryciu efektów nasycenia spektralnych linii wzmacniających lasera, które objawiają się występowaniem charakterystycznych szczegółów w postaci zagłębień w konturze linii poszerzonej efektem Dopplera, zwanych popularnie "dziurami Bennetta" i "zagłębieniem Lamba". Zjawisko to po raz pierwszy zaobserwowane przez Bennetta [1], zostało ujęte w eleganckiej teorii Lamba [2]. Mimo poprawy zdolności rozdzielczej, szerokości "dziur Bennetta" i "zagłębień Lamba" wypalanych w konturze linii wzmocnienia przejścia laserowego są duże w porównaniu z naturalną szerokością przejścia kwantowego, co spowodowane jest dużym poszerzeniem ciśnieniowym naturalnej linii, które jest nieuniknione ze względu na konieczność stosowania odpowiednio dużych ciśnień dla optymalnej pracy lasera. Naturalną konsekwencją w dążeniu do poprawy spektralnej zdolności rozdzielczej była propozycja wprowadzenia w obręb rezonatora komórki z niskociśnieniowym ośrodkiem absorpcyjnym, którego linia absorpcyjna koincyduje dokładnie z linią wzmacniającą ośrodka laserującego, a czas życia przejścia absorpcyjnego jest jak najdłuższy [3,4]. Prace te dały początek nowej dyscyplinie naukowej - nielinowej spektroskopii laserowej. W ośrodku absorpcyjnym zachodzi podobne zjawisko nasycenia absorpcji jak w ośrodku wzmacniającym w postaci tak zwanych "odwróconych dziur Bennetta"

oraz "odwróconego zagłębienia Lamba" wypalonych na konturze dopplerowsko poszerzonej linii absorpcyjnej. Ze względu na niskie ciśnienie absorbera i długi czas życia /rzędu $10^{-1} - 10^{-4}$ /, szerokość tych szczegółów absorpcyjnych jest zmniejszona w wyniku znacznego zredukowania efektu poszerzenia ciśnieniowego. Pierwsze eksperymenty obejmowały badania lasera He-Ne $0,6328 \mu\text{m}$ z neonową wewnętrzną komórką absorpcyjną [4,5]. Prace Shimody nad oscylacyjno-rotacyjną linią P(7) grupy ν_3 metanu koincydującą z linią $3s_2 - 3p_4$ / $3,3922 \mu\text{m}$ / neonu [6] dały początek badaniom lasera He-Ne $3,3922 \mu\text{m}$ z wewnętrzną metanową komórką absorpcyjną. Osiągnięcia nieliniowej spektroskopii laserowej były i są inspirowane dążeniem wykorzystania efektów nasycalnej absorpcji do budowy laserowych wzorców częstotliwości o jak największej stabilności i powtarzalności. W roku 1968 Barger i Hall [7] pierwsi skonstruowali laser He-Ne/ CH_4 stabilizowany na centrum linii absorpcyjnej metanu, zapoczątkowując badania lasera He-Ne/ CH_4 . Dzięki wysokiej symetrii molekuly metanu rozważana linia jest linią bardzo stabilną, co powoduje, że laser He-Ne/ CH_4 jest szczególnym obiektem zainteresowań ze względu na jego duże potencjalne możliwości w uzyskaniu wysokiej stabilności i powtarzalności, a więc budowy wzorca częstotliwości, będącego potencjalnie precyzyjnym narzędziem wielu dziedzin nauki i techniki takich jak spektroskopia, diagnostyka plazmy, metrologia i telekomunikacja.

C e l e m niniejszej pracy było opracowanie konstrukcji, budowa i badania układu ultrastabilnych laserów He-Ne/ CH_4 ze stabilizacją częstotliwości metodą nasycalnej absorpcji w metanie wraz z pomiarami stabilności częstotliwości skonstruowanych laserów.

Prace nad budową lasera He-Ne/ CH_4 rozpoczęto jako pierwsze w kraju w roku 1973. Ze względu na brak w początkowej fazie doświadczenia w dziedzinie nieliniowej spektroskopii laserowej a przede wszystkim brak zaplecza technologicznego oraz aparaturowego, przeważającą

ilość czasu autor zmuszony był poświęcić pracom konstrukcyjnym i technologicznym, mającym na celu wykonanie stanowiska eksperymentalnego i uzyskanie subtelnego efektu nasycalnej absorpcji. Całokształt prac projektowych i konstrukcyjnych, przeprowadzanych w większości "metodą gospodarską", został wykonany samodzielnie przez autora. Uruchomienie stabilizowanych laserów He-Ne/CH₄ na całkowicie własnych elementach w bardzo skromnych warunkach technologicznych autor uważa za duże osiągnięcie eksperymentalne. Samodzielna budowa wszystkich elementów lasera pozwoliła autorowi wnikliwiej spojrzeć na całokształt problematyki dotyczącej stabilizacji częstotliwości laserów.

Uzyskany w wyniku nasycalnej absorpcji lorentzowski pik absorpcyjny na konturze krzywej mocy wyjściowej przestrajanego lasera jest bardzo dobrym wzorcem częstotliwości. Szerokość i wysokość piku absorpcyjnego zależą od szeregu własności ośrodka absorpcyjnego i wzmacniającego oraz parametrów rezonatora. Dokonując różniczkowania piku absorpcyjnego metodą detekcji fazoczułej otrzymuje się niezbędną dla stabilizacji częstotliwości zależność dyskryminacyjną między odstrojeniem x częstotliwości lasera a sygnałem napięciowym na wyjściu detektora fazy. Zależność tą charakteryzują bezwymiarowe krzywe dyskryminacyjne $S_1(x,m)$ /rozdział 6.3/. Dla optymalnej stabilizacji wymaga się aby nachylenie krzywej dyskryminacyjnej $S_1(x,m)$ w obszarze dyskryminacyjnym było maksymalnie duże, co zapewnia uzyskanie maksymalnego stosunku sygnału do zakłóceń amplitudowych pętli sprzężenia zwrotnego mających swoje źródło w szumach detektora, fluktuacjach mocy wyjściowej lasera oraz w zastosowanych układach elektronicznych. Kształt krzywej dyskryminacyjnej $S_1(x,m)$ zależy od parametrów piku absorpcyjnego, a mianowicie jego szerokości $\Delta\nu_p$, wysokości ΔI oraz od wartości dewiacji częstotliwości $\Delta\nu_m$ wpro-

wadżanej w procesie różniczkowania piku absorpcyjnego. Nachylenie krzywej dyskryminacyjnej można zwiększać przez zawężenie szerokości piku, zwiększanie jego wysokości oraz przez optymalny dobór dewiacji częstotliwości. Parametry piku absorpcyjnego są ze sobą powiązane przez fizyczne mechanizmy procesu absorpcji /na ogół wzrostowi wysokości piku towarzyszy dodatkowe jego poszerzenie i odwrotnie/.

Tezę naukową niniejszej dysertacji stanowi stwierdzenie, że zasadniczą poprawę stabilności częstotliwości stabilizowanego lasera z wewnętrzną komórką absorpcyjną uzyskuje się na drodze maksymalizacji nachylenia krzywej dyskryminacyjnej zależnej od uprzednio wspomnianych czynników. Wobec tego należało przeprowadzić teoretyczne i eksperymentalne badania optymalizacyjne parametrów lasera He-Ne/CH₄ /ciśnienie metanu, parametry rezonatora i rury wyładowczej/ oraz parametrów detekcji fazoczułej /dewiacja, częstotliwość modulacji/ dla uzyskania maksymalnego nachylenia krzywej dyskryminacyjnej. Wyniki pomiarów stabilności częstotliwości laserów, zbudowanych w oparciu o wyniki takiego programu badawczego, oraz uzyskanie bardzo dobrych stabilności częstotliwości, wydają się wskazywać, że teza naukowa została postawiona właściwie.

Niektóre badania przeprowadzone przez autora są powtórzeniami prac badawczych innych autorów, były jednak niezbędne ze względu na znaczne rozbieżności danych literaturowych, zależnych od konstrukcji i warunków badawczych laserów He-Ne/CH₄.

Dysertacja składa się z dziesięciu rozdziałów. W rozdziale drugim przedstawiono opis zjawiska nasycenia niejednorodnie poszerzonych spektralnych linii emisyjnych lub absorpcyjnych w oparciu o obliczenia podatności elektrycznej ośrodka napromieniowanego falą biegnącą i stojącą. Wprowadzono parametry charakteryzujące zjawisko nasycenia. Dokonano klasyfikacji ^(szerokości) piku absorpcyjnego $\Delta \nu_p$ dla różnych metod analizy zjawiska nasycalnej absorpcji.

W rozdziale trzecim scharakteryzowano własności wzmacniającej linii $3s_2 - 3p_4$ neonu oraz własności absorpcyjnej linii P(7) metanu. Rozważono laser z komórką absorpcyjną wyprowadzając wyrażenia na moc wyjściową oraz kontrastowość piku absorpcyjnego w konturze mocy wyjściowej.

Rozdział czwarty zawiera opis programu badawczego optymalizacji konstrukcji oraz wypełnienia rur laserowych. Podano kryteria doboru parametrów rury ze względu na moc promieniowania wewnątrz rezonatora, szumy rury wyładowczej oraz izotopowe i ciśnieniowe przesunięcia linii emisyjnej neonu względem linii absorpcyjnej. Przedstawiono technologię napełniania rur laserowych i komórek absorpcyjnych.

Opis mechanicznych, optycznych oraz elektronicznych elementów konstrukcyjnych lasera He-Ne/CH₄ wykonanych przez autora do eksperymentów nasycalnej absorpcji oraz układów stabilizacji laserów przedstawiono w rozdziale piątym.

W rozdziale szóstym przedstawiono wyniki programu badawczego zjawiska nasycalnej absorpcji w laserze He-Ne/CH₄. Określono reżym pracy lasera dokonując analizy modowej promieniowania mocy wyjściowej za pomocą, jak się wydaje, oryginalnej metody zdudniania. Podano wyniki pomiarów parametrów piku absorpcyjnego w różnych warunkach pracy lasera He-Ne/CH₄ w celu określenia optymalnych dla stabilizacji warunków pracy. Przedstawiono teoretyczny model wpływu dewiacji częstotliwości na kształt piku analizowanego metodą detekcji homodynowej, a wyniki zweryfikowano eksperymentalnie.

W oparciu o stochastyczny model fluktuacji częstotliwości w rozdziale siódmym dokonano krótkiej charakterystyki fluktuacji częstotliwości lasera oraz przedstawiono definicje stabilności. Rozważono wpływ układu stabilizacji na gęstość widmową fluktuacji częstotliwości oraz uzasadniono konieczność maksymalizacji nachylenia krzywej

dyskryminacyjnej piku absorpcyjnego na drodze minimalizacji szerokości piku i maksymalizacji kontrastowości piku przy minimalizacji szumów amplitudowych mocy wyjściowej lasera, szumów detektora i układów elektronicznych.

Rozdział ósmy zawiera opis układów zdudniania i stabilizacji skonstruowanych laserów oraz przedstawia wyniki pomiarów ich stabilności częstotliwości. Przeprowadzono dyskusję optymalnego zdudniania wiązek oraz przedyskutowano wyniki otrzymanych stabilności na tle danych literaturowych dotyczących innych konstrukcji laserów He-Ne/CH₄. Przedstawiono wnioski dla poprawy otrzymanych wyników.

Rozdział dziewiąty poświęcono różnym zagadnieniom nie związanym bezpośrednio z podstawowym programem badawczym, które wyłoniły się w trakcie badań i dotyczą zaobserwowanych zjawisk bądź propozycji nowych metod badawczych laserów He-Ne/CH₄.

Krótkie podsumowanie programu badawczego oraz zarys perspektywicznych prac wykorzystujących wyniki obecnego etapu przedstawiono w rozdziale dziesiątym.

Autor pragnie podziękować kolegom dr inż. E. Matrasowi i mgr E. Plińskiemu za szereg istotnych i owocnych dyskusji oraz dużą pomoc w konstrukcji i budowie różnych elementów eksperymentu; Panu doc. dr hab. inż. R. Nowickiemu za pomiary bezwzględnej mocy laserów He-Ne/CH₄; Panom dr H. Dymaczewskiemu z Instytutu Fizyki UAM w Poznaniu, dr inż. A. Kaźmirowskiemu z ITE Politechniki Warszawskiej oraz mgr inż. J. Kudzi z ITE Politechniki Wrocławskiej za cenne konsultacje przy budowie aparatur próżniowo-dozownicznych; Panu mgr inż. E. Prociówowi z ITE Politechniki Wrocławskiej za poświęcenie swego czasu przy napyłaniu transmisyjnych warstw złota; Panom dr P. Becli z Instytutu Fizyki Politechniki Wrocławskiej oraz dr inż. T. Persa-

kowi z WAT za wykonanie detektorów promieniowania $3,39\text{ }\mu\text{m}$; Panom mgr inż. A.Janiszewskiemu z Centrum Obliczeniowego Politechniki Wrocławskiej oraz mgr inż. E.Ciasiowi z Centrum Obliczeniowego WSI w Zielonej Górze za pomoc w obliczeniach numerycznych; Panu E.Czermakowi z Zakładu Szkielek Laboratoryjnych Politechniki Wrocławskiej za niezawodne wykonanie wszystkich elementów szklanych. Wreszcie autor dziękuje swemu ojcu Jerzemu, za wykonanie wielu precyzyjnych mechanicznych elementów konstrukcyjnych. Szczególnie dziękuję żonie i córce, bowiem głównie kosztem ich czasu niniejsza praca mogła być wykonana.

Rozdział 2. PODSTAWOWE ZAGADNIENIA NIELINIOWEJ SPEKTROSKOPII LASEROWEJ

2.1. Wprowadzenie

W rozdziale tym przeprowadzono analizę zjawisk zachodzących w ośrodku gazowym /wzmacniającym, absorpcyjnym/ napromieniowanym płaską monochromatyczną falą elektromagnetyczną /biegnącą, stojącą/ pod kątem identyfikacji efektu nasycalnej absorpcji. W oparciu o prace Lamba, Letochowa, Greensteina [2,8,9,10] przedstawiono opis zjawiska oraz podstawowe parametry opisujące zjawisko nasycenia linii spektralnej; parametr nasycenia, natężenie nasycenia, szerokość "dziury Bennetta", szerokość "zagłębienia Lamba" /"odwróconej dziury Bennetta", "odwróconego zagłębienia Lamba"/, szerokość pików absorpcyjnego. Ze względu na powszechne przypadki nierozróżniania w literaturze pojęć szerokości "odwróconego zagłębienia Lamba" i "piku mocy" autor przeprowadził dogłębną analizę tych pojęć dla podstawowych układów nieliniowej spektroskopii laserowej.

2.2. Podatność elektryczna ośrodka jako fenomenologiczna miara własności transmisyjnych ośrodka gazowego

Monochromatyczna elektromagnetyczna fala płaska spolaryzowana liniowo, której amplituda natężenia pola elektrycznego wynosi $E(\omega)$, przechodząc przez ośrodek dielektryczny, wywołuje w nim polaryzację

$$P(\omega) = \epsilon_0 \chi(\omega) E(\omega) \quad (2.1)$$

gdzie $P(\omega)$ - amplituda polaryzacji elektrycznej.

Podatność ośrodka ogólnie jest funkcją zespoloną:

$$\chi(\omega) = \chi'(\omega) + j\chi''(\omega), \quad (2.2)$$

co uwzględnia jednościowy charakter polaryzacji względem wymuszającego pola elektrycznego. Pole elektryczne

$$E(z,t) = E(\omega) \exp[-jkz] = \frac{1}{2} E(\omega) \exp[j(\omega t - kz)] + \text{c.c.}, \quad (2.3)$$

opisuje polaryzację

$$P(z,t) = \frac{1}{2} P(\omega) \exp[j(\omega t - kz)] + \text{c.c.}, \quad (2.4)$$

k – stała propagacji fali rozchodzącej się wzdłuż kierunku z . Ośrodek o podatności $\chi(\omega)$ składowa natężenia pola elektrycznego spełnia równanie falowe:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \epsilon_0 [1 + \chi(\omega)] \mu_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0, \quad (2.5)$$

Z powyższego wynika, że stała propagacji k wykazuje własności dyspersyjne, a wykorzystując fakt, że $|\chi(\omega)| \ll 1$, można zapisać:

$$k(\omega) = \omega \left\{ \mu_0 \epsilon_0 [1 + \chi(\omega)] \right\}^{\frac{1}{2}} = k_0 \left[1 + \frac{1}{2} \chi'(\omega) + j \frac{1}{2} \chi''(\omega) \right], \quad (2.6)$$

gdzie $k_0 = \frac{\omega}{c}$ – stała propagacji w próżni.

Ośrodek dielektryczny wykazuje:

- (i) własności wzmacniające, gdy $\chi''(\omega) < 0$
- (ii) własności absorpcyjne, gdy $\chi''(\omega) > 0$.

Część rzeczywista podatności elektrycznej $\chi'(\omega)$ daje wkład w przesunięcie fazowe fali.

2.3. Formalizm matematyczny dla obliczeń podatności elektrycznej ośrodka gazowego napromieniowanego falą elektromagnetyczną

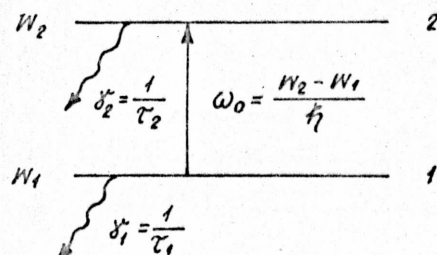
Aby obliczyć zespoloną podatność $\chi(\omega)$ zakładamy, że ośrodek składa się ze zbioru cząsteczek poruszających się przypadkowo i napromieniowany jest zewnętrzną falą elektromagnetyczną, której natężenie pola wyraża się równaniem (2.3). Równanie Schrödingera dla nie-

zaburzonej dwupoziomowej cząsteczki /rys. 2.1/ przybiera stacjonarną postać:

$$\hat{H}_0 \psi = i\hbar \frac{d\psi}{dt}, \quad (2.7)$$

gdzie $\hat{H}_0$ - hamiltonian cząsteczki niezaburzonej.

Rys.2.1. Dwupoziomowy układ kwantowy o energiach W_1 i W_2 , między którymi zachodzi akt emisji lub absorpcji o częstotliwości ω_0 . Poziomy te charakteryzują się fenomenologicznymi stałymi tłumienia (γ_1, γ_2 albo czasami życia τ_1, τ_2).



Funkcja falowa ψ opisująca stan cząstki tworzy kombinację liniową funkcji własnych φ_i operatora $\hat{H}_0$:

$$\psi = a_1 \varphi_1 + a_2 \varphi_2, \quad (2.8)$$

gdzie $|a_i|^2$ - ma sens prawdopodobieństwa ujawnienia cząsteczki w i -tym stanie, jeśli cząsteczka jest opisana stanem ψ . Oddziaływanie pola elektromagnetycznego na cząsteczkę ma charakter zewnętrznego zaburzenia, co wymaga modyfikacji równania (2.7) poprzez dodanie do hamiltonianu niezaburzonego $\hat{H}_0$ członu $\hat{H}_1(t)$ reprezentującego energię wzajemnego oddziaływania cząsteczki z polem elektromagnetycznym. Równanie Schrödingera ma wówczas charakter niestacjonarny:

$$(\hat{H}_0 + \hat{H}_1(t)) \psi(t) = i\hbar \frac{d\psi(t)}{dt}. \quad (2.9)$$

Równanie falowe przybiera postać kombinacji liniowej stanów φ_1 i φ_2 lecz ze współczynnikami amplitudowymi $a_i(t)$ zależnymi od czasu [11]:

$$\psi(t) = a_1(t) \varphi_1 + a_2(t) \varphi_2. \quad (2.10)$$

Operator zaburzenia $\hat{H}_1(t)$ dla zaburzenia elektromagnetycznego przybiera postać [12,13]:

$$\hat{H}_1(t) = -\hat{\mu} E(t) \quad (2.11)$$

gdzie $\hat{\mu}$ jest operatorem elektrycznego momentu dipolowego.

przejścia między wyróżnionymi stanami φ_1 i φ_2 cząsteczki. Podatność elektryczną ośrodka wygodnie jest obliczyć za pomocą macierzy gęstości $\rho(t)$, podobnie jak wartości średnie innych wielkości fizycznych, gdy nie jest znana dokładna postać funkcji falowej układu. Korzystając z macierzowego równania ruchu von Neumanna [11,12,14]:

$$i\hbar \frac{\partial \rho(t)}{\partial t} = [H_0 + H_1(t), \rho(t)] = [(H_0 + H_1) \cdot \rho - \rho (H_0 + H_1)] , \quad (2.12)$$

gdzie nawias kwadratowy oznacza komutator, $\rho(t)$ jest macierzą gęstości, H_0 jest macierzową postacią niezaburzonego hamiltonianu, a $H_1(t)$ jest macierzową postacią operatora $\hat{H}_1(t)$ [2];

$$\rho(t) = \begin{bmatrix} a_1(t) \cdot a_1^*(t) & a_1(t) \cdot a_2^*(t) \\ a_1^*(t) \cdot a_2(t) & a_2^*(t) \cdot a_2(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \rho_{11}(t) & \rho_{12}(t) \\ \rho_{21}(t) & \rho_{22}(t) \end{bmatrix} ,$$

$$H_0 = \begin{bmatrix} W_1 & 0 \\ 0 & W_2 \end{bmatrix} , \quad \text{gdzie} \quad \frac{W_2 - W_1}{\hbar} = \omega_0 , \quad (2.13)$$

$$H_1 = -\hat{\mu} E(z,t) = \begin{bmatrix} 0 & -\mu_{12} E(z,t) \\ \mu_{21} E(z,t) & 0 \end{bmatrix} ,$$

gdzie $\mu_{12} = \mu_{21} = \mu$ jest rzutem macierzowego elementu momentu dipolowego na kierunek polaryzacji fali [15].

Równanie von Neumanna stanowi układ czterech równań opisujących stan dwupoziomowej cząsteczki zaburzonej polem elektrycznym [14] :

$$\dot{\rho}_{11} = -(j\hbar)^{-1} \mu E(t) (\rho_{21} - \rho_{12}) \quad (2.14a)$$

$$\dot{\rho}_{22} = (j\hbar)^{-1} \mu E(t) (\rho_{21} - \rho_{12}) \quad (2.14b)$$

$$\dot{\rho}_{12} = -j \cdot \omega_0 \rho_{12} - (j\hbar)^{-1} \mu E(t) (\rho_{22} - \rho_{11}) \quad (2.14c)$$

$$\dot{\rho}_{21} = \dot{\rho}_{12}^* . \quad (2.14d)$$

Dla dalszych rozważań oddziaływania promieniowania elektromagnetycznego z cząsteczkami istotną rolę odgrywają dwie wielkości:

$$S = S_{22} - S_{21} \sim N_2 - N_1, \quad (2.15)$$

która jest miarą inwersji obsadzeń ośrodka ($N_2 - N_1$, różnica obsadzeń) oraz $S_{12} = a_1(t) a_2^*(t)$, która pozwala obliczyć polaryzację atomową ośrodka [12]:

$$P(t) = \epsilon_0 \mu (S_{12}(t) + S_{21}(t)). \quad (2.16)$$

Z (2.14b) i (2.15) otrzymujemy:

$$\dot{S}_{12} = \frac{j\mu E(t) S}{\hbar} - j\omega_0 S_{12}, \quad (2.17)$$

równanie oscylatora nietłumionego, a rozwiązanie (2.17) ma postać:

$$S_{12} = -\frac{\mu E(t) S}{\hbar \omega_0} \exp(-j\omega_0 t), \quad (2.18)$$

a pochodna $\frac{dS_{12}}{dt}$:

$$\dot{S}_{12} = \frac{j\mu E(t) S}{\hbar} \exp(-j\omega_0 t). \quad (2.19)$$

Z (2.14a) , (2.14b) i (2.19) otrzymujemy:

$$\dot{S} = (\dot{S}_{22} - \dot{S}_{11}) = 2 \frac{j\mu S_{12}}{\hbar} \exp(j\omega_0 t) E(t) + c.c. \quad (2.20)$$

Równania (2.19) i (2.20) są niezbędne do obliczania podatności oraz inwersji obsadzeń ośrodka.

Układ równań (2.14) nie uwzględnia faktu, że rozważane cząsteczki poddane są dodatkowym efektom takim jak: emisja spontaniczna, zderzenia ze ściankami, zderzenia między sobą, pompowanie. Mechanizm tych zjawisk ujawnia się wyraźnie gdy wyłączymy zaburzenie ($\hat{H}_1 = 0$). Wówczas po określonym czasie /tzw. czasie relaksacji/ ustala się eksponencjalnie stan równowagi. Dla uwzględnienia tych zjawisk do macierzowego równania von Neumanna dodaje się fenomenologiczny człon macierzowy /tzw. macierz dyssypatywna/:

$$i\hbar \dot{\mathcal{G}}(t) = [H_0 + H_1, \mathcal{G}(t)] - i\hbar \mathcal{D}, \quad (2.21)$$

gdzie macierz $\mathcal{D}$ ma postać [13, 15] :

$$\mathcal{D} = \begin{bmatrix} \gamma_1 (\mathcal{G}_{11} - \mathcal{G}_{11}^0) & \Gamma \mathcal{G}_{12} \\ \Gamma \mathcal{G}_{21} & \gamma_2 (\mathcal{G}_{22} - \mathcal{G}_{22}^0) \end{bmatrix}, \quad (2.22)$$

$\gamma_i = \frac{1}{\tau_i}$ stała tłumienia i-tego poziomu,

$\Gamma = \frac{1}{\tau_{21}} = \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_1}$, stała tłumienia polaryzacji,

$\mathcal{G}_{ii}^0$ - wielkość obsadzenia i-tego poziomu przy zachowaniu poziomu pompowania lecz przy wyłączonym zaburzającym polu elektromagnetycznym.*

Uwzględniając równanie von Neumanna (2.21), równania (2.18) i (2.19) na $\dot{\mathcal{G}}_{12}$ i $\dot{\mathcal{G}}$ zostaną uzupełniona członami macierzy dyssypatywnej (2.22) i mają postać [9]:

$$\dot{\mathcal{G}}_{12} = \frac{j\mu \mathcal{G}}{\hbar} \exp(-j\omega_0 t) E(t) - \frac{\mathcal{G}_{12}}{T_2}, \quad (2.23)$$

$$\dot{\mathcal{G}} = \frac{2j\mu \mathcal{G}_{12}}{\hbar} \exp(j\omega_0 t) E(t) - \frac{\mathcal{G} - \mathcal{G}_0}{T_1}, \quad (2.24)$$

gdzie T_1 - czas relaksacji podłużnej [13],

T_2 - czas relaksacji poprzecznej [13].

Czas relaksacji podłużnej uwzględnia wszystkie zjawiska mające wpływ na szybkość malenia inwersji obsadzeń. Po wyłączeniu zaburzenia $E(t)$ w chwili $t=0$ stan inwersji $\mathcal{G}(t) \rightarrow \mathcal{G}_0$, gdzie $\mathcal{G}_0$ jest ustalonym stanem inwersji. Rozwiązując (2.24) otrzymujemy:

* Interpretacja macierzy dyssypatywnej jest bardzo prosta, jak łatwo sprawdzić, przy wyłączeniu zaburzenia ($H_1=0$) równania (2.21, 2.22) sprowadzają się do prostych równań różniczkowych:

$$\dot{\mathcal{G}}_{ii}(t) = \gamma_i (\mathcal{G}_{ii} - \mathcal{G}_{ii}^0), \text{ co daje w wyniku } \mathcal{G}_{ii}^0 - \mathcal{G}_{ii}(t) = \mathcal{G}_{ii}^0 - \mathcal{G}_{ii}(t=0) e^{-\gamma_i t}$$

a więc stały poziom obsadzenia i-tego poziomu, oraz

$$\dot{\mathcal{G}}_{ik}(t) = \Gamma \mathcal{G}_{ik}, \text{ co daje w wyniku } \mathcal{G}_{ik}(t) = \mathcal{G}_{ik}(0) e^{-\Gamma t}$$

i świadczy o zanikaniu polaryzacji z chwilą wyłączenia zaburzenia.

$$S - S_0 = [S(t=0) - S_0] \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right). \quad (2.25)$$

Na wartość T_1 mają wpływ: emisja spontaniczna, szybkość pompowania /w ośrodkach poddanych pompowaniu/, zderzenia niesprężyste z innymi cząsteczkami [13]. Czas relaksacji poprzecznej uwzględnia z kolei te zjawiska, które rozfazowują korelację między cząsteczkami i po wyłączeniu zaburzenia w chwili $t=0$ powodują zanikanie polaryzacji ośrodka. Z(2.23) otrzymujemy:

$$S_{12}(t) = S_{12}(t=0) \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right). \quad (2.26)$$

Na wartość T_2 mają wpływ wszystkie czynniki wpływające na T_1 oraz zderzenia sprężyste.*

2.4. Oddziaływanie ośrodka gazowego z płaską, biegnącą falą elektromagnetyczną**

Rozważymy płaską falę elektromagnetyczną $E(z,t)$ opisaną (2.3) o częstotliwości ω_0 przechodzącą przez ośrodek gazowy będący zbiorem dwupoziomowych cząsteczek z pewnym unormowanym rozkładem prędkości $W(v_z)$ wzdłuż kierunku z / v_z - rzut prędkości $\vec{v}$ cząsteczki na kierunek z /. Wygodnie jest dokonać transformacji współrzędnych (z,t) z układu laboratoryjnego do układu (z',t') poruszających się cząsteczek. Natężenie pola elektrycznego fali w nowym układzie współrzędnych przybiera postać:

$$E(z',t') = \frac{1}{2} E_0 \exp[(j(\omega_1 t' - k_1 z')) + c.c. \quad (2.27)$$

* Dla wielu cząsteczek posiadających przejścia kwantowe leżące w zakresie optycznym i podczerwieni, czasy życia $\tau_2 = \tau_1$ ($\tau_2 = \frac{1}{\gamma_2}$, $\tau_1 = \frac{1}{\gamma_1}$)

a dla gazów o niskim ciśnieniu, gdzie małą rolę odgrywają zderzenia sprężyste $T_1 \simeq T_2$. Takie własności posiada np. cząsteczka metanu /rozdział 3/.

** Zagadnienie to ma duże znaczenie w eksperymentach nieliniowej spektroskopii laserowej z zewnętrzną komórką absorpcyjną napromienioną silną falą, a analizowaną słabą falą powrotną.

gdzie $\omega_1 = \omega_b \left(1 - \frac{v_z}{c}\right) = \omega_b - \vec{k} \cdot \vec{v}$, (2.28)*

$$k_1 = k \left(1 - \frac{v_z}{c}\right). \quad (2.29)$$

Dla pola elektrycznego $E(z, t')$ opisanego wyrażeniem (2.27) równania ruchu (2.23) i (2.24) po pominięciu członów $\exp [\pm j(\omega_1 + \omega_0)]$, przybierają postać:

$$\dot{S} = \frac{j\mu S_{12}}{\hbar} E_0 \exp \left\{ -j[(\omega_1 - \omega_0)t' - k_1 z] \right\} + c.c. - \frac{1}{T_1} (S - S_0), \quad (2.30)$$

$$\dot{S}_{12} = \frac{j\mu S}{2\hbar} E_0 \exp \left\{ j[(\omega_1 - \omega_0)t' - k_1 z] \right\} - \frac{S_{12}}{T_2}. \quad (2.31)$$

Zakładając stałość amplitudy natężenia pola elektrycznego E_0 , można przyjąć pewien ustalony stan inwersji obsadzeń $S(t) = S_c = \text{const.}$ przy czym $S_c \neq S_0$. Wówczas S_{12} można wyliczyć z równania różniczkowego (2.31), stosując elementarną metodę uzmienniania stałej:

$$S_{12} = \frac{j\mu S_c}{2\hbar} E_0 \exp \left\{ -j[(\omega_1 - \omega_0)t' - k_1 z'] \right\} \frac{T_2}{1 + j(\omega_1 - \omega_0)T_2}. \quad (2.32)$$

Po podstawieniu (2.32) do (2.30) otrzymujemy:

$$\dot{S} = -S_c \left\{ \frac{1}{T_1} + \frac{1}{2} \frac{\mu^2 E_0^2}{\hbar^2 T_1} \frac{T_1 T_2}{1 + j(\omega_1 - \omega_0)T_2} [1 - \exp[2j(\omega_1 - \omega_0) - j2k_1 z']] \right\} - \frac{S_0}{T_1}. \quad (2.33)$$

Wyrażenie (2.33) zawiera człon oscylacyjny z częstotliwością $(\omega_1 - \omega_0)$, który może być pominięty, jeśli traktować $\dot{S}$ jako średnią wartość inwersji obsadzeń w czasie. Natężenie fali biegnącej z definicji określone jest wyrażeniem:

* Zależność (2.28) przedstawia tzw. liniowy efekt Dopplera, uwzględniający tylko poszerzenie linii. Wpływ efektu Dopplera drugiego rzędu na przesunięcie częstotliwości uwzględniający relatywistyczne efekty przedstawiono w rozdz. 3.9.

$$I = \left(\frac{E_0}{\sqrt{2}} \right)^2 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} = \frac{E_0^2}{2} \epsilon_0 \cdot c, \quad (2.34)$$

gdzie $\xi = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}$ jest opornością falową próżni. We wzorze (2.33) można zdefiniować parametr nasycenia s [2] ;

$$s = \frac{I}{I_s} = \left(\frac{E_0^2}{2} \epsilon_0 \cdot c \right) \cdot \left(\frac{\mu^2 T_1 T_2}{\epsilon_0 \cdot c \hbar^2} \right), \quad (2.35)$$

gdzie
$$I_s = \frac{\epsilon_0 c \hbar^2}{\mu^2 T_1 T_2} \quad (2.36)$$

jest parametrem charakteryzującym ośrodek, zwany natężeniem nasycenia.

Pochodna inwersji według (2.33) przybierze postać :

$$\dot{S} = -S_c \left[\frac{1}{T_1} + \frac{s}{T_1} \frac{1}{1 + (\omega_1 - \omega_0) T_2} \right] + \frac{S_0}{T_1}, \quad (2.37)$$

przy czym istotną informację dla oceny stanu inwersji obsadzeń ma część rzeczywista $\dot{S}$,

$$\text{Re } \dot{S} = -S_c \left[\frac{1}{T_1} + \frac{s}{T_1} \frac{1}{1 + (\omega_1 - \omega_0)^2 T_2^2} \right] + \frac{S_0}{T_1}. \quad (2.38)$$

Zakładając stan ustalony różnicy obsadzeń $\text{Re } \dot{S}(t) = 0$ z (2.38) otrzymujemy:

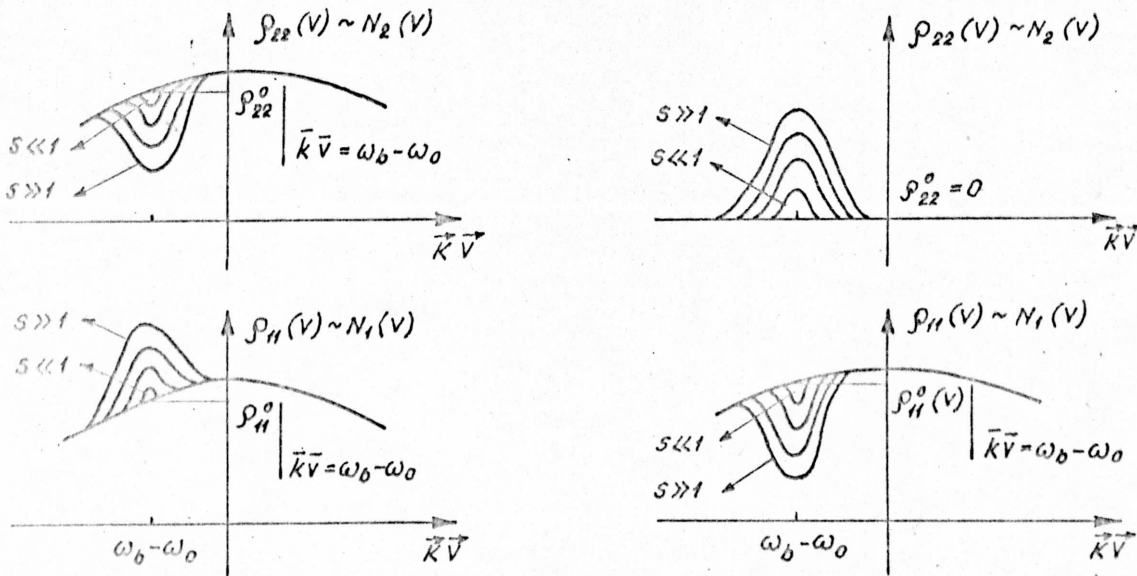
$$S_c = S_0 \left[1 + \frac{s}{1 + (\omega_1 - \omega_0)^2 T_2^2} \right]^{-1} \quad (2.39)$$

lub wprowadzając jawną zależność inwersji obsadzeń od rozkładu prędkości cząsteczek (2.28):

$$S_c(v_z) = S_0(v_z) \left[1 + \frac{s \Gamma^2}{(\omega_b - \omega_0 - \vec{k} \cdot \vec{v})^2 + \Gamma^2} \right]^{-1} = S_0(v_z) Q(\omega_b, v_z), \quad (2.40a)$$

gdzie $Q(\omega_b, v_z)$ jest tak zwana "funkcją wysycenia linii spektralnej" [9] ($1 \gg Q > 0$) , która szacuje do jakiej wartości zmniejszyła się różnica obsadzeń $S_c(v_z)$ ośrodka napromieniowanego płaską biegnącą falą elektromagnetyczną o częstotliwości $\omega_b = \omega_0 + \vec{k} \cdot \vec{v}$ i natężeniu I .

względem różnicy obsadzeń $\varrho_0(v_z)$, tzn. względem stanu gdy $I = 0$ / $s = 0$ /. Należy dodać, że dla ośrodków wzmacniających inwersja obsadzeń jest dodatnia $\varrho_0 > 0$, natomiast w przypadku ośrodków absorpcyjnych $\varrho_0 < 0$. Na rysunku 2.2 przedstawiono jakościowo wpływ parametru nasycenia na wielkość inwersji obsadzeń zbioru cząsteczek dwupoziomowych z rozkładem prędkości $W(v_z)$.



Rys. 2.2 Wpływ natężenia fali biegnącej na wielkość obsadzeń zbioru dwupoziomowych cząsteczek z rozkładem prędkości $W(v_z)$ dla: a - ośrodka wzmacniającego, b - ośrodka absorpcyjnego.

Dokładna analiza funkcji nasycenia $Q(\omega_b, v_z)$ pozwala wyznaczyć kształt inwersji obsadzeń całej linii spektralnej:

$$Q(\omega_b, v) = \frac{(\omega_b - \omega_0 - \vec{k} \vec{v})^2 + \Gamma^2}{(\omega_b - \omega_0 - \vec{k} \vec{v})^2 + \Gamma^2(1+s)} \quad (2.40b)$$

Inwersja obsadzeń $\varrho_c(v_z)$ przy ustalonym natężeniu fali biegnącej / $s = \text{const}$ / osiąga swoje ekstrema /dla ośrodka wzmacniającego - minimum, dla ośrodka absorpcyjnego - maksimum/ dla cząsteczek spełniających równość:

$$\omega_b = \omega_0 + \vec{k} \vec{v},$$

są to zatem te cząsteczki, które wskutek przesunięcia Dopplera "widzą" częstotliwość ω_b , których prędkości v_z spełniają jednocześnie

warunek:

$$|\omega_b - \omega_o - \bar{k}\bar{v}| < \Gamma,$$

a więc są to te cząsteczki, których częstotliwości promieniowania $\omega = \omega_o - \bar{k}\bar{v}$ leżą w bezpośredniej bliskości częstotliwości fali biegnącej ω_b , przy czym leżą one w obrębie linii poszerzonej jednorodnie $\Delta\omega_h = 2\Gamma$. Wówczas kształt funkcji wysycenia $Q(\omega_b, v_z)$ ma charakter linii lorentzowskiej, której połówkowa szerokość $\Delta\omega_B$ wynosi:

$$\Delta\omega_B = 2\Gamma\sqrt{1+S} = \Delta\omega_h\sqrt{1+S}, \quad (2.41)$$

gdzie $2\Gamma = \frac{2}{T_2} = \Delta\omega_h$, z definicji jest jednorodną szerokością linii spektralnej. Wyrażenie (2.41) uwzględnia efekt poszerzenia mocowego linii jednorodnej na tle konturu inwersji obsadzeń $g_c(v_z)$ i dla dużych parametrów $s > 1$ ma dominujący wpływ na stan inwersji obsadzeń linii. Wpływ poszerzenia na stan inwersji obsadzeń $g_c(v_z)$ pokazano na rys. 2.2.

Dotychczasowe rozważania pozwalają obliczyć wkład zbioru dwupoziomowych cząsteczek z rozkładem prędkości $W(v_z)$ w podatność elektryczną (2.2) oraz polaryzację ośrodka (2.16). Podstawiając (2.32) do (2.16) otrzymujemy wyrażenie na polaryzację ośrodka:

$$P(\omega_1, t) = \epsilon_o \mu [g_{12}(t) + g_{12}^*(t)] = \frac{\epsilon_o j \mu^2 g_c}{2\hbar} \cdot \frac{T_2}{1 + j(\omega_1 - \omega_o)T_2} \cdot E_o \cdot \exp\{j[(\omega_1 - \omega_o)t' - k_1 z']\} + c.c. \quad (2.42)$$

Z zależności (2.42) oraz (2.1) można znaleźć podatność elektryczną:

$$\chi(\omega_1) = \frac{P(\omega_1, t)}{\epsilon_o E(\omega_1, t)} = \frac{j \mu^2 g_c}{2\hbar} \frac{T_2}{1 + j(\omega_1 - \omega_o)T_2}, \quad (2.43)$$

Podstawiając do (2.43) wyrażenia na g_c (2.39):

$$\chi(\omega_1) = [j\chi_o \frac{1}{1 - j(\omega_1 - \omega_o)T_2}] \cdot Q_1(\omega_1) \quad (2.44)$$

gdzie: $\chi''_0 = \frac{\mu^2 g_0 T_2}{2 \hbar},$ (2.45)

następnie z (2.40):

$$Q(\omega_1) = \left(1 + \frac{S}{1 + (\omega_1 - \omega_0)^2 T_2^2}\right)^{-1} \quad (2.46)$$

Gdy rozważymy zbiór cząsteczek o rozkładzie prędkości $W(v_z)$ napromieniowanych silną falą o częstotliwości $\omega_b = \text{const}$, to zmienia on stan różnicy obsadzeń i podatności w zależności od natężenia i częstotliwości ω . Oznaczmy przez $\chi''(\omega, \omega_b)$ podatność ośrodka dla częstotliwości ω napromieniowanego silną wysycającą falą ($s \neq 0$) o częstotliwości ω_b .

Ponieważ interesujące jest jak zmienia się wzmocnienie /absorpcja/ linii spektralnej w funkcji ω , należy przeanalizować zachowanie się podatności $\chi''(\omega, \omega_b)$ w laboratoryjnym układzie współrzędnych. Analizy takiej można dokonać prześwietlając ośrodek słabą falą nie powodującą wysycenia linii ($s = 0$, $Q(\omega, v_z) = 1$) z wobulowaną częstotliwością w interesującym zakresie spektralnym. Wkład w podatność $\chi''(\omega, \omega_b)$ mają wszystkie cząsteczki, które "widzą" częstotliwość ω_b jako częstotliwość ω_1 zgodnie ze wzorem $\omega_1 = \omega_b(1 - \frac{v_z}{c})$. Toteż wkład całego zbioru cząsteczek w część urojoną podatności będzie całką po wszystkich prędkościach v_z cząsteczek z iloczynu podatności wywołanej słabą wiązką analizującą $\chi''(\omega) = \eta(\omega)$ przez funkcję wysycenia $Q(\omega_b, v_z)$ silnej fali biegnącej o częstotliwości ω_b , przy czym iloczyn ten ważony jest funkcją rozkładu $W(v_z)$, co można zapisać już w laboratoryjnym układzie współrzędnych [9]:

$$\chi''(\omega, \omega_b) = \int_{-\infty}^{+\infty} W(v_z) \eta(\omega, \omega_z) Q(\omega_b, v_z) dv_z, \quad (2.47)$$

gdzie

$$\eta(\omega, v_z) = \frac{\chi''_0}{1 + [\omega(1 - kv) - \omega_0]^2 T_2^2},$$

$$Q(\omega_b, v) = \left\{1 + \frac{S}{1 + [\omega_b(1 - kv) - \omega_0]^2 T_2^2}\right\}^{-1}.$$

Funkcja rozkładu prędkości $W(v_z)$ jest funkcją unormowaną

$$\int_{-\infty}^{+\infty} W(v_z) dv_z = 1, \quad (2.48)$$

a przy założeniu, że jest to wolnozmiennająca się funkcja w zakresie istotnych zmian $h(\omega, v_z) \cdot Q(\omega_b, v_z)$, $W(v_z)$ może być wyciągnięta przed całkę w (2.47). Całkę (2.47) obliczył Greenstein [9]:

$$\chi''(\omega, \omega_b) = W(v_z) \frac{\chi''_0}{2T_2} \left\{ \frac{[(1+s)^{\frac{1}{2}} + 1] s}{(1+s)^{\frac{1}{2}}} \cdot \frac{\frac{1}{T_2^2}}{(\omega - \omega_b)^2 + \frac{1}{T_2^2} [(1+s)^{\frac{1}{2}} + 1]^2} - 1 \right\}. \quad (2.49)$$

$W(v_z)$ jest wolnozmiennającą się funkcją w okolicy ω_b , co ma najczęściej miejsce dla linii poszerzonych niejednorodnie; wtedy $W(v_z)$ jest funkcją gaussowską przedstawiającą dopplerowskie poszerzenie linii spektralnej:

$$W(v_z) = \frac{1}{\sqrt{\pi} u} = e^{-\left(\frac{v_z}{u}\right)^2}, \quad (2.50a)$$

gdzie $u = \left(\frac{2k_B T}{M}\right)^{\frac{1}{2}}$ jest ^{makswellowską} prędkością najbardziej prawdopodobną, k_B - stała Boltzmann, T - temperatura bezwzględna, M - masa cząsteczkowa molekuly.

Wyrażenie (2.50a) przetransformowane na częstotliwość ω ma postać:

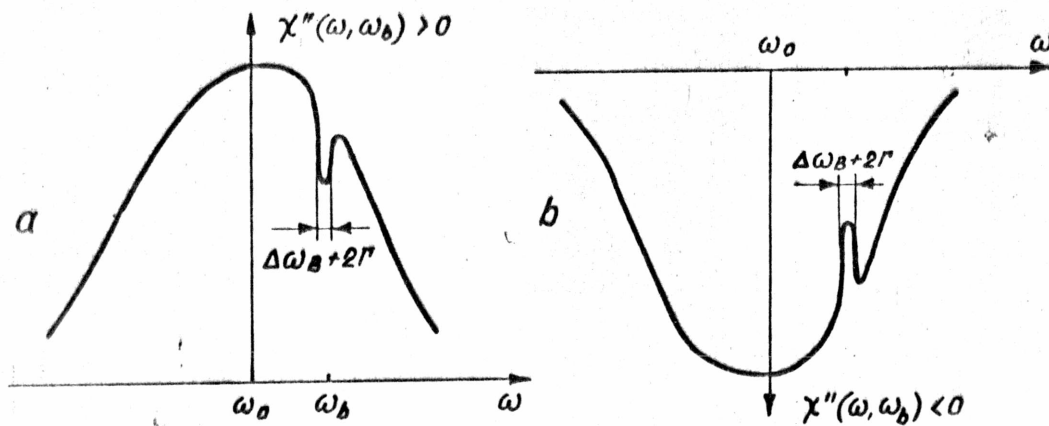
$$W(\omega - \omega_0) = \frac{2(\ln 2)^{\frac{1}{2}}}{\pi^{\frac{1}{2}} \Delta \omega_D} \exp \left[-\frac{(4 \ln 2)(\omega - \omega_0)^2}{(\Delta \omega_D)^2} \right], \quad (2.50b)$$

gdzie $\Delta \omega_D$ jest szerokością krzywej Dopplera i wynosi:

$$\Delta \omega_D = 2\omega_0 \left(\frac{2k_B T}{Mc^2} \ln 2 \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.51)$$

Zależność (2.49) przedstawia sobą kontur $W(\omega - \omega_b)$, który jest wyraźnie zdeformowany w okolicach ω_b , w postaci charakterystycznego ^{zagię-} bienia o kształcie lorentzowskim /rys. 2.3/. Pełna szerokość tego szczegółu lorentzowskiego wynosi:

$$\Delta \omega = \frac{2}{T_2} [(1+s)^{\frac{1}{2}} + 1] = 2r [(1+s)^{\frac{1}{2}} + 1], \quad (2.52)$$



Rys. 2.3. Przykład wypalenia "odwróconej dziury Bennetta" w linii absorpcyjnej (a) i "dziury Bennetta" w linii wzmocnienia (b).

Wyrażenie (2.52) ujawnia dwa mechanizmy poszerzenia analizowanego szczegółu spektralnego:

1. $2\Gamma(1+s)^{\frac{1}{2}}$ reprezentuje poszerzenie mocowe jednorodnej linii spowodowane przejściem silnej fali ($s \neq 0$) przez ośrodek, nazywane jest "dziurą Bennetta" wypaloną w krzywej wzmocnienia /absorpcji/ przez jedną biegnącą falę, której szerokość wynosi:

$$\Delta\omega_B = 2\Gamma(1+s)^{\frac{1}{2}} \quad (2.53)$$

2. Drugi człon 2Γ jest poszerzeniem naturalnym wywołanym słabą wiązką analizującą ($s \approx 0$).

Wniosek wynikający z powyższych rozważań jest następujący:

silna fala biegnąca o częstotliwości ω_b wywołuje wysycenie linii $W(\omega - \omega_b)$ na częstotliwości ω_b w postaci "dziury Bennetta" o szerokości $\Delta\omega_B = 2\Gamma(1+s)^{\frac{1}{2}}$, lecz dla zanalizowania kształtu "dziury Bennetta"

należy ośrodek naświetlić słabą próbną wiązką i wówczas szerokość "dziury Bennetta" ulega pozornemu zwiększeniu:

$$\Delta\omega = \Delta\omega_B + 2\Gamma \simeq \Delta\omega_B \quad \text{gdy } \Delta\omega_B \gg 2\Gamma$$

Bezwzględna wysokość "dziury Bennetta" h jest równa:

$$h = \left| \chi''(s, \omega - \omega_b) \right|_{\omega = \omega_b} - \left| \chi''(s, \omega - \omega_b) \right|_{|\omega - \omega_b| \gg 2\Gamma[(1+s)^{\frac{1}{2}} + 1]} = C \left[1 - \frac{1}{(1+s)^{\frac{1}{2}}} \right], \quad (2.54)$$

gdzie $C = W(\omega - \omega_0) \cdot \frac{\chi''_0}{T_2}$

Jeśli ośrodek na rozważanej linii spektralnej posiada własności wzmacniające ($g_0 > 0$, $\chi''_0 < 0$), to na poszerzonej efektem Dopplera linii wzmocnienia pojawia się "dziura Bennetta" na częstotliwości ω_b /rys. 2.3b/. Gdy linia spektralna jest linią absorpcyjną ($g_0 < 0$, $\chi''_0 > 0$), to na jej dopplerowskim konturze na częstotliwości ω_b pojawia się "odwrócona dziura Bennetta" /rys. 2.3a/. *

2.5. Oddziaływanie ośrodka gazowego z płaską stojącą falą elektromagnetyczną **

W przypadku liniowego generatora laserowego wewnątrz rezonatora pojawiają się dwie fale biegnące w przeciwnych kierunkach:

$$E(z, t) = E_1 \cos(\omega_s t - kz) + E_2 \cos(\omega_s t + kz) \quad (2.55a)$$

Jeśli transmisje zwierciadeł są małe a rozkład strat w rezonatorze jest równomierny, obie fale mają w przybliżeniu te same amplitudy

* Sposób identyfikacji "odwróconej dziury Bennetta" za pomocą odbitej fali z przesuniętą odpowiednio częstotliwością autor omówił w pracy "Ob invertirovannoj dyrke Bennetta w lazere s vnerezonatornoj pogłoščajuščej jačejkoi" [16].

** Zagadnienie to ma duże znaczenie w eksperymentach nieliniowej spektroskopii laserowej z wewnętrzną komórką absorpcyjną.

$E_1 = E_2 = E$ i tworzą falę stojącą^{*}:

$$E(z,t) = 2E \cos \omega_s t \cos kz . \quad (2.55b)$$

Dokonując transformacji do układu poruszających się cząstek jak to uczyniono w rozdziale 2.4, równania (2.55) przybierają postać:

$$E(z,t) = \frac{1}{2} E \left\{ \exp[j(\omega_1 t' - k_1 z')] + \exp[j(\omega_2 t' + k_2 z')] \right\} + c.c. , \quad (2.56)$$

gdzie $\omega_i = \omega_s [1 + (-1)^i \frac{v_z}{c}]$, $k_i = k [1 + (-1)^i \frac{v_z}{c}]$, $i = 1, 2$.

Przeprowadzając podobną analizę próbną słabą falą stojącą jak w rozdziale 2.4, można obliczyć urojoną podatność elektryczną ośrodka napromieniowanego falą stojącą [9]:

$$\chi''(\omega, \omega_s) = W(\omega - \omega_s) \frac{\chi_0''}{2T_2} \left\{ \frac{[(1+s)^{\frac{1}{2}} + 1] s}{(1+s)^{\frac{1}{2}}} \left[\frac{\Gamma^2}{(\omega - \omega_s)^2 + \Gamma^2 [(1+s)^{\frac{1}{2}} + 1]} + \frac{\Gamma^2}{[\omega - (2\omega_0 - \omega_s)]^2 + \Gamma^2 [(1+s)^{\frac{1}{2}} + 1]} - 1 \right] \right\} \quad (2.57)$$

przy założeniu, że $(\omega_s - \omega_0) \gg 2\Gamma(1+s)^{\frac{1}{2}}$, co oznacza, że obie biegnące fale nie zachodzą na siebie.

Równanie (2.57) przedstawia dwie "dziury Bennetta" w linii wzmocnienia na częstotliwościach ω_s i $2\omega_0 - \omega_s$ /rys. 2.4/ i jest to równoważne naświetleniu ośrodka dwiema niezależnymi falami biegnącymi /rys. 2.4a/. Przypadkowi $|\omega_s - \omega| \simeq 2\Gamma(1+s)^{\frac{1}{2}}$ odpowiada sytuacja, gdy jednorodne szerokości linii odpowiadające każdej biegnącej fali zachodzą na siebie i obie linie korzystają z tych samych cząsteczek, co komplikuje rozwiązanie ze względu na konkurencję obu fal. Dokładne rozwiązanie otrzymuje się, gdy $\omega_s = \omega_0$ a więc gdy obie fale oddziałują dokładnie z tą samą grupą cząsteczek; jest to równoważne fali biegnącej, której natężenie jest dwukrotnie większe, wobec czego dla oszacowania szerokości i wyso-

* Takie warunki są na ogół spełnione w jednomodowym laserze He-Ne/CH₄.

kości "dziury Bennetta" wypalonej w krzywej wzmocnienia należy we wzorach (2.52 - 2.54) podwoić parametr nasycenia s . Dwie nałożone "dziury Bennetta" zachodzące na siebie tworzą "zagłębienie Lamba" w krzywej wzmocnienia bądź absorpcji* /rys. 2.4b/. Szerokość "zagłębienia Lamba" analizowanego próbną wiązką wynosi:

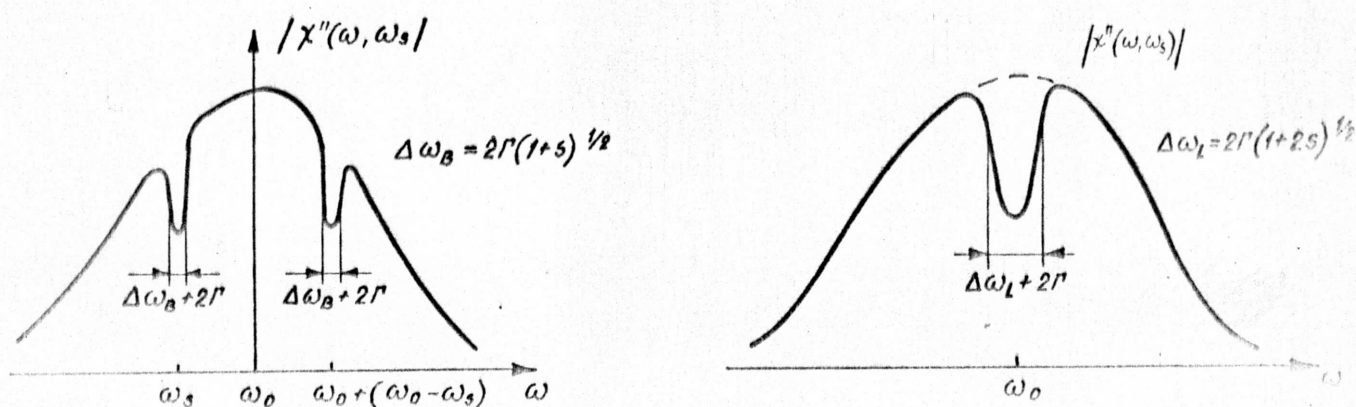
$$\Delta\omega = 2\Gamma \left[(1+2s)^{\frac{1}{2}} + 1 \right], \quad (2.58)$$

szerokość "zagłębienia Lamba" wypalonego w konturze wzmocnienia falą stojącą:

$$\Delta\omega_L = 2\Gamma \left[(1+2s)^{\frac{1}{2}} \right]. \quad (2.59)$$

Wysokość "zagłębienia Lamba" wynosi:

$$h = c \left[1 - \frac{1}{(1+2s)^{\frac{1}{2}}} \right] \quad (2.60)$$



Rys.2.4. Kształt linii wzmocnienia absorpcji ośrodka napromieniowanego falą stojącą i analizowaną słabą próbną falą przy założeniu
a) $|\omega_s - \omega_0| \gg 2\Gamma(1+s)^{\frac{1}{2}}$, b) $\omega_s = \omega_0$.

* W przypadku ośrodka absorpcyjnego powstaje "odwrócone zagłębienie Lamba".

2.6. Podstawowe metody nieliniowej spektroskopii laserowej

Nieliniowa spektroskopia laserowa wyodrębniła trzy podstawowe układy otrzymywania wąskich szczegółów spektralnych na spektralnych liniach poszerzonych efektem Dopplera. Układy te można podzielić na trzy klasy:

1. Laser liniowy z wewnętrzną komórką absorpcyjną.
2. Laser z zewnętrzną komórką absorpcyjną.
3. Laser pierścieniowy z wewnętrzną komórką absorpcyjną.

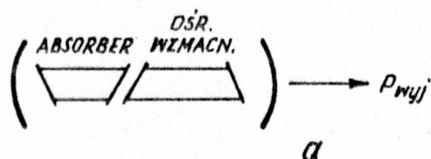
W celu uzyskania szczegółów spektralnych w postaci "odwróconego zagłębienia Lamba" w ośrodku absorpcyjnym w układzie rezonatora liniowego z wewnętrzną komórką absorpcyjną /rys. 2.5/ wymaga się aby linia emisyjna ośrodka wzmacniającego pokrywała się z linią absorpcyjną ośrodka pochłaniającego. Wygodnie jest rozważać przypadek gdy $\omega_{0+} = \omega_{0-}$, tym bardziej, że dla liniowego lasera He-Ne/CH₄ można z dobrą dokładnością "przesunąć" centrum linii emisyjnej neonu ω_{0+} na centrum linii absorpcyjnej ω_{0-} /rozdział 4.7/.

W laserze gazowym pole w rezonatorze tworzy falę stojącą opisaną równaniem (2.56), co jest równoznaczne superpozycji dwóch fal biegnących. Z takim polem oddziałują dwie grupy cząsteczek na częstotliwościach ω_s oraz $(2\omega_0 - \omega_s)$, przy czym składowe v_z prędkości cząsteczek spełniają warunek:

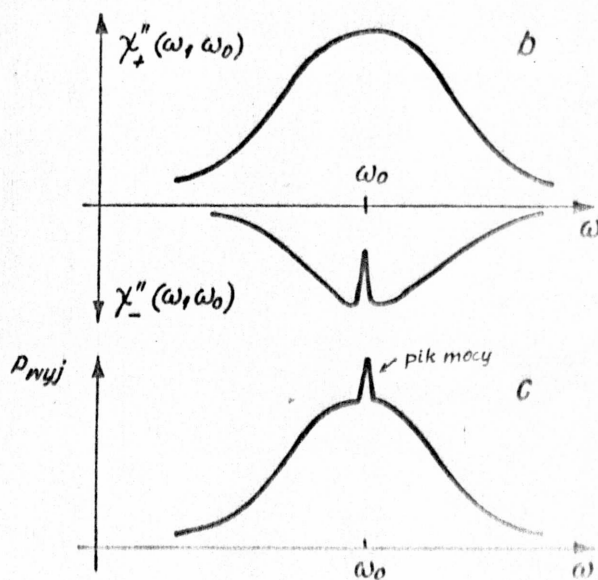
$$|\omega_0 - \omega_s \pm kv_z| \leq \Gamma \quad (2.61)$$

Na konturze dopplerowskim te dwie grupy obejmują dwa symetryczne względem centrum linii ω_0 obszary cząsteczek. Przy nasyceniu wzmocnienia każda z biegnących fal wypala swoją "dziurę Bennetta". Gdy częstotliwość fali nastrojona jest na centrum linii, obie biegnące fale oddziałują z jedną i tą samą grupą cząsteczek, dla

których $\bar{k}\bar{v} = 0$, co objawia się pojawieniem się "zagłębienia Lamba" w krzywej wzmacnienia, którego szerokość zadana jest wzorem (2.59). Analogiczne zjawiska zachodzą w absorberze, przy czym fakt pojawienia się "odwróconego zagłębienia Lamba" w absorberze powoduje, że dla częstotliwości ω_0 absorber wykazuje maksimum transmisji /rys. 2.5/. Szerokość "odwróconego zagłębienia Lamba" może być bardzo mała, gdyż ciśnienie gazu i czasy życia cząsteczek na rozważanym przejściu mogą być znacznie mniejsze niż dla ośrodka wzmacniającego. Fizycznie wiąże się to z faktem, że absorpcja może zachodzić na przejściach ze stanu podstawowego do stanu o długim czasie życia, a obsadzenie pozostałych poziomów może być pomijalnie małe. Schemat analizy "odwróconego zagłębienia Lamba" przedstawiono na rys. 2.5.



Rys. 2.5.
Schemat powstawania piku absorpcyjnego w mocy wyjściowej P_{wyj} lasera z wewnętrzną komórką absorpcyjną
a - układ lasera z wewnętrzną komórką
b - wzmacnienie i absorpcja ośrodków wzmacniającego i absorpcyjnego
c - moc wyjściowa lasera z pikiem absorpcyjnym.



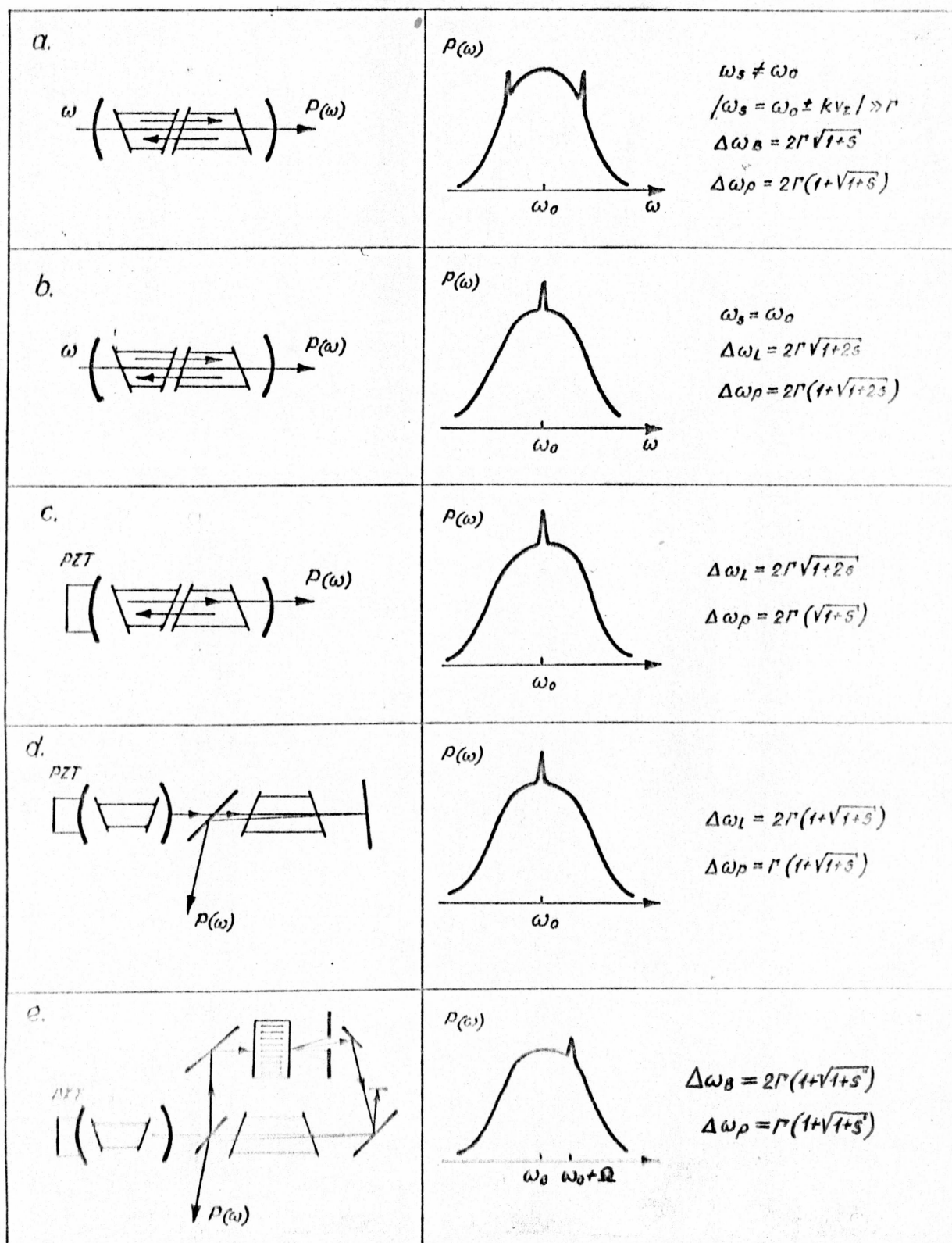
Stosowanie układu lasera z zewnętrznymi komórkami wymaga dysponowania dużymi natężeniami mocy zewnętrznej w celu wybycia absorbera, co w przypadku lasera He-Ne $3,39 \mu\text{m}$ wymaga stosowania dodatkowo wzmacniaczy kwantowych. Dlatego układ ten nie jest stosowany do stabilizacji laserów He-Ne $3,39 \mu\text{m}$, natomiast był stosowany do badania nasycalnej absorpcji w metanie [17, 18]. Układ taki stosowany jest z powodzeniem w laserach CO_2 z zewnętrzną komórką SF_6 [19, 20].

Odrębne zagadnienie stanowią lasery pierścieniowe z wewnętrzną komórką absorpcyjną, gdzie otrzymywanie pików absorpcyjnych zachodzi na drodze współdziałania zjawiska nasycalnej absorpcji z efektem konkurencji fal biegnących lasera pierścieniowego [21 - 25]. Stosowanie tego układu pozwala uzyskać piki absorpcyjne o dużej kontrastowości, węższe od "odwróconej dziury Bennetta", jednak nie zapewniające dobrej powtarzalności w przypadku stabilizacji laserów.

2.7. Klasyfikacja sposobów identyfikacji pików absorpcyjnych

Szerokość "dziury Bennetta" wypalanej falą biegnącą lub szerokość "zagłębienia Lamba" wypalona falą stojącą w konturze linii emisyjnej lub absorpcyjnej, zdeterminowana jest szerokością linii jednorodnej 2Γ oraz wartością natężenia wysycającego względem natężenia nasycenia I_s według (2.53) i (2.59). Aby zidentyfikować "dziurę Bennetta" bądź "zagłębienie Lamba" w postaci pików absorpcyjnych należy ośrodek prześwietlić wiązką analizującą, której natężenie może być małe nie powodujące wysycenia ($s \simeq 0$) bądź może współuczestniczyć w wysyceniu wiązki ($s > 0$). W zależności od sposobu analizy otrzymuje się pik absorpcyjny o szerokości $\Delta\nu_p = \frac{\Delta\omega_p}{2\pi}$, którego szerokość zależy od sposobu analizy, a co nie jest akcentowane w literaturze. Poniżej przedstawiono pięć charakterystycznych sposobów analizy pików absorpcyjnych /rys. 2.6a-e/.

- 1 i 2. Na rys. 2.6a i b przedstawiono przypadki analizy zewnętrzną słabą wiązką lasera z wewnętrzną komórką absorpcyjną omówione w rozdziałach 2.4 i 2.5. Tego rodzaju analizy nie mają znaczenia praktycznego, jednak dobrze ilustrują zjawisko wysycenia ośrodka falą biegnącą i falą stojącą.
3. Powszechnie stosowany sposób identyfikacji pików absorpcyjnych po-



Rys.2.6. Podstawowe układy analizy pików absorpcyjnego w laserach liniowych z komórką absorpcyjną.

lega na wykorzystaniu jednej z biegnących fal nasycających jako wiązki analizującej. Obie fale biegnące wypalają "odwrócone dziury Bennetta", które przy przestrajaniu lasera zbliżają się do siebie dwukrotnie szybciej niż częstotliwość przestrajanego lasera. Powoduje to, że szerokość $\Delta\omega_p$ analizowanego pików absorpcyjnego jest mniejsza niż szerokość "odwróconego zagłębienia Lamba" /rys. 2.6c/. Sposób ten najczęściej jest stosowany w laserach He-Ne/CH₄ i He-Ne/J₂ [26,27].

4. Sposób analizy przedstawiony na rys. 2.6d jest typowy dla analizy pików w zewnętrznej komórce absorpcyjnej. Wiązką nasycającą jest fala biegnąca z lasera, natomiast wiązkę analizującą tworzy osłabiona wiązka odbita. Jest to typowy układ stosowany w laserach CO₂ z zewnętrzną komórką absorpcyjną SF₆ [19,20].
5. Układ przedstawiony na rys. 2.6e przedstawia sposób analizy "odwróconej dziury Bennetta" za pomocą słabej wiązki, której częstotliwość jest przesunięta względem częstotliwości wiązki nasycającej o stałą wartość Ω . Ten sposób analizy pozwala uzyskać przesunięcie pików absorpcyjnego względem centrum linii absorpcyjnej na częstotliwość $\omega_0 \pm \Omega$ [16]. Przesunięcie częstotliwości można uzyskać stosując akustooptyczną komórkę Ramana-Natha.

Rozdział 3. WŁASNOŚCI LASERA He-Ne/CH₄

W rozdziale tym rozważono własności ośrodka wzmacniającego i ośrodka absorpcyjnego lasera He-Ne/CH₄, znajomość których jest niezbędna dla sprecyzowania warunków pracy tego lasera. Omówiono zagadnienia wzmocnienia, nasycenia, typu poszerzenia linii 3s₂ - 3p₄ neonu, tłumienie, nasycenie oraz poszerzenie pików absorpcyjnego linii P(7) metanu. Wyprowadzono zależność na kontrastowość pików absorpcyjnego, wykorzystaną dla dyskusji wyników badań nasycalnej absorpcji przedstawionych w rozdziale 6.

3.1. Wzmocnienie ośrodka

Ośrodek wzmacniający charakteryzuje wzmocnienie ilorazowe $G = I_{\text{wyj}}/I_{\text{wej}}$. Ośrodek o dużym wzmocnieniu wygodniej jest opisywać wzmocnieniem różniczkowym /przyrostowym/:

$$g_+ = \frac{1}{I} \frac{dI}{dz} , \quad (3.1)$$

związanym ze wzmocnieniem ilorazowym następującym wyrażeniem:

$$G = \exp \bar{g}_+ l_+ , \quad (3.2)$$

gdzie

$$\bar{g}_+ = \frac{1}{l_+} \int_0^{l_+} g_+(z) dz , \quad (3.3)$$

$\bar{g}_+$ jest uśrednionym wzmocnieniem różniczkowym na długości l_+ ośrodka wzmacniającego, ponieważ wzmocnienie różniczkowe ulega w zależności od natężenia różnemu wysyceniu na drodze wzmocnienia. Wzmocnienie różniczkowe ośrodka jednoznacznie określają dwa parametry: wzmocnienie różniczkowe niewysyczone g_{0+} , oraz natężenie

nasylenia I_s opisane zależnością (2.36). Wzmocnienie różniczkowe zależy od charakteru poszerzenia linii i opisane jest zależnością:

$$g_+ = \frac{g_{0+}}{(1 + \frac{I}{I_{s+}})^i} = \frac{g_{0+}}{(1 + s)^i}, \quad (3.4)$$

gdzie

$$i = \begin{cases} 1/2 & \text{dla linii poszerzonej niejednorodnie} \\ 1 & \text{dla linii poszerzonej jednorodnie} \end{cases}$$

Analogicznie do (3.3) i (3.4) można wprowadzić:

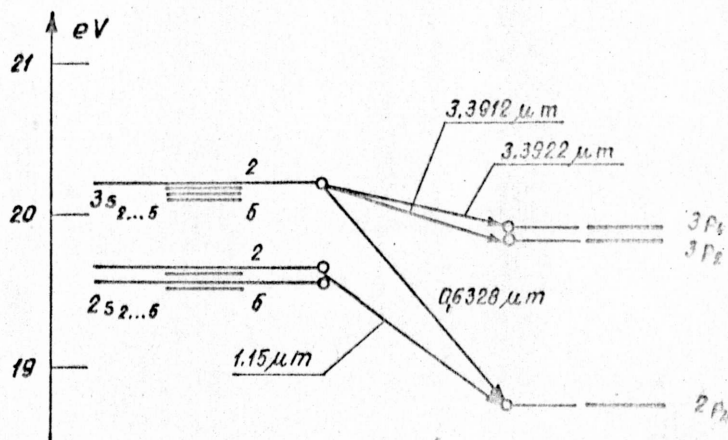
$$\bar{g}_+ l_+ = \frac{g_{0+} l_+}{(1 + s)^i} = \frac{\alpha_{0+}}{(1 + s)^i} = \alpha_+, \quad (3.5)$$

gdzie α_+ i α_{0+} są: uśrednionym na długości l_+ wzmocnieniem i wzmocnieniem nienasyconym ośrodka.*

Rys. 3.1.

Schemat wybranych poziomów energetycznych neonu z zaznaczonymi najczęściej stosowanymi przejściami laserującymi:

$3s_2 - 3p_4$	$3,3922 \mu m$
$3s_2 - 3p_2$	$3,3912 \mu m$
$3s_2 - 2p_4$	$0,6328 \mu m$
$2s_2 - 2p_4$	$1,15 \mu m$



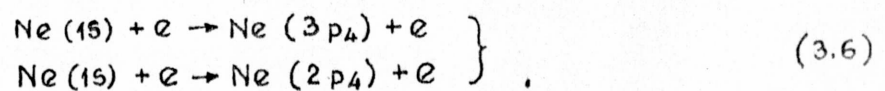
3.2. Wzmocnienie linii $3s_2 - 3p_4$ neonu

Właściwości przejścia $3s_2 - 3p_4$ ($3,3922 \mu m$) neonu są znacznie mniej poznane niż przejścia $3s_2 - 2p_4$ ($0,6328 \mu m$). Linia $3s_2 - 3p_4$ charakteryzuje się kilkudziesięciokrotnie większym wzmocnieniem ilorazowym w porównaniu z przejściem $3s_2 - 2p_4$, mimo że oba te

* W przypadku ośrodka absorpcyjnego wielkości g , g_0 , l_0 , α_0 będą indeksowane znakiem minus.

przejścia laserujące /rys. 3.1/ korzystają z tego samego obsadzenia górnego poziomu g_{22} , co można wyjaśnić trzema przyczynami:

1. Dopplerowska szerokość linii $3,3922 \mu\text{m}$ $\Delta\nu_D \approx 350 \text{ MHz}$ jest pięciokrotnie mniejsza od szerokości dopplerowskiej linii $0,6328 \mu\text{m}$, więc ilość wzbudzonych cząsteczek przypadająca na elementarne pasmo dł. linii emisyjnej $3s_2 - 3p_4$ jest pięciokrotnie większa w porównaniu z linią $3s_2 - 2p_4$.
2. Inwersja obsadzeń $g_0 = g_{22}^0 - g_{11}^0$ przejścia $3,3922 \mu\text{m}$ jest $2,5 \div 3$ razy większa [28] od inwersji obsadzeń linii czerwonej, gdyż obsadzenie g_{11}^0 dolnego poziomu laserującego $3p_4$ w wyniku zderzeń niewzbudzonych atomów neonu z elektronami jest znacznie mniejsze niż obsadzenie poziomu $2p_4$ spowodowane tym samym mechanizmem [29,30]:



3. Moc oscylatora charakteryzująca przejście $3s_2 - 3p_4$ [28,31] jest 4 - 5 razy większa od mocy oscylatora przejścia $3s_2 - 2p_4$.

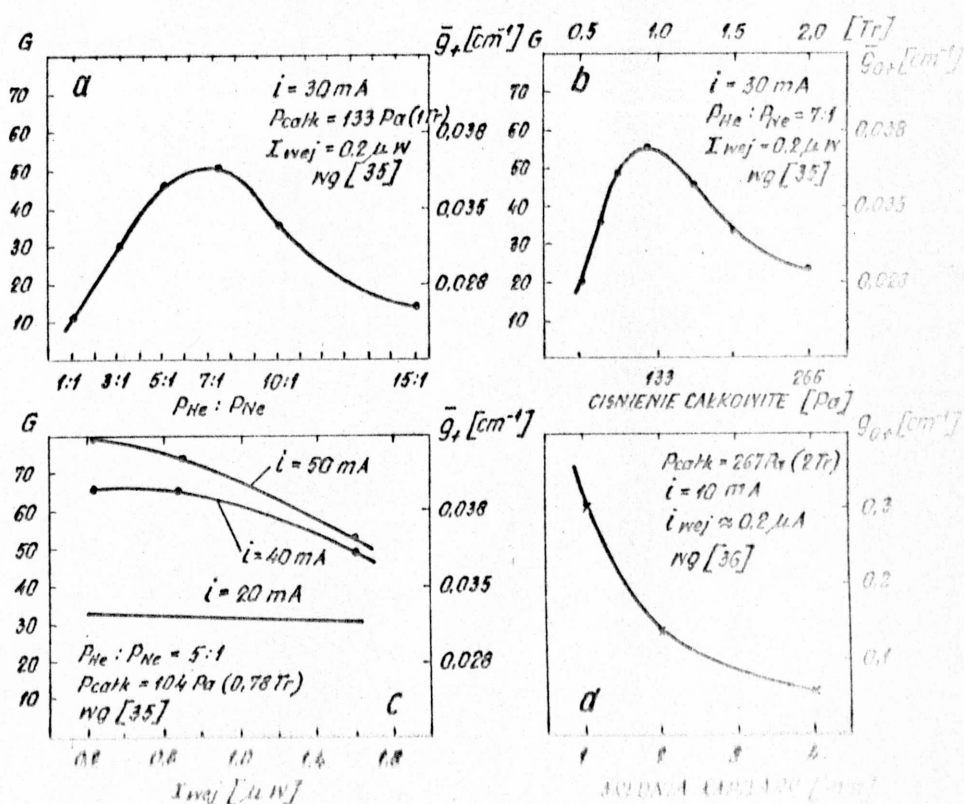
Nieliczne badania linii $3s_2 - 3p_4$ potwierdzają bardzo dużą wartość wzmocnienia tej linii /rzędu $40 \div 50 \text{ dB/m}$ [32,33,34]/.

Wzmocnienie zależy ponadto od takich parametrów ośrodka jak: długość ośrodka l_+ , składu izotopowego, ciśnienia i stosunku ciśnień parcjalnych mieszaniny He-Ne, prądu wyładowania oraz średnicy rury wyładowczej. W ośrodku cechującym się dużym wzmocnieniem występuje bardzo silny efekt nasycenia wzmocnienia, dlatego wzmocnienie zależy od natężenia promieniowania wzmacnianej fali. Dla zilustrowania silnej zależności wzmocnienia od wyżej wymienionych czynników na rys. 3.2 przedstawiono literaturowe wyniki pomiarów wzmocnienia linii $3s_2 - 3p_4$. Na rys. 3.2a,b,c

przedstawiono zależność wzmocnienia $G = I_{wyj}/I_{wej} = \exp(\bar{g}_+ l_+)$ od stosunku ciśnień parcyjnych (a), ciśnienia całkowitego (b), oraz od wartości natężenia wejściowej wiązki I_{wej} (c) według Moellera i McCubbina [35] / $l_+ = 1,07$ m, średnica rury $\phi = 7$ mm/. Na rys. 3.2d przedstawiono zależność nienasyconego wzmocnienia g_{ot} od średnicy kapilary według Popowa i Procenki [36].

Rys. 3.2.

Przykłady wpływu różnych parametrów rury wyladowczej na wzmocnienie linii $3,3922 \mu\text{m}$
a - ciśnienie parcyjnych
b - ciśnienia całkowitego
c - natężenia wiązki
d - średnicy kapilary rury wyladowczej.



3.2.1. Charakterystyka linii $3s_2 - 3p_4$

Gordon, White i Rigden [37] obliczyli wzmocnienie różniczkowe g_+ linii $3s_2 - 3p_4$ w oparciu o klasyczny model równań ruchu czteropoziomowego lasera. Dla centrum linii wzmocnienie to wynosi:

$$g_+ = \frac{g_{ot}}{(1 + \frac{I}{I_{s+}})^{\frac{1}{2}}} \exp \left[\left(1 + \frac{I}{I_{s+}} \right) \epsilon^2 \right] \cdot \left[1 - \text{Erf} \left(1 + \frac{I}{I_{o+}} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \epsilon \right], \quad (3.7)$$

gdzie $\text{Erf}(x) = \int_0^x e^{-t^2} dt$, jest funkcją błędu, natomiast ϵ jest miarą odstępstwa od niejednorodnego charakteru poszerzenia linii i jest stosunkiem szerokości jednorodnej linii $\Delta\nu_h = \frac{2\Gamma}{2\pi}$ do jej szerokości dopplerowskiej:

$$\epsilon = \frac{\Delta\nu_h}{\Delta\nu_D} \cdot \frac{1}{\sqrt{\ln 2}}. \quad (3.8)$$

Przy $(1+s_+)^{\frac{1}{2}} \epsilon \rightarrow 0$; $\text{Erf}[(1+s_+)^{\frac{1}{2}} \epsilon] \rightarrow 0$, co daje wzmocnienie g_{i+} linii poszerzonej czysto niejednorodnie wg(3.4)

$$g_{i+} = \frac{1}{I} \frac{dI}{dz} = \frac{g_{oi+}}{(1+s_+)^{\frac{1}{2}}}. \quad (3.9)$$

Przy $(1+s_+)^{\frac{1}{2}} \epsilon \rightarrow \infty$; $\text{Erf}[(1+s_+)^{\frac{1}{2}} \epsilon] \rightarrow 1 - \frac{\exp[-(1+s_+) \epsilon^2]}{(1+s_+)^{\frac{1}{2}} \epsilon \pi^{\frac{1}{2}}}$,

co daje wzmocnienie g_{h+} linii poszerzonej jednorodnie

$$g_{h+} = \frac{1}{I} \frac{dI}{dz} = \frac{g_{oh+}}{(1+s_+)} \quad (3.10)$$

Szerokość naturalna linii $3,3922 \mu\text{m}$ $\Delta\nu_n \approx 20 \text{ MHz}$ [38]. Dla oszacowania szerokości jednorodnej linii $\Delta\nu_h$ należy uwzględnić poszerzenie ciśnieniowe $\Delta\nu_{zd}$ linii naturalnej, które obliczono w oparciu o dane pracy [39] dla mieszaniny helu i neonu przy typowym ciśnieniu 270 Pa ($\sim 2 \text{ Tr}$) w temperaturze 290 K :

$$\Delta\nu_{zd} = \frac{1}{\pi t_{zd}} = \frac{1}{\pi} \frac{V_{sr}}{\lambda_0} \approx 10 \text{ MHz} \quad (3.11)$$

gdzie: t_{zd} - średni czas zderzeń między atomami,

$V_{sr} = 1,4 \cdot 10^3 [\text{m/s}]$, średnia makswellowska prędkość atomów helu*

$\lambda_0 = 4,9 \cdot 10^3 [\text{m}]$, średnia droga swobodna atomów neonu.

$\Delta\nu_{zd}$ jest wprawdzie mniejsze od szerokości naturalnej $\Delta\nu_n$ ale nie

* Do szacowania $\Delta\nu_{zd}$ wzięto V_{sr} atomów helu, gdyż w mieszaninie helowo-neonowej jest ich kilkakrotnie więcej od znacznie mniej ruchliwych atomów neonu.

pomijalne; dlatego szerokość jednorodnej linii $\Delta\nu_h$ wynosi:

$$\Delta\nu_h = \Delta\nu_n + \Delta\nu_{zd} \simeq 30 \text{ MHz} \quad (3.12)$$

Obliczony z (3.8) i (3.12) współczynnik $\epsilon \simeq 0,12$. Dla pełnej analizy charakteru poszerzenia linii $3s_2 - 3p_4$ należy uwzględnić argument funkcji błędu $(1+\epsilon)^{\frac{1}{2}} \cdot \epsilon$ ze wzoru (3.7), który zależy od parametru nasycenia $s = \frac{I}{I_{s+}}$.

3.2.2. Natężenie nasycenia linii $3s_2 - 3p_4$

Konsekwencją dużego wzmocnienia linii $3s_2 - 3p_4$ jest intensywne wysycenie linii wzmocnienia, które zależy od natężenia nasycenia I_{s+} zdefiniowanego wyrażeniem (2.36):

$$I_{s+} = \frac{\epsilon_0 c \hbar^2}{\mu_{12}^2 T_1 T_2} \quad (3.13)$$

Zakładając równość czasów relaksacji podłużnej i poprzecznej

$T_1 \simeq T_2 = \frac{1}{\Gamma} = \frac{1}{\pi \Delta\nu_h}$ oraz obliczając według Yariva [11] moment dipolowy μ_{21} przejścia $3s_2 - 3p_4$:

$$\mu_{21} = \left(\frac{\Delta\nu_h \pi}{2} \cdot \frac{\epsilon_0 \hbar c^3}{\omega_0^3} \right)^{\frac{1}{2}} \simeq 0,66 \cdot 10^{-29} [\text{C}\cdot\text{m}] \quad (3.14)$$

Obliczona z (3.13) natężenie nasycenia $I_{s+} \simeq 6 \text{ W/m}^2 = 60 \text{ }\mu\text{W/mm}^2$. Natężenie nasycenia I_{s+} linii $3s_2 - 3p_4$ były przedmiotem badań kilku autorów. Gordon i inni [37] otrzymali $I_{s+} \simeq 25 \text{ }\mu\text{W/mm}^2$ /He:Ne = 5:1, $p_{\text{całk.}} = 80 \text{ Pa}$ (0,6 Tr), $\phi = 6 \text{ mm}$. Wyniki te zostały potwierdzone w pracy [35] / $\phi = 7 \text{ mm}$, $p_{\text{całk.}} = 104 \text{ Pa}$ (0,78 Tr) He:Ne = 5:1/, gdzie otrzymano $I_{s+} \simeq 30 \text{ }\mu\text{W/mm}^2$, a także w pracy Close'a [40], który podaje wartość $I_{s+} \simeq 20 \text{ }\mu\text{W/mm}^2$. W rozdziale 6 niniejszej pracy przedstawiono oszacowanie natężenia nasycenia metodą pośrednią przez pomiar mocy lasera z różnymi zwierciadłami

transmisyjnymi, a wartość średniego natężenia nasycenia uzyskana przez autora wynosi $I_{s+} \approx 50 \text{ } \mu\text{W/mm}^2$.

3.2.3. Poszerzenie mocowe linii $3s_2 - 3p_4$

Wyrażenie (2.53) opisujące poszerzenie mocowe jednorodnej linii o szerokości $\Delta\nu_h$ w postaci "dziury Bennetta" obowiązuje do momentu gdy szerokość "dziury Bennetta" $\Delta\nu_B = \frac{\Delta\omega_B}{2\pi}$ spełnia warunek $\Delta\nu_B < \Delta\nu_D$. Parametr nasycenia s_+ dla typowych natężeń wewnątrz rezonatora wynosi $s_+ = 10 \div 10^3$, dlatego efekt poszerzenia mocowego ma zasadniczy wpływ na szerokość "dziury Bennetta" $\Delta\nu_B$ bądź "zagłębienie Lamba" $\Delta\nu_L$ w przypadku fali stojącej:

$$\left. \begin{aligned} \Delta\nu_B &= \Delta\nu_h (1+s_+)^{\frac{1}{2}} \\ \Delta\nu_L &= \Delta\nu_h (1+2s_+)^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \right\} \quad (3.15)$$

"Zagłębienie Lamba" w krzywej wzmocnienia występuje dla małych s_+ , przy dużych wartościach parametru nasycenia $s_+ \approx 10$ i więcej

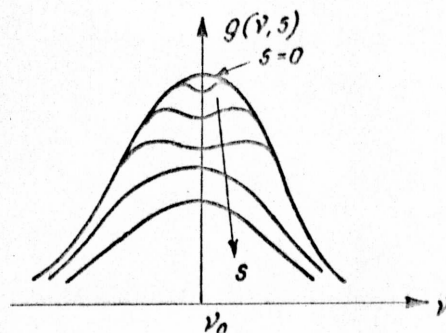
$\Delta\nu_L$ staje się porównywalne z szerokością dopplerowską linii $\Delta\nu_D$ i pojęcie "zagłębienie Lamba" traci sens, bowiem linia spektralna wykazuje quasijednorodny charakter poszerzenia.

3.2.4. Charakter poszerzenia linii $3s_2 - 3p_4$

Na podstawie dyskusji w rozdz. 3.2.2 i 3.2.3 można sprecyzować charakter poszerzenia linii $3s_2 - 3p_4$, która nie wykazuje cech poszerzenia czysto jednorodnego ani czysto niejednorodnego. Dla bardzo małych natężeń fali porównywalnych z natężeniem nasycenia I_{s+} ($s < 1$), linia wykazuje charakter poszerzenia niejednorodnego ($\Delta\nu_L < \Delta\nu_D$). Praktycznie natężenie wewnątrz rezonatora $I \gg I_{s+}$ wówczas argument funkcji błędu w równaniu (3.7) spełnia $(1+s_+)^{\frac{1}{2}} \epsilon > 1$, a więc przy dużych wartościach parametru nasycenia s_+ zostaje wy-

sycona cała bądź prawie cała linia spektralna, co fizycznie oznacza, że niemal wszystkie cząsteczki wzbudzone mające udział w poszerzeniu dopplerowskim linii mają swój wkład we wzmacnienie fali /rys. 3.3/.

Rys.3.3 Kształt linii wzmacnienia przy rosnących wartościach parametru nasycenia s .



Linie wykazującą cechy poszerzenia jednorodnego na skutek silnego wysycenia i poszerzenia mocowego nazywa się linią poszerzoną quasijednorodnie [41,42]. Wzmocnienie różniczkowe linii poszerzonej quasijednorodnie [43] można traktować jak wzmocnienie linii jednorodnej wyrażone równaniem (3.10), wówczas natężenie nasycenia I_{s+} jest z definicji natężeniem, przy którym wzmocnienie różniczkowe maleje do połowy g_{0h+} .

3.3. Moc wyjściowa lasera He-Ne $3,39 \mu\text{m}$

Zakładając quasijednorodny charakter poszerzenia linii $3s_2 - 3p_4$ oraz wprowadzając zgodnie z (3.3) średnią wartość wzmocnienia różniczkowego $\bar{g}_+$ na długości l_+ rury wyładowczej, warunek zapewniający stacjonarny stan natężenia promieniowania we wnętrzu laserowej wymaga aby wzmocnienie ilorazowe G na jeden pełny obieg w rezonatorze było równe jedności /rys. 3.4/:

$$r_1 r_2 \cdot \exp(2l_+ \bar{g}_+ - \gamma) = 1, \quad (3.16)$$

gdzie r_1, r_2 - współczynniki odbicia zwierciadeł,

$\exp(-\delta)$ - jest czynnikiem reprezentującym straty: dyfrakcyjne, absorpcyjne w okienkach Brewstera, straty na odbiciu w lustrach; na jeden pełny obieg.

Wstawiając (3.5) do (3.16) oraz uwzględniając we wzorze (3.5) dwukrotnie większe wysycenie centrum linii wzmocnienia spowodowane falą stojącą

$$\bar{g}_+ = \frac{\bar{g}_{0+}}{1 + 2 \frac{I}{I_{s+}}},$$

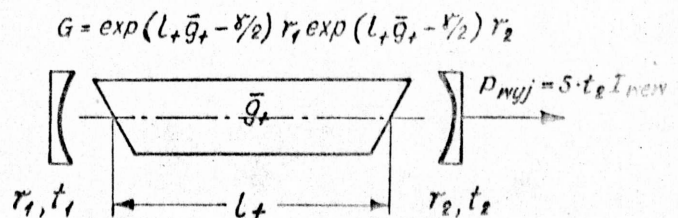
otrzymuje się wyrażenie na natężenie promieniowania I wewnątrz rezonatora dla centrum linii wzmocnienia:

$$I = \frac{-I_{s+}}{2} \left(1 + \frac{2\bar{g}_{0+}l_+}{\ln r_1 r_2 - \delta} \right) = -\frac{I_{s+}}{2} \left(1 + \frac{\alpha_{0+}}{\ln r_1 r_2 - \delta} \right), \quad (3.17)$$

Znając natężenie I wewnątrz rezonatora oraz pole przekroju wiązki S i transmisję t_2 zwierciadła wyjściowego, można obliczyć moc wyjściową lasera:

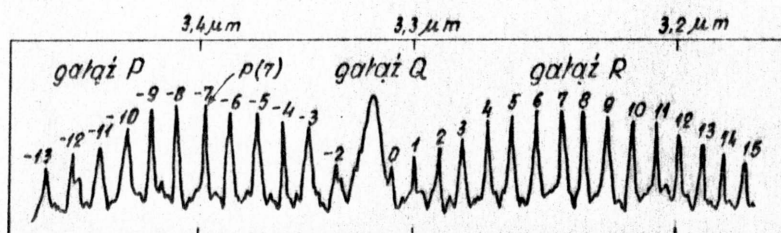
$$P_{wyj} = S \cdot I \cdot t_2 = -S t_2 \frac{I_{s+}}{2} \left(1 + \frac{\alpha_{0+}}{\ln r_1 r_2 - \delta} \right) \quad (3.18)$$

Rys. 3.4.
Ilustracja dla obliczenia ilorazowego wzmocnienia G jednego pełnego obiegu.



3.4. Własności absorpcyjne metanu

Molekuła CH_4 tworzy wysokosymetryczną strukturę tetraedru z atomem węgla w centrum oraz atomami wodoru w jego wierzchołkach. W zakresie średniej podczerwieni $3,2 \div 3,5 \mu\text{m}$ cząsteczka metanu wykazuje regularną strukturę oscylacyjno-rotacyjnych linii absorpcyjnych [44,45] pasma ν_3 z których linia P(7) /a dokładniej jej komponenta $F_2^{(2)}$ / bardzo dobrze koincyduje z linią neonu $3s_2 - 3p_4$ [6]. Centrum ν_0 - linii absorpcyjnej P(7) metanu przesunięte jest o około 80 MHz w kierunku wyższych częstotliwości względem centrum ν_0 + linii $3s_2 - 3p_4$, wobec czego obie linie spektralnie zachodzą na siebie dzięki swym poszerzeniom dopplerowskim.



Rys.3.5. Struktura oscylacyjno-rotacyjnych linii absorpcyjnych pasma ν_3 metanu (według Herzberga [44]).

Linia absorpcyjna metanu przy niskich ciśnieniach jest linią poszerzoną niejednorodnie, a jej szerokość dopplerowska w temperaturze 290 K wg (2.51) wynosi $\Delta\nu_D \approx 270 \text{ MHz}$. Nienasycone tłumienie różniczkowe dla centrum linii P(7) według [7] wynosi $S_0 = \beta \cdot P_{\text{CH}_4}$, gdzie $\beta = 2,43 \cdot 10^{-2} [\text{Pa}^{-1} \text{ m}^{-1}] = 0,18 [\text{cm}^{-1} \text{ Tr}^{-1}]$.

Rozważana linia absorpcyjna wykazuje wysycenia przy odpowiednio dużych natężeniach promieniowania; w polu fali biegnącej na jej konturze pojawia się "odwrócona dziura Bennetta" lub w polu fali stojącej przestrajanego lasera - "odwrócone zagłębienie Lamba". Dla oszacowania wielkości natężenia nasycenia I_0 - linii absor-

pcyjnej należy rozważyć efekty dające wkład w jej poszerzenie jednorodne.

3.5. Efekty wpływające na jednorodną szerokość linii absorpcyjnej P(7) CH₄

Na jednorodną szerokość linii $\Delta\nu_n = \frac{1}{\pi\tau}$ składa się szereg zjawisk mających różny udział w szerokości $\Delta\nu_n$. Poniżej przedyskutowano wpływ różnych efektów na $\Delta\nu_n$, a szacowania ilościowe przeprowadzono dla konstrukcji laserów He-Ne/CH₄ wykonanych przez autora.

1. Poszerzenie naturalne $\Delta\nu_n$ - zdeterminowane jest radiacyjnym czasem życia τ_r analizowanej linii P(7) dla wyodrębnionej cząsteczki metanu wg [46] $\tau_r \approx 10^{-2}$ s, a szerokość naturalna linii wynosi:

$$\Delta\nu_n \approx \frac{1}{\pi\tau_r} \approx 100 \text{ Hz} \quad (3.19)$$

2. Poszerzenie ciśnieniowe /zderzeniowe/ $\Delta\nu_{zd}$, spowodowane zwiększeniem prawdopodobieństwa przejścia radiacyjnego na skutek zderzeń między cząsteczkami. Wielkość poszerzenia $\Delta\nu_{zd} = \frac{1}{\pi\tau_{zd}}$, gdzie τ_{zd} jest średnim czasem między zderzeniami cząsteczek. Dla metanu ciśnieniowe poszerzenie linii wg Barger'a i Halla [7] jest proporcjonalne do ciśnienia i wynosi:

$$\Delta\nu_{zd} = K \cdot p_{CH_4}, \quad (3.20)$$

gdzie $K = 244,5 \pm 9 \left[\frac{\text{KHz}}{\text{Pa}} \right] = 32,6 \pm 1,2 \left[\frac{\text{KHz}}{\text{mTorr}} \right]$.

3. Poszerzenie spowodowane zderzeniami cząsteczek ze ściankami kuwety:

$$\Delta\nu_{zdk} = \frac{V \dot{s}r}{2\pi d}, \quad (3.21)$$

gdzie $V_{sr} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{2k_B T}{M}}$ - średnia makswellowska prędkość cząsteczek,

d - średnica kuwety.

Dla metanu w temp. 290 K ($V_{sr} = 6,2 \cdot 10^2$ m/s oraz $d = 20$ mm) wartość poszerzenia $\Delta\nu_{zdk} \simeq 5$ kHz.

4. Poszerzenie $\Delta\nu_v$ spowodowane skończonym czasem przelotu cząsteczki przez wiązkę nasycającą, zależne od średniej prędkości V_{sr} cząsteczek oraz od średnicy wiązki $2w_0$. W temperaturze 290 K dla $2w_0 = 2$ mm poszerzenie to wynosi:

$$\Delta\nu_v = \frac{V_{sr}}{2\pi(2w_0)} \simeq 50 \text{ kHz} . \quad (3.22)$$

5. Poszerzenie geometryczne $\Delta\nu_g$, uwzględniające fakt, że laserowa wiązka gaussowska przechodząc przez absorber wykazuje różne krzywizny frontów falowych $R(z,r)$ /rys. 3.6/, a więc wektor falowy $\vec{k}(z,r)$ w różnych punktach przekroju wiązki posiada różne kierunki, co powoduje, że różne części wiązki oddziałują z różnymi grupami cząsteczek. Poszerzenie to oszacowane w pracy Letochowa i Czebotajewa [15] wynosi:

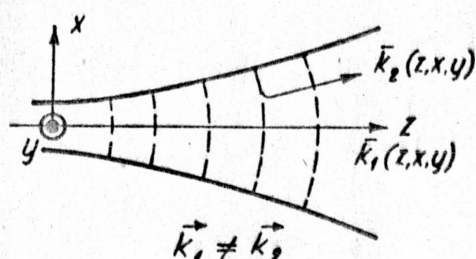
$$\Delta\nu_g \simeq \frac{k \cdot u}{2\pi\sqrt{k \cdot R}} \simeq \frac{\Delta\nu_D}{\sqrt{kR}} , \quad (3.23)$$

gdzie k - stała propagacji, $u = \sqrt{\frac{2k_B T}{M}}$ - makswellowska prędkość najbardziej prawdopodobna, R - promień krzywizny frontu falowego wiązki gaussowskiej. Dla typowych wartości frontu falowego $R = 10$ m /w rozdziale 6 na rys. 6.16 przedstawiono rozkład frontów falowych dla różnych geometrii rezonatora stosowanych przez autora/, szacunkowa wartość poszerzenia wynosi $\Delta\nu_g \simeq 60$ kHz. Aby udział poszerzenia geometrycznego był mniejszy od "poszerzenia przelotowego" $\Delta\nu_v$, powinien być spełniony warunek wynikający z warunku $\Delta\nu_g < \Delta\nu_v$:

$$R > \frac{(2w_0)^2}{2\pi\lambda} . \quad (3.24)$$

Gdy amplitudy obu wysycających fal biegnących w laserze jednomodowym różnią się, analizowany pik absorpcyjny staje się niesymetryczny ponieważ silniejsza fala biegnąca bardziej poszerza jedno zbocze piku niż druga fala biegnąca [7,18].

Rys.3.6.
Ilustracja zmiany kierunku wektora falowego w przekroju poprzecznym wiązki laserowej.



Całkowita szerokość jednorodnej linii $\Delta\nu_h$ jest sumą wszystkich poszerzeń wymienionych powyżej, przy czym udział każdego poszerzenia zależy od parametrów wiązki, kuwety oraz ośrodka. Szerokość "odwróconego zagłębienia Lamba" linii P (7) metanu według (3.15) wynosi:

$$\Delta\nu_L = \Delta\nu_h \sqrt{1 + 2 \frac{I}{I_{s-}}} = (\Delta\nu_h + \Delta\nu_{zd} + \Delta\nu_{zdk} + \Delta\nu_v + \Delta\nu_g) \sqrt{1 + 2s_-} \quad (3.25)$$

i zależy od parametru nasycenia s_- linii absorpcyjnej, odpowiedniego za poszerzenie mocowe $\Delta\nu_L$. Z analizy podanej powyżej wynika, że efekty poszerzeniowe znacznie przewyższają bardzo małą szerokość naturalnej linii $\Delta\nu_h$ i można podać szereg warunków zapewniających minimalizację $\Delta\nu_h$:

1. Dla zminimalizowania poszerzenia ciśnieniowego $\Delta\nu_{zd}$ winno być stosowane jak najmniejsze ciśnienie metanu.
2. Dla wyeliminowania poszerzenia zderzeniowego ze ściankami komórki $\Delta\nu_{zdk}$, średnicę komórki d należy zwiększać do rozmiarów wielokrotnie większych od średniej drogi swobodnej cząsteczki.
3. Dla ograniczenia wpływu czasu przelotu cząsteczki przez wiązkę laserową wymagane jest stosowanie jak największych średnic

wiązki w obszarze absorbera.

4. Aby wyeliminować efekt poszerzenia geometrycznego $\Delta\nu_g$ wiązki wymaga się by fala wysycająca na całej długości oddziaływania z absorberem wykazywała cechy fali płaskiej.*

3.6. Natężenie nasycenia linii P(7) metanu

Dla oszacowania parametru nasycenia S_- w absorberze niezbędna jest znajomość natężenia nasycenia I_{S_-} dla rozważanej linii metanu, opisanego wyrażeniem (2.36). Według [15] w obszarze mikrofalowym i podczerwieni oscylacyjno-rotacyjne przejścia molekuł charakteryzują się równością czasów relaksacji poprzecznej i podłużnej:

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_2} = \Gamma = \frac{\Delta\omega_h}{2} = \pi\Delta\nu_h, \quad (3.26)$$

wówczas natężenie nasycenia według (2.36) przybiera postać:

$$I_{S_-} = \frac{\epsilon_0 \cdot c \hbar^2 (\pi \Delta\nu_h)^2}{\mu_{12}^2} \quad (3.27)$$

Dla linii P(7) CH_4 moment dipolowy μ_{12} według Shimody [49] wynosi $\mu_{12} \simeq 1 \cdot 10^{-31} [\text{C} \cdot \text{m}]$. Dla przykładu, przy ciśnieniu 1,3 Pa /10 mTr/ i temperaturze 290 K, uwzględniając tylko efekt poszerzenia ciśnieniowego $\Delta\nu_{zd}$ według (3.20), szerokość jednorodna linii $\Delta\nu_h \simeq 320 \text{ kHz}$, co daje z (3.27) $I_{S_-} \simeq 3 \frac{\text{mW}}{\text{mm}^2}$. Z (3.27), (3.25) i (3.20) można uzależnić I_{S_-} od ciśnienia p_{CH_4} metanu /rys. 3.7/:

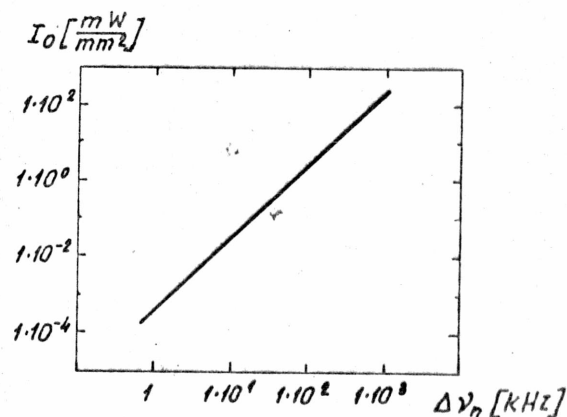
$$I_{S_-} = \frac{\epsilon_0 c \hbar^2 \pi^2}{\mu_{12}^2} (\Delta\nu' + k \cdot p_{\text{CH}_4})^2 \quad (3.28)$$

gdzie $\Delta\nu'$ jest udziałem w szerokości jednorodnej linii wszystkich efektów poszerzających za wyjątkiem poszerzenia ciśnieniowego $\Delta\nu_{zd}$.

* Ostatnio zrealizowano w Nowosybirsku oryginalny układ lasera z rezonatorem teleskopowym zapewniający dużą szerokość $2w_0 = 0,14 \text{ m}$ oraz równoległość wiązki w obszarze absorbera [47, 48].

Rys. 3.7.

Zależność natężenia nasycenia I_{s-} linii P(7) metanu od szerokości jednorodnej linii obliczona według (3.28).



Dla typowych ciśnień metanu stosowanych w komórkach absorpcyjnych laserów He-Ne/CH₄ wynoszących $p_{CH_4} = 0,7 \div 7$ Pa /5 - 50 mTr/ natężenie nasycenia $I_{s-} \simeq 0,75 \div 75$ mW/mm² i jest znacznie większe od natężenia nasycenia linii wzmacniającej neonu $I_{s-} \gg I_{s+}$ /rozdział 3.2.2/. Efekt poszerzenia mocowego linii P(7) CH₄ dla typowych natężeń wewnątrz rezonatora jednomodowego lasera He-Ne/CH₄, które dochodzą do kilku mW/mm² nie jest duży /parametr nasycenia $s_- \simeq 0 \div 2$ / , dlatego generalnie można stwierdzić, że linia P(7) CH₄ posiada czysto niejednorodny charakter poszerzenia, a nasycenie wzmocnienia w neonie występuje znacznie szybciej niż nasycenie absorpcji w metanie.

3.7. Moc wyjściowa lasera He-Ne/CH₄

Fakt, że we wnętrzu rezonatora znajduje się komórka absorpcyjna o długości l_- równoważny jest wprowadzeniu dodatkowych strat $\exp(-2\bar{g}_- l_-)$, gdzie $\bar{g}_-$ jest średnim różniczkowym współczynnikiem absorpcji /analogicznie do (3.3) /. Przy typowym ciśnieniu 13,3 Pa /10 mTr/ i długości komórki $l_- = 0,2$ m, przyjmując

$$\bar{g}_- \simeq 2,43 \cdot 10^{-2} [\text{Pa}^{-1} \text{ m}^{-1}] \quad \text{/rozdział 3.4/}$$

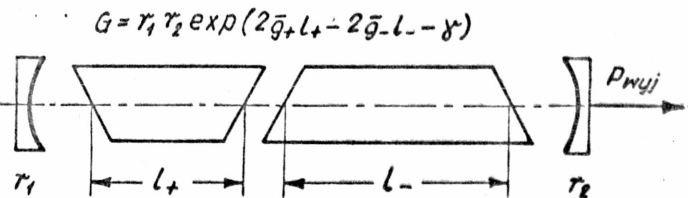
wartość strat wprowadzanych przez metan wynosi około 6%, co można uznać za wartość małą w porównaniu ze stratami dyfrakcyjnymi oraz stratami na transmisji luster.

Moc wyjściową lasera z wewnętrzną komórką absorpcyjną można obliczyć analogicznie jak w rozdziale 3.3 uwzględniając straty absorpcyjne w metanie. Warunek stacjonarności generacji promieniowania (3.16) przybiera teraz postać:

$$r_1 r_2 \exp(2l_+ \bar{g}_+ - \gamma - 2l_- \bar{g}_-) = 1 \quad (3.29)$$

Rys. 3.8.

Układ lasera z wewnętrzną komórką absorpcyjną, $\bar{g}_+$ - średnie wzmocnienie różniczkowe ośrodka wzmacniającego, $\bar{g}_-$ - średnia absorpcja różniczkowa



Wprowadzając podstawienia: $\alpha_{o+} = 2g_{o+} l_+$, $\alpha_+ = 2\bar{g}_+ l_+$,
 $\alpha_{o-} = 2g_{o-} l_-$, $\alpha_- = 2\bar{g}_- l_-$, gdzie z (3.5)

$$\alpha_+ = \frac{\alpha_{o+}}{1 + 2 \frac{I}{I_{s+}}} \quad (3.30)$$

można obliczyć natężenie I wewnątrz rezonatora:

$$I = - \frac{I_{s+}}{2} \left(1 + \frac{\alpha_{o+}}{\ln r_1 r_2 - \gamma - \alpha_-} \right) \quad (3.31)$$

Tłumienie w absorberze α_- jest funkcją natężenia fali wewnątrz rezonatora oraz częstotliwości dopplerowsko poszerzonej linii P(7) CH₄:

$$\alpha_-(\omega, I) = \frac{\alpha_{o-}}{\sqrt{1 + \frac{I}{I_{s-}}}} \exp \left[\frac{4 \ln 2 (\omega - \omega_0)^2}{(\Delta \omega_D)^2} \right] \quad (3.32)$$

gdzie

$$\alpha = \begin{cases} 1, & \text{gdy } \omega - \omega_{o-} \gg 2\Gamma \left(1 + \frac{I}{I_{s-}}\right)^{\frac{1}{2}} \\ 2, & \text{gdy } \omega = \omega_{o-} \end{cases}$$

Moc wyjściowa lasera z komórką absorpcyjną obliczona z (3.31) i (3.18) wynosi:

$$P_{wyj}(\omega, I) = S \cdot t_2 \cdot \frac{I_{s+}}{2} \left[\frac{\alpha_{o+} - \alpha_-(\omega, I) - \gamma + \ln r_1 r_2}{\gamma - \ln r_1 r_2 + \alpha_-(\omega, I)} \right] \quad (3.33)$$

Przy przestrajanu lasera występuje wyraźna zmiana absorpcji w okolicach centrum linii absorpcyjnej ω_0 , dokładnie dla ω_0 wysycenie linii wzrasta dwukrotnie /współczynnik $\alpha = 2$ w (3.32)/ i w mocy wyjściowej $P_{wyj}(\omega, I)$ odtworzy się niemal dokładnie "odwrócone zagłębienie Lamba" w postaci pik absorpcyjnego o szerokości $\Delta\nu_p = \Delta\nu_h \sqrt{1 + \frac{I}{I_{s-}}}$ /rys. 2.6c/.

3.8. Kontrastowość pik absorpcyjnego w laserze He-Ne/CH₄

Oznaczając wartości natężenia w centrum pik absorpcyjnego przez I' oraz poza pikiem I'' można zdefiniować kontrastowość pik A /rys. 3.9/:

$$A = \frac{I' - I''}{I'} \quad (3.34)$$

Warunek generacji (3.29) lasera He-Ne/CH₄ z uwzględnieniem strat absorpcyjnych w metanie ma postać:

$$\gamma_1 \gamma_2 \exp(\alpha_+ - \gamma - \alpha_-) = 1 \quad (3.35a)$$

$$\text{albo} \quad \alpha_+ = \gamma + \alpha_-, \quad (3.35b)$$

$$\text{gdzie} \quad \gamma = \gamma - \ln \gamma_1 \gamma_2 \quad (3.36)$$

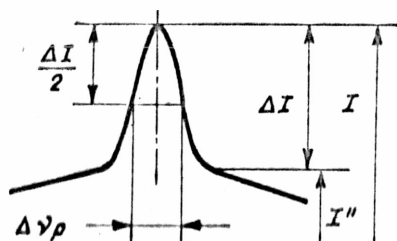
Zakładając, że linia wzmocnienia jest linią poszerzoną jednorodnie /rozdział 3.2.3/, natomiast linia absorpcyjna - poszerzoną niejednorodnie, oraz uwzględniając (3.30); warunek generacji (3.35b) dla przypadku, gdy laser pracuje poza pikiem absorpcyjnym, przybiera postać:

$$\frac{\alpha_{o+}}{1 + 2 \frac{I''}{I_{s+}}} = \gamma + \frac{\alpha_{o-}}{\sqrt{1 + \frac{I''}{I_{s-}}}} \quad (3.37)$$

Dla pracy w centrum pik absorpcyjnego natężenie nasycenia absorpcji wzrasta dwukrotnie i warunek generacji przybiera postać:

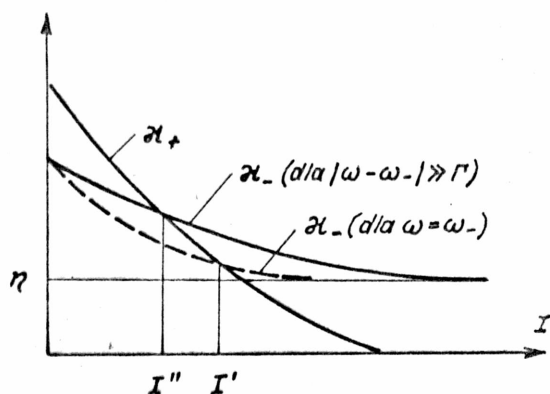
$$\frac{\alpha_{o+}}{1 + 2 \frac{I'}{I_{s+}}} = \eta + \frac{\alpha_{o-}}{\sqrt{1 + 2 \frac{I''}{I_{s-}}}} \quad (3.38)$$

Ponieważ trudno jest znaleźć ogólną analityczną postać kontrastowości, rozważyć można prosty przypadek mający miejsce w jednomodowym laserze He-Ne/CH₄, gdy $I \gg I_{s+}$ oraz $I \ll I_{s-}$ /rozdział 6/. Graficzną interpretację rozwiązania równań (3.37) i (3.38) przedstawiono na rys. 3.10.



Rys. 3.9.

Sposób oznaczania parametrów piku absorpcyjnego w konturze mocy wyjściowej przestrajanego lasera.



Rys. 3.10.

Graficzna interpretacja równań (3.37) i (3.38.)

Przekształcenia równań (3.37) i (3.38) pozwalają obliczyć kontrastowość piku absorpcyjnego:

$$A = \frac{I'' - I'}{I} = \frac{1}{2} \frac{\alpha_{o-}}{\eta + \alpha_{o-}} \cdot \frac{\alpha_{o+}}{\eta + \alpha_{o-}} \cdot \frac{I_{s+}}{I_{s-}} \quad (3.39)$$

Wyrażenie (3.39) uzależnia kontrastowość piku od parametrów ośrodka wzmacniającego, absorpcyjnego oraz rezonatora. Kontrastowość piku można zwiększyć poprzez:

1. Zmniejszenie strat rezonatora $\eta = \gamma - \ln r_1 r_2$.

2. Zwiększenie wzmocnienia α_{o+} , co wiąże się ze zwiększeniem natężenia w obrębie rezonatora.
3. Zmniejszenie natężenia nasycenia I_{s-} , co wiąże się zgodnie z rozważaniami przedstawionymi w rozdziale 3.6 ze zmniejszaniem ciśnienia oraz eliminacją dodatkowych efektów poszerzających $\Delta\nu'$ /wyrażenie 3.28 /. Ponieważ zmniejszaniu ciśnienia towarzyszy malenie $\alpha_{o-} = g_{o-} l_-$, należy zwiększać długość komórki absorpcyjnej aby α_{o-} nie zmieniało swej wartości.

W układzie krótkiego jednomodowego lasera He-Ne/CH₄ trudno jest uzyskać dużą kontrastowość pików absorpcyjnego. Podstawiając do (3.39) typowe wartości $\alpha_{o+} \simeq 3,5$, $\eta \simeq 0,2$, $\alpha_{o-} \simeq 0,06$, $I_{s+} \simeq 30 \mu\text{W}/\text{mm}^2$, $I_{s-} \simeq 3 \text{ mW}/\text{mm}^2$ otrzymuje się kontrastowość $A \simeq 1,6 \%$.

3.9. Spektralna stabilność linii P(7) CH₄

Wysoki stopień symetrii molekuly CH₄ powoduje, że komponenta $F_2^{(2)}$ linii P(7) bardzo dobrze zachowuje stałość częstotliwości swego centrum ν_{o-} . Linia ta nie jest linią stabilną absolutnie i wykazuje pewne przesunięcia częstotliwości spowodowane czynnikami zaburzającymi. Poniżej przedstawiono przegląd wpływu różnych czynników przesuwających centrum ν_{o-} komponenty $F_2^{(2)}$ linii P(7)*.

1. Efekt przesunięcia ciśnieniowego. Doświadczalnie stwierdzono przesunięcie centrum ν_{o-} linii absorpcyjnej w zależności od ciśnienia metanu, które wynosi około $560 \text{ Hz}/\text{Pa}$ / $75 \pm 150 \text{ Hz}/\text{mTr}$ / [7, 50].

* Często komponentę $F_2^{(2)}$ linii P(7) utożsamia się z linią P(7), szczególnie w laserze He-Ne/CH₄ , gdzie używając nazwy linii P(7) ma się na myśli jej komponentę $F_2^{(2)}$.

2. Przesunięcie spowodowane efektem Dopplera drugiego rzędu.

Z powodu relatywistycznego skrócenia czasu, częstotliwość absorpcji poruszającej się molekuly ulega dodatkowemu przesunięciu częstotliwości zależnemu od prędkości cząsteczki. W laboratoryjnym układzie współrzędnych częstotliwość ν zaabsorbowana przez poruszającą się cząsteczkę z prędkością v_z ma postać [51]:

$$\nu = \nu_{0-} \frac{\sqrt{1 - (\frac{v_z}{c})^2}}{1 - \frac{v_z}{c}} \quad (3.40)$$

Zaniedbując relatywistyczny efekt zmniejszania częstotliwości, przyrównując licznik wyrażenia (3.40) do jedności, otrzymujemy efekt Dopplera pierwszego rzędu opisany wcześniej zależnością (2.28), odpowiadający za dopplerowskie poszerzenie linii. Rozwijając w szereg relatywistyczny człon w (3.40) i ograniczając się do drugiego członu rozwinięcia otrzymuje się przesunięcie centrum ν_{0-} spowodowane efektem Dopplera drugiego rzędu, które wynosi:

$$\delta \nu_D = -\frac{1}{2} \frac{v_z^2}{c^2} \nu_{0-} = -\frac{3 k_B T}{2 m c^2} \nu_{0-} \quad (3.41)$$

Jak wynika z (3.41) źródłem niestabilności centrum linii jest niestabilność temperatury gazu, który może być dodatkowo nagrzewany nasycającą wiązką laserową. Temperaturowy współczynnik przesunięcia częstotliwości wynosi 0,75 Hz/K [52].

3. Innym czynnikiem wpływającym na stałość ν_{0-} jest magnetyczna nadsubtelna struktura roboczego przejścia komponenty $F_2^{(2)}$ linii P(7) ujawniająca się rozszczepieniem linii w polu magnetycznym [53,54,55]. Nadsubtelna struktura CH_4 uwidacznia się szczególnie przy stosowaniu niskich ciśnień metanu ($P_{CH_4} < 0,1$ Pa) [17,56].

4. Mocowe przesunięcie częstotliwości ν_0 . Polega na różnym stopniu wysycenia rozszczepianych nadsubtelnych linii w strukturze przejść komponenty $F_2^{(2)}$. Przesunięcie mocowe zależy od ciśnienia absorbera oraz natężenia wiązki nasycającej i może wynosić kilkadziesiąt Hz [57].
5. Przesunięcie spowodowane efektem odrzutu fotonu /recoil effect/ [52]. Foton zaabsorbowany przez cząsteczkę przekazuje jej swój pęd $\frac{h\nu_0}{c}$ w kierunku propagacji zwiększając w ten sposób pęd cząsteczki i jej prędkość o Δv_z w kierunku propagacji, co objawia się dodatkowym przesunięciem częstotliwości $\delta\nu$:

$$mv_z + \frac{h\nu_0}{c} = m(v_z + \Delta v_z), \quad (3.42)$$

podstawiając do (3.42) zależności:

$$v_z = \frac{c}{\nu_0} (\nu_0 - \nu) \quad \text{oraz} \quad \Delta v_z = \frac{c}{\nu_0} \delta\nu,$$

otrzymujemy wyrażenie na przesunięcie częstotliwości spowodowane odrzutem fotonu:

$$\frac{\delta\nu}{\nu_0} = \frac{h\nu_0}{Mc^2} \simeq 0,6 \cdot 10^{-12} \nu_0. \quad (3.43)$$

Wymienione powyżej efekty przesunięcia centrum linii absorpcyjnej powodują, że można uzyskać powtarzalność centrum ν_0 linii absorpcyjnej p(7) metanu na poziomie $10^{-12} \div 10^{-13} \nu_0$ (kilka ÷ kilkaset Hz).

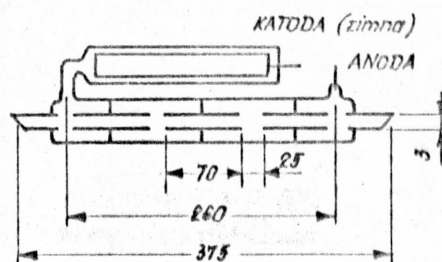
Rozdział 4. KONSTRUKCJA I OPTIMALIZACJA RUR LASEROWYCH I KOMÓREK ABSORPCYJNYCH

W rozdziale tym przedstawiono całokształt zagadnień konstrukcyjnych i optymalizacyjnych dotyczących rur laserowych i komórek absorpcyjnych. Podano wyniki badań rur laserowych pod kątem optymalnej pracy w układzie z metanową komórką absorpcyjną, co pozwoliło sformułować kryteria doboru warunków pracy lasera He-Ne 3,3922 μm .

4.1. Konstrukcja rur laserowych

Eksperyment nasycalnej absorpcji wymagał wykonania rur laserowych i wypełnienia ich optymalnym składem mieszaniny He-Ne zapewniającym maksymalnie dużą bezszumową moc promienistą w obrębie rezonatora. W tym celu zaprojektowano i wykonano bezszumowe rury laserowe z dzieloną kapilarą*, starannie uwzględniając podstawowe receptury geometryczne proponowane przez Suzuki'ego [58,59] dla uzyskania jak największego obszaru bezszumowego /rys. 4.1/.

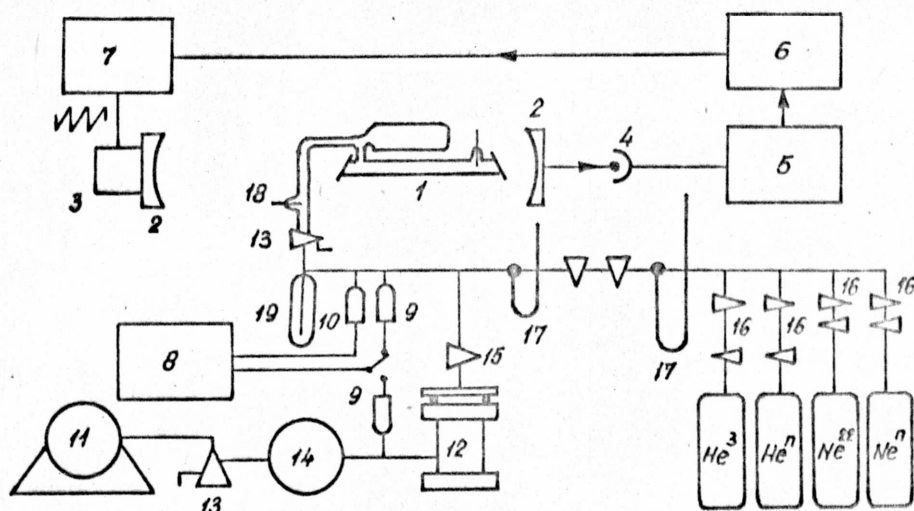
Rys.4.1.
Schemat bezszumowej rury laserowej.



Rury te wypełniono He^n i Ne^n oraz He^n i Ne^{22} w ITE Politechniki Warszawskiej. Wypełnienia rur dokonano z bardzo dużym błędem po-

* Rury bezszumowe będące niewątpliwie majstersztykiem precyzyjnego wykonawstwa szklarskiego wykonano w OBREP w Warszawie.

miaru ciśnienia całkowitego i ciśnień parcyjnych. Usilne poszukiwania efektu nasycalnej absorpcji nie dały pozytywnego rezultatu. Natężenie wewnątrz rezonatora oszacowane z pomiaru bezwzględnej mocy wyjściowej lasera metodą kalorymetryczną w układzie pomiarowym R.Nowickiego [60] wynosiło około $20 \mu\text{W}/\text{mm}^2$, a więc było znacznie mniejsze od natężenia wysycenia metanu /rozdział 3.6/. Zmusiło to autora do podjęcia budowy własnej aparatury próżniowo-dozownicznej laserów He-Ne, której schemat przedstawiono na rys. 4.2.*



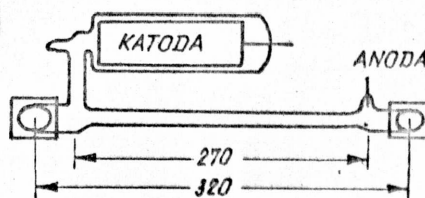
Rys.4.2. Schemat aparatury próżniowo-dozownicznej do napełniania rur laserowych, 1-rura laserowa, 2-lustra, 3-przesuwnik piezoelektryczny, 4-detektor, 5-wzmacniacz detektora, 6-oscyloskop, 7-wzmacniacz, 8-próżniomierz, 9-sonda ororowa, 10-sonda jonizacyjna, 11- pompa rotacyjna, 12-pompa dyfuzyjna, 13-kran zapowietrzająco-odcinający, 14-zbiornik próżni wstępnej, 15-kran odcinający wysokość próżni, 16-śluz, 17-manometr olejowy, 18-dodatkowa anoda, 19-wymrażarka.

Zastosowanie manometrów olejowych pozwoliło na kontrolę ciśnienia całkowitego i ciśnień parcyjnych. Na nośnej konstrukcji aparatury ustawiono ławy optyczne z rurami laserowymi oraz całą konstrukcją rezonatora wraz z układem detekcji, co umożliwiło badanie wypełnie-

* Przy projektowaniu aparatury wzorowano się na wypróbowanej aparaturze dra H.Dymaszewskiego z Instytutu Fizyki UAM w Poznaniu. Wyjątkowo starannie szklaną część aparatury wykonał pan E.Czermak z Zakładu Szkła Laboratoryjnych Politechniki Wrocławskiej.

nia rur laserowych w zakresie stosowanych ciśnień i składów gazów. Dozowanie śluzowe gazów zapewniało napełnienie rur z dokładnością do 13 Pa /0,1 Tr/.

Rys.4.3. Schemat konstrukcji rur laserowych stosowanych w badaniach.



Do badań wykonano konwencjonalne rury laserowe z zimnymi katodami aluminiowymi, których konstrukcję przedstawiono na rys. 4.3. Długość rury ograniczona jest koniecznością jednomodowej pracy lasera z komórką absorpcyjną. Końce kapilary ze szkła pyrexowego przeszlifowano pod kątem Brewstera $\theta_{Br} = 54^{\circ}38'14'' \pm 30''$ /współczynnik załamania dla kwarcu topionego $n(3,39 \mu m) = 1,40921$ [61]/ i przyklejono do nich okienka kwarcowe o grubości 1 mm*. Rury laserowe wstępnie myto chromianką a następnie przepłukiwano wodą destylowaną. Przed napełnieniem mieszaniną He-Ne aparaturę odpompowywano do ciśnienia kilka $\times 10^{-5}$ Pa /kilka $\times 10^{-7}$ Tr/ ogrzewając rurę laserową do temperatury 360 K przez okres około 100 godzin. Czyszczenia katody z resztek gazów dokonywano metodą wyładowania jarzeniowego przy małych prądach $i \approx 2$ mA, inicjowanego między katodą a dodatkową anodą w aparaturze próżniowej /element 18 na rys. 4.2/, aby zapobiec rozpylaniu zanieczyszczeń na okienkach rury. Po wstępnych oczyszczeniu katody zwiększano prąd wyładowania co 2 mA do wartości 20 mA /około 4 godz./. Po tej operacji poddawano anodę i katodę rury laserowej wyładowaniu w.cz. iskrownikiem Tesli /3 ÷ 4 godz./. Po tych wstępnych operacjach wyładowanie jarzeniowe prądem stałym inicjowano między katodą i anodą rury laserowej sto-

* Okienka laserowe klejono specjalną żywicą według technologii dra A.Kaźmirowskiego z ITE Politechniki Warszawskiej.

sując podobną procedurę jak poprzednio. Dokonywano trzykrotnego przepłukiwania rury mieszaniną He^n i Ne^n i po takim cyklu technologicznym rura była przygotowana do badań. Przed zjustowaniem lasera na fali $3,39 \mu\text{m}$, rurę laserową justowano na długości fali $0,63 \mu\text{m}$. Otrzymanie generacji na świetle czerwonym jest jakościowym kryterium czystości okienek kwarcowych. Wykonane rury laserowe wykazują dobrą trwałość do chwili obecnej /ok. 1000 godzin pracy/.

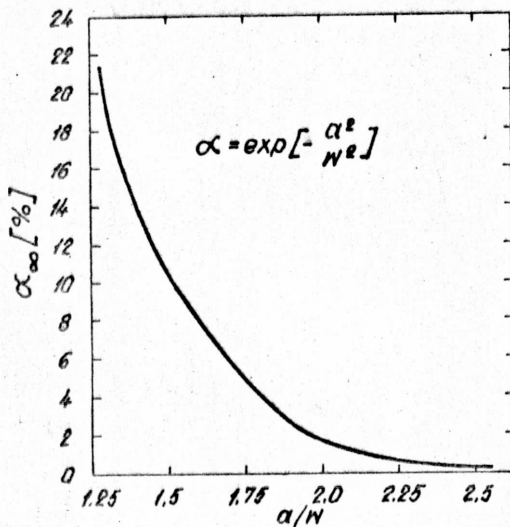
4.2. Dobór wewnętrznej średnicy rury laserowej

Laser He-Ne/CH_4 wymaga pracy w czystym modzie podstawowym TEM_{00} , dlatego średnicę rury należy dobrać tak, by straty dyfrakcyjne dla modów poprzecznych wyższych rzędów uniemożliwiały generację tych modów. Straty dyfrakcyjne α_{00} modu podstawowego o gaussowskim profilu w przekroju poprzecznym $I(r) = I_0 \exp(-r^2/w^2)$, spowodowane przysłonięciem rurą laserową o promieniu a określić można wyrażeniem:

$$\alpha_{00}(a) = \frac{\phi(a, \infty)}{\phi(0, \infty)} = \frac{\int_a^\infty I(r) 2\pi r dr}{\int_0^\infty I(r) 2\pi r dr} = \exp\left(-\frac{a^2}{w^2}\right), \quad (4.1)$$

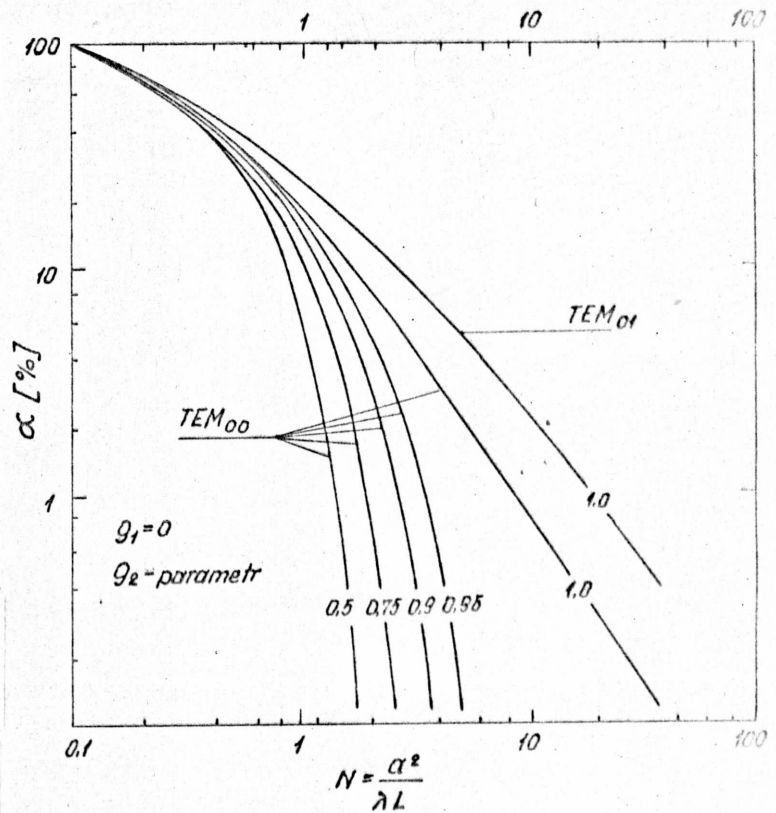
gdzie w - promień wiązki laserowej. Zależność $\alpha_{00}(a)$ przedstawiono na rys. 4.4a. Szacowanie strat dyfrakcyjnych α_{01} dla modu TEM_{01} , który ma największe szanse wzbudzenia się, przeprowadzono na podstawie literaturowych zależności strat dyfrakcyjnych od liczby Fresnela $N = \frac{a^2}{\lambda^2 L}$, charakteryzującej geometrię rezonatora [62]. W badaniach lasera He-Ne/CH_4 autor stosował głównie rezonatory półsemytryczne lub bliskie półsemytrycznych /rozdział 6/, dla których iloczyn unormowanych parametrów krzywizn zwierciadeł

$g_1 \cdot g_2 = (1 - \frac{L}{R_1})(1 - \frac{L}{R_2})$ wahał się w zakresie $0,5 \div 0,9$. Korzystając z wykresów strat dyfrakcyjnych [62] dla półsymetrycznej geometrii



Rys.4.4a
Zależność strat dyfrakcyjnych modu TEM_{00} od promienia rury laserowej.

Rys.4.4b
Zależność strat dyfrakcyjnych modów TEM_{00} i TEM_{01} w funkcji liczby Fresnela N dla półsymetrycznego rezonatora wg [62].



rezonatora /rys. 4.4b/, można oszacować straty α_{01} dyfrakcyjne dla modu TEM_{01} , które dla $N = \frac{a^2}{\lambda L} \approx 1,1$ /w eksperymentach autora $a = 1,5$ mm, $\lambda = 3,39$ μ m, $L = 0,6$ m/ wynoszą $\alpha_{01} \approx 20$ % i przewyższają α_{00} o około 10 %. Nie jest to wystarczające, aby przy bardzo dużym wzmacnieniu lasera mod TEM_{01} mógł być wytłumiony. Dlatego w pierwszych eksperymentach stosowano selekcję modów poprzecznych za pomocą diafragmy o zmiennej aperturze wstawionej we wnętrze rezonatora. Okazało się jednak, że poprzez precyzyjne wyjustowanie rezonatora można laser wzbudzić na modzie podstawowym bez diafragmy; wymaga to tylko wprawy w justowaniu przy jednoczesnej obserwacji krzywej mocy przesuwanym piezoelektrycznym rezonator.

Zagadnienie optymalizacji wewnętrznej średnicy rury lasera jednomodowego było przeprowadzone głównie dla lasera He-Ne 0,63 μ m,

charakteryzującego się małym wzmocnieniem. Smith [63] zaleca empiryczną zależność $a = w\sqrt{5}$. Bloom [64] podaje warunek dla laserów o małym i średnim wzmocnieniu $a = (1,75 \div 2) \cdot w$, toteż dla laserów o dużym wzmocnieniu stosunek a/w może być znacznie zaniżony. Z kolei podawany jest empiryczny warunek wiążący ciśnienie ze średnicą kapilary: według [65] $P_{[Tr]} \cdot 2a_{[mm]} = 4$ oraz według [66]

$P_{[Tr]} \cdot 2a_{[mm]} = 2,9 \div 3,6$. Efektywne promienie wiązek w eksperymentach autora zmieniały się w granicach $w = 0,85 \div 1,3$ mm /rozdział 6/. Na podstawie powyższej analizy przyjęto średnicę kapilary rury wyładowczej lasera $2a = 3$ mm, co odpowiada stratom dyfrakcyjnym $\alpha_{00} \simeq 10\%$ przy $a/w = 1,5$ /rys. 4.4a/. Straty dyfrakcyjne na jeden pełny obieg dla modu TEM_{00} wynoszą $2\alpha_{00}$, co daje w rozważaniach przeprowadzonych w rozdziale 3.3 wartość parametru $\gamma = -\ln(1-2\alpha_{00}) \simeq 0,22$.

4.3. Kryteria doboru wypełnienia rur laserowych mieszaniną helu i neonu

Problematyka wypełnienia laserów He-Ne $3,39 \mu m$ obejmuje w literaturze optymalizację wielomodowych długich laserów o dużych średnicach kapilar pod kątem maksymalizacji mocy wyjściowej [67,42]. Brak jest natomiast danych o optymalnym wypełnieniu laserów jednomodowych. Z nabytych doświadczeń autora oraz danych literaturowych można sformułować trzy podstawowe wymagania stawiane jednomodowym laserom He-Ne $3,39 \mu m$ z wewnętrzną komórką CH_4 odnośnie optymalnego wypełnienia helem i neonem.

1. Natężenie promieniowania I wewnątrz rezonatora powinno być maksymalnie duże, aby zapewnić efektywne wysycenie absorbera. Warunek ten wymagał przebadania mocy wyjściowej lasera w zależ-

ności od ciśnienia całkowitego, ciśnień parcyjnych, składu izotopowego oraz prądu wyładowania /rozdział 4.4/.

2. Wymagana jest praca lasera w obszarze bezszumowym, gdyż nawet dla wystarczająco dużych natężeń I obecność szumów plazmy uwi-
daczna się w skorelowanych z nimi szumach mocy wyjściowej, co
bardzo utrudnia bądź wręcz uniemożliwia badanie zjawiska nasy-
calnej absorpcji /rozdział 4.5/.
3. Najkorzystniejsze warunki pracy lasera He-Ne/CH₄ /szczególnie
przy stabilizacji/ wymagają by centra linii absorpcyjnej ν_{0-}
i emisyjnej ν_{0+} pokrywały się. Przesunięcie centrum ν_{0+} na
 ν_{0-} jest możliwe metodą izotopowego i ciśnieniowego przesunię-
cia linii $3s_2 - 3p_4$ na stabilne centrum linii P(7) CH₄
/rozdział 4.6/.

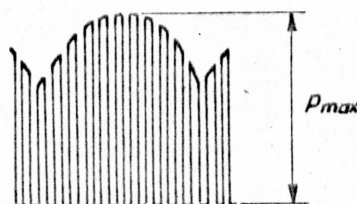
Powyższe wymagania są między sobą ściśle powiązane i optymalne
wypełnienie winno je uwzględniać kompromisowo.

4.4. Badania mocy wyjściowej lasera w zależności od ciśnienia, stosunku ciśnień parcyjnych, składu izotopowego oraz prądu wyładowania

Moc wyjściową lasera mierzono w układzie rezonatora o para-
metrach: $L = 0,6$ m, $R_1 = 1,2$ m, $R_2 = 4,55$ m, $T_1 = 0\%$, $T_2 \approx 20\%$,
z rurą laserową podłączoną do stanowiska próżniowo-dozowniczego
/rys. 4.2/. Dla uzyskania powtarzalnych warunków pomiarowych de-
tektor JnAs (typ J-121D) ustawiony był nieruchomo względem osi zju-
stowanego lasera, a wiązkę modulowano mechanicznym przerywaczem.
Laser ten spełnia warunki pracy jednomodowej gdy mod podłużny znaj-
duje się w okolicach centrum linii wzmocnienia. Aby pozbyć się
niejednoznaczności w pomiarze mocy spowodowanych głównie termicz-
nym przestrajaniem się lasera, długość rezonatora przestrajano

przesuwnikiem piezoelektrycznym, do którego przykładano wzmocnione z podstawy czasu oscyloskopu napięcie piłokształtne /rys. 4.2/, zapewniając przestrajanie rezonatora o $\Delta L > \frac{\lambda}{2}$, co pozwalało obserwować krzywą mocy wyjściowej lasera /rys. 4.5/. Przy tak ustalonych warunkach pomiarowych dokonano serii pomiarów mocy wyjściowej lasera dla różnych składów izotopowych, stosunków ciśnień parcjalnych, ciśnień całkowitych w zależności od prądu wyładowania

Rys.4.5.
Sposób określania mocy wyjściowej lasera przestrajanego przesuw-
nikiem piezoelektrycznym z przerywaniem
wiązki.

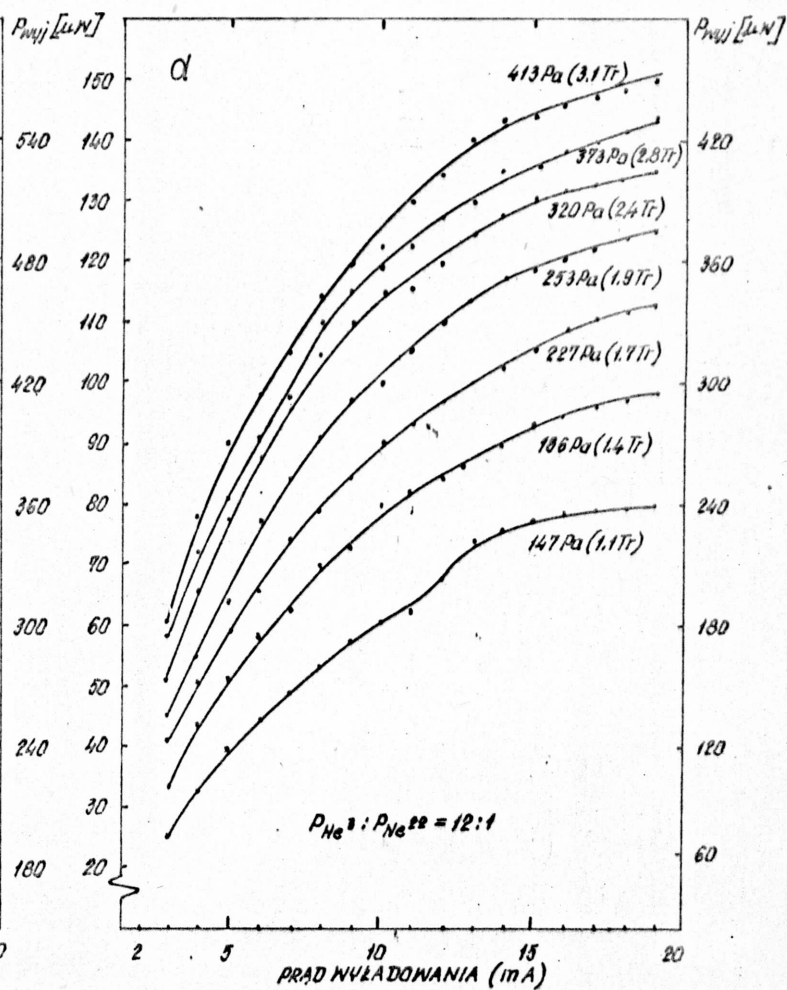
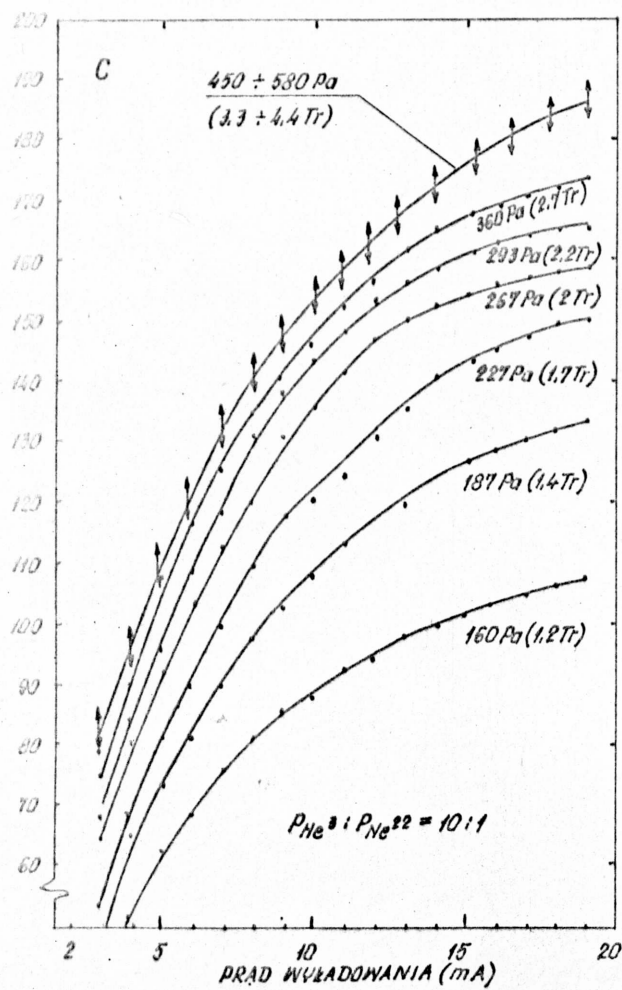
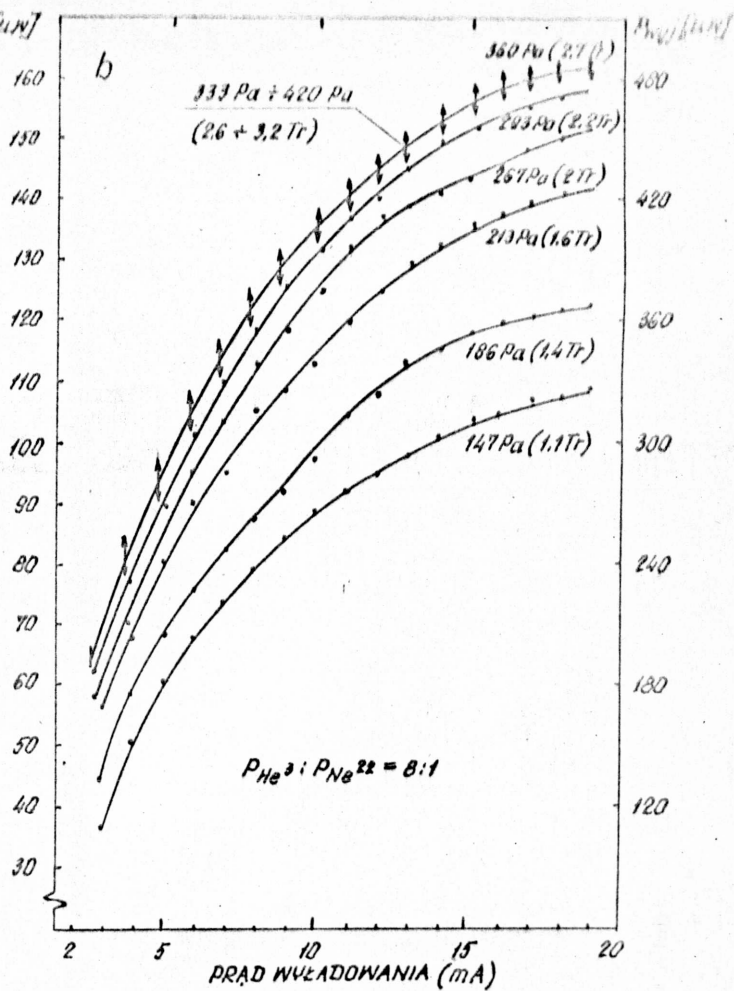
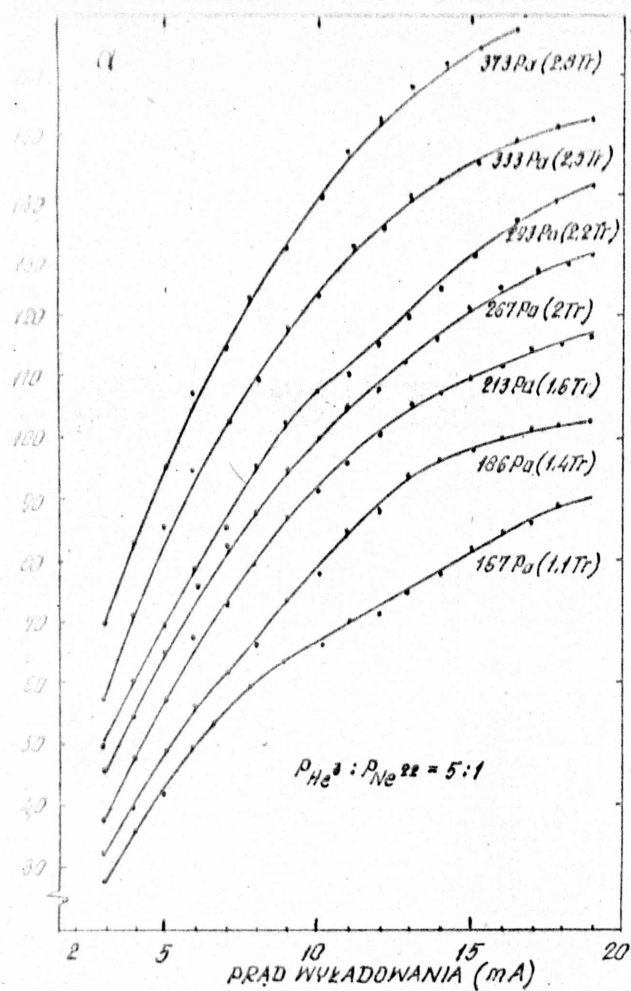


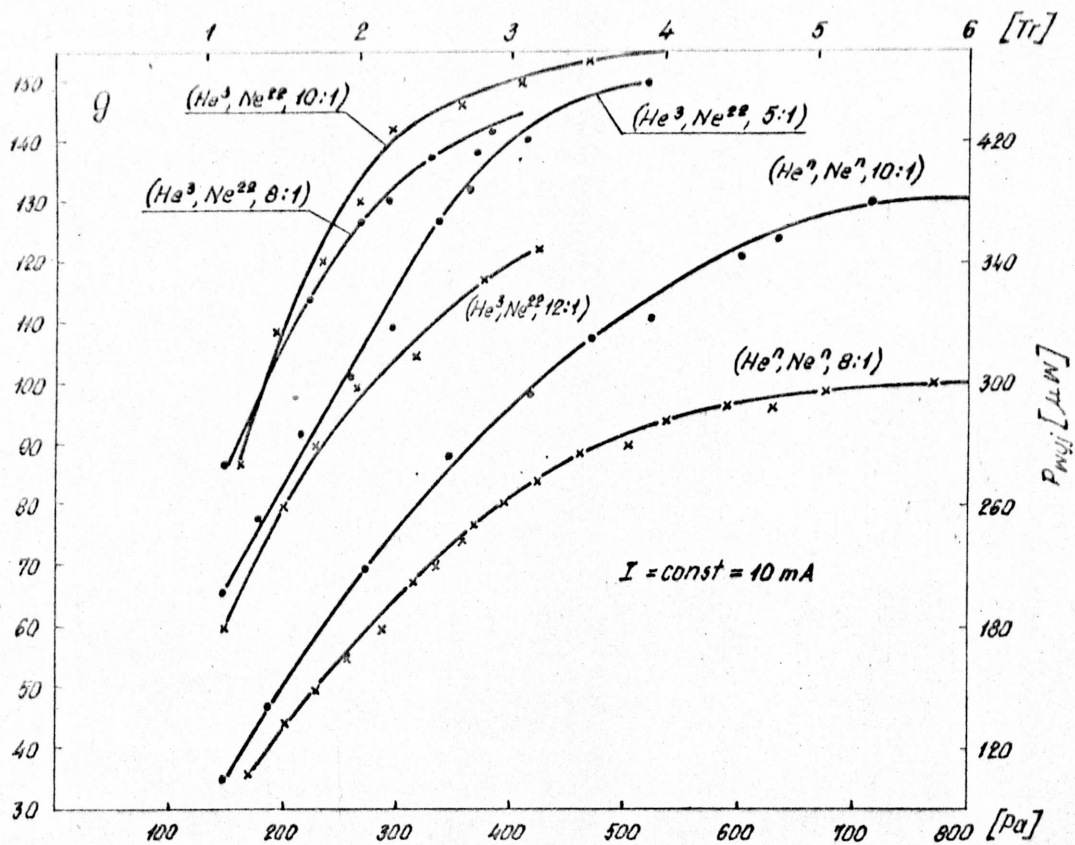
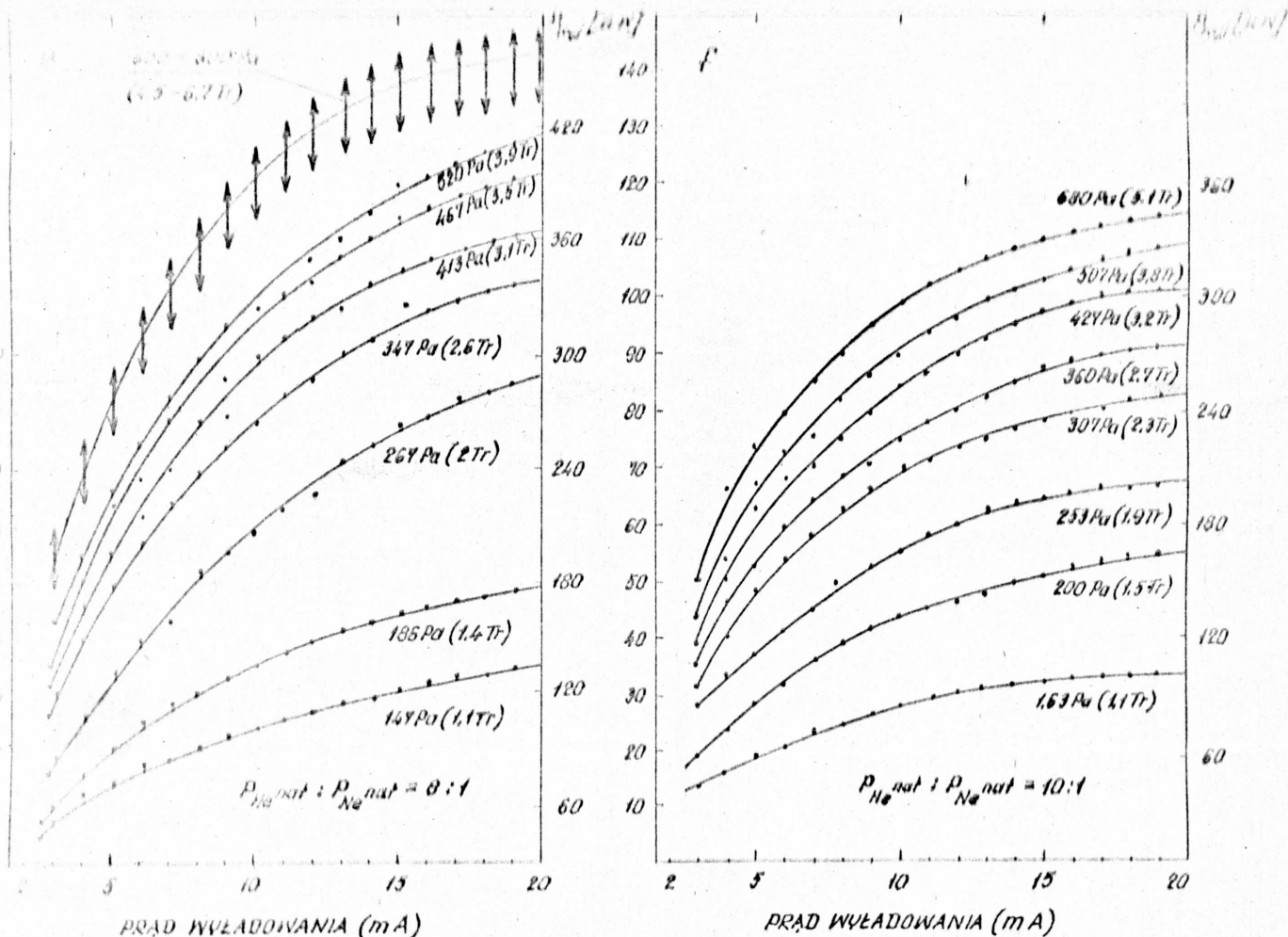
/rys. 4.6a - 4.6f/. Przeprowadzone badania pozwoliły sformułować dwa istotne wnioski:

1. Użycie izotopu He^3 istotnie zwiększa moc wyjściową lasera, co jest dobrze znane z literatury [69]. Z porównania mocy uzyskanych w tych samych warunkach ciśnienia i ciśnień parcjalnych* wynika, że moce uzyskiwane przy użyciu izotopu He^3 są średnio o 50 ÷ 80 % większe niż przy stosowaniu neonu naturalnego.
2. Maksymalne moce w zakresie stosowanych prądów wyładowania**
 $i = 2 \div 20$ mA odpowiadają stosunkowi ciśnień parcjalnych
 $P_{\text{He}^3} : P_{\text{Ne}^{22}} \approx 10:1$ co dobrze ilustrują zebrane na rys. 4.6g izoprądowe charakterystyki mocowo-ciśnieniowe wykreślone na podstawie zależności z rys. 4.6a-f.

* Laser wypełniony He^n i Ne^{22} wykazuje podobne charakterystyki mocowo-prądowe jak dla mieszaniny He^n i Ne^n .

** Pomiarów mocy lasera dokonywano tylko w zakresie wzrastającej charakterystyki mocowo-prądowej, ponieważ wyższym prądom odpowiada duży poziom szumów w mocy wyjściowej co czyni, że obszar ten jest nieprzydatny dla identyfikacji zjawiska nasycalnej absorpcji.





Rys.4.6. Wyniki pomiarów mocy wyjściowej skonstruowanych laserów He - Ne $3,39 \mu\text{m}$ w zależności od ciśnienia, składu izotopowego, stosunku ciśnień parcyjnych oraz prądu wyładowania.

4.5. Badania szumów plazmy wyładowczej rur laserowych

W trakcie pomiarów mocy wyjściowej lasera mierzono równocześnie wartości prądów przy których pojawiają się szумы plazmy wyładowczej. Pojawianie się szumów obserwowano w mocy wyjściowej obserwując sygnał detektora oraz w prądzie wyładowania obserwując spadek napięcia na oporniku katodowym włączonym szeregowo z rurą laserową. Wyznaczono w ten sposób charakterystyczne obszary pracy rury wyładowczej [58,59]:

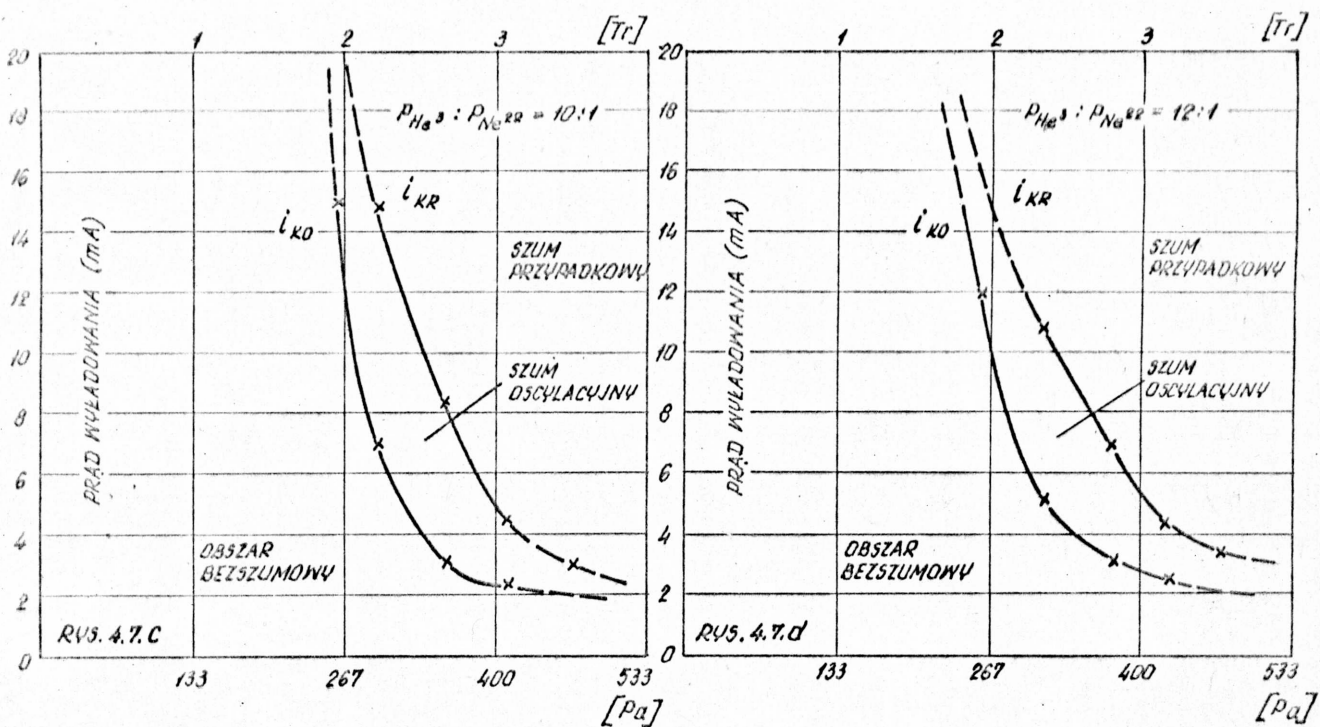
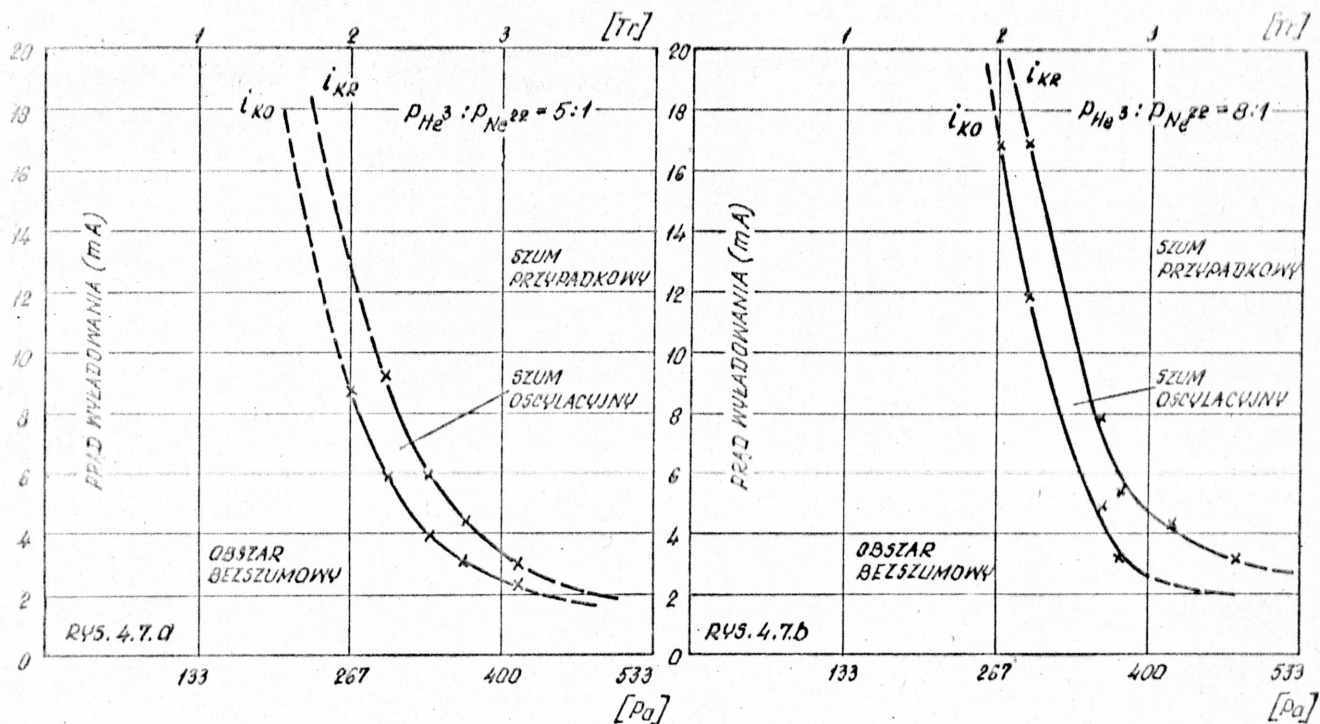
1. Obszar pracy bezszumowej /free noise/.
2. Obszar szumów oscylacyjnych /oscillating noise/ zmienny pojawianiem się w plazmie przy pewnym prądzie krytycznym i_{ko} składowych oscylacyjnych prądów /zwykle na częstotliwościach kilkadziesiąt - kilkaset kHz/, a spowodowanych powstawaniem w wyładowaniu jarzeniowym fal plazmy /moving striations/ [70].

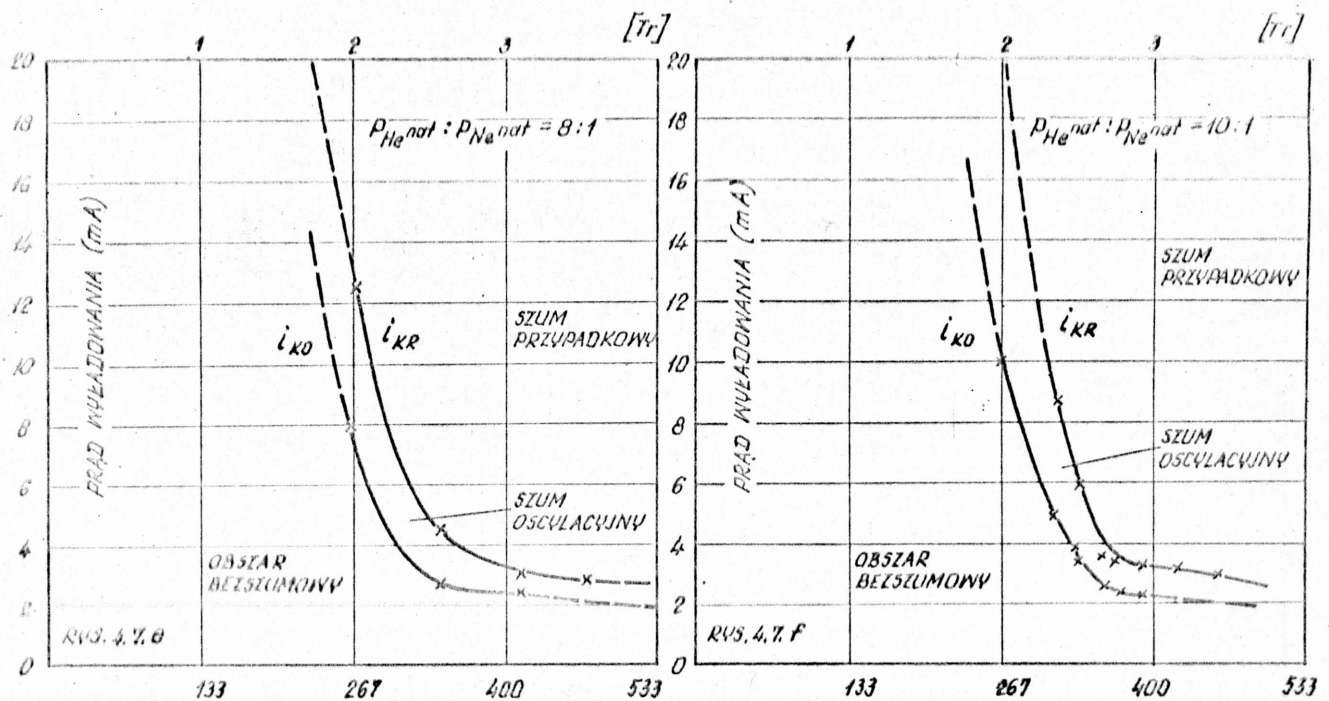
Na oscylacje plazmy wpływa wiele czynników takich jak:

a/ tendencje plazmy do rozwarstwiania się, b/ rozmiary poświaty dodatniej, c/ zaburzające procesy w obszarze przykatodowym spowodowane zanieczyszczeniami, d/ parametry zewnętrznego układu elektrycznego [71].

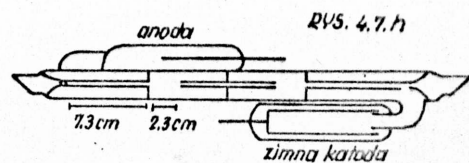
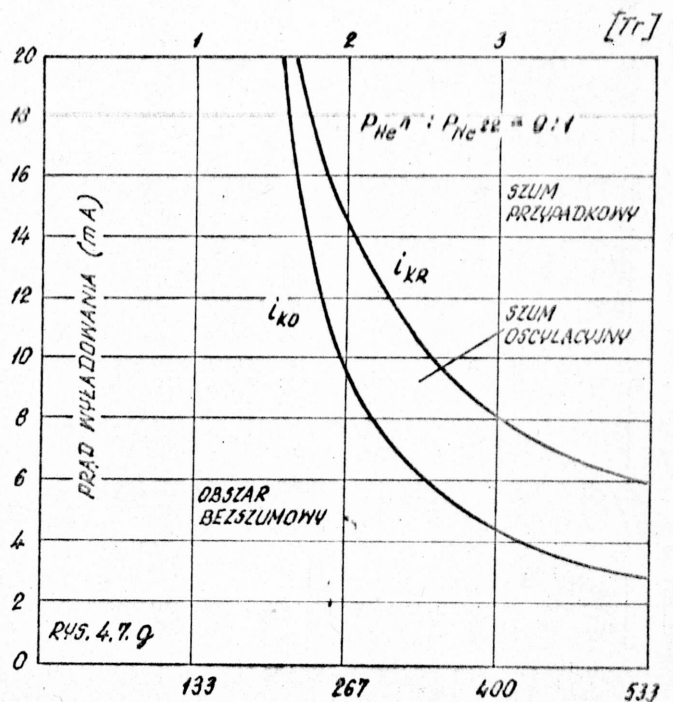
3. Obszar szumów przypadkowych /random noise/ powyżej prądu krytycznego i_{kr} , charakteryzujący się ciągłym widmem szumów w pasmie do kilku MHz [72,73].

Wyniki pomiarów prądów krytycznych i_{ko} /szумы oscylacyjne/ oraz i_{kr} /szумы przypadkowe/ przedstawiono w postaci serii wykresów na rys. 4.7a-f. Dodatkowo na rys. 4.7g przedstawiono wyniki pomiarów prądów krytycznych bezszumowej rury wyładowczej z dzieloną kapilarą /rys. 4.7h/ zastosowanej przez Ohi i Akimoto [74] do stabilizacji lasera He-Ne/CH₄ / $l_+ = 0,27$ m, $2a = 3$ mm/. Rury wyładow-

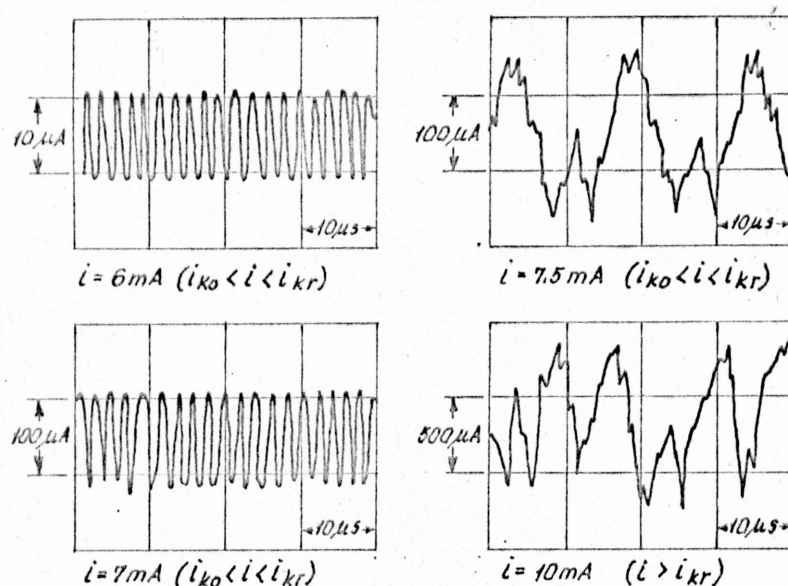




Rys.4.7.
a-f — Zależność krytycznych prądów i_{ko} oraz i_{kr} w zależności od ciśnienia, składu izotopowego i stosunku ciśnień parcyjnych mieszaniny He-Ne lasera He-Ne 3,39 μm
g — Charakterystyki prądów krytycznych bezszumowej rury laserowej według [74]
h — Konstrukcja bezszumowej rury laserowej według [74]



cze wykonane przez autora, mimo prostej konstrukcji kapilary wykazują porównywalne z przytoczoną konstrukcją japońską własności szumowe*. Po zatopieniu rur laserowych i kilkadziesiąt godzinach pracy okazało się, że wartości prądów krytycznych zmniejszyły się i dla wypełnienia $\text{He}^3 : \text{Ne}^{22} = 10 : 1$ przy $p = 293 \text{ Pa} / 2,2 \text{ Tr}$ wynosiły: $i_{ko} = 6 \text{ mA}$ i $i_{kr} = 8 \text{ mA}$ /przed zatopieniem $i_{ko} = 7 \text{ mA}$, $i_{kr} = 15 \text{ mA}$ - rys. 4.7c/. Spowodowane jest to wpływem pojawiających się z czasem zanieczyszczeń, wzmagających perturbacyjne procesy głównie w obszarze przykatodowym [75]. Na rys. 4.8 przedstawiono oscylogramy składowych fluktuacyjnych prądu wyładowania dla różnych obszarów szumowych.



Rys.4.8.

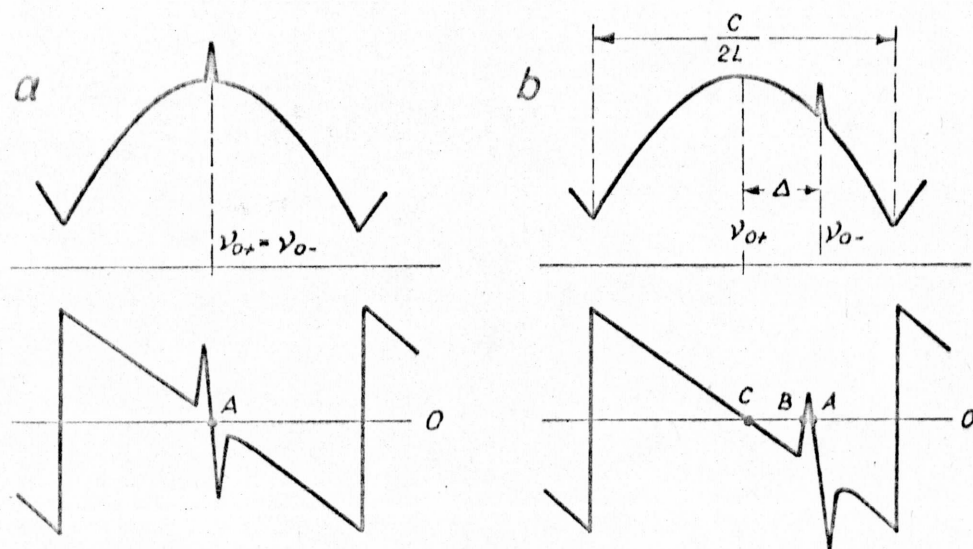
Przykłady oscylogramów przedstawiających fluktuacje prądu wyładowania lasera w obszarze szumów oscylacyjnych (a,b) oraz w obszarze szumów przypadkowych (c,d) .

* Dla bezszumowych rur z dzieloną kapilarą własnej konstrukcji /rys. 4.1/ zmierzone prądy krytyczne wynosiły $i_{ko} \approx 12 \text{ mA}$, nie mogły być one jednak stosowane z przyczyn omówionych w rozdziale 4.1. Obecnie po regeneracji własności szumowe tych rur są badane i będą opublikowane.

4.6. Izotopowe i ciśnieniowe przesunięcie centrum krzywej wzmocnienia linii $3s_2 - 3p_4$ względem centrum linii absorpcyjnej $P(7)$ metanu

Istotnym zagadnieniem w układzie stabilizacji częstotliwości lasera He-Ne/CH₄ jest spełnienie wymogu, aby centra linii absorpcyjnej ν_{0-} i linii wzmocnienia ν_{0+} pokrywały się. Jest to warunek, którego spełnienie znacznie ułatwia stabilizację lasera na centrum pików absorpcyjnego, gdyż pętla sprzężenia zwrotnego stabilizująca długość rezonatora na punkt, gdzie pochodna mocy wyjściowej lasera jest równa zero, identyfikuje tylko jeden taki punkt A /rys. 4.9a/. Gdy pik absorpcyjny znajduje się na zboczu krzywej wzmocnienia /rys. 4.9b /, pochodna lorentzowskiego kształtu pików nakłada się na pochodną gaussowskiego kształtu krzywej mocy, co daje tak zwany efekt tła /background effect/. Wówczas istnieją trzy punkty A, B i C, gdzie pochodna mocy wyjściowej zeruje się, co stwarza możliwość przeskoku pracy lasera z punktu A do punktu C odpowiadającemu wierzchołkowi krzywej wzmocnienia /punkt B jest punktem niestabilnym/, a ponadto punkt A nie pokrywa się z centrum pików absorpcyjnego /zagadnienie to zostało szczegółowo omówione w rozdziale 9.3/. Efektu tła można pozbyć się stosując analizę trzeciej pochodnej krzywej mocy [76,77] jednak uzyskuje się wówczas gorsze wyniki stałości częstotliwości [78] ze względu na znacznie mniejszą czułość tej metody oraz konieczność stosowania dużych dewiacji częstotliwości. Przesunięcia krzywej wzmocnienia na centrum pików absorpcyjnego można dokonać stosując odpowiednio duże ciśnienia mieszaniny helowo-neonowej [79], przy czym znacznie łatwiej można przesunąć ciśnieniowo krzywą wzmocnienia izotopu Ne²² w porównaniu z Neⁿ [80], wykorzystując izotopowe przesunięcie

linii Ne^{22} względem Ne^{20} /lub Ne^n /, które wynosi około 60 MHz [81] w kierunku centrum linii P (7) metanu ($\nu_{0-} \rightarrow \nu_{0+}$) .



Rys.4.9. Ilustracja wpływu efektu tła na przebieg pierwszej pochodnej piku absorpcyjnego.

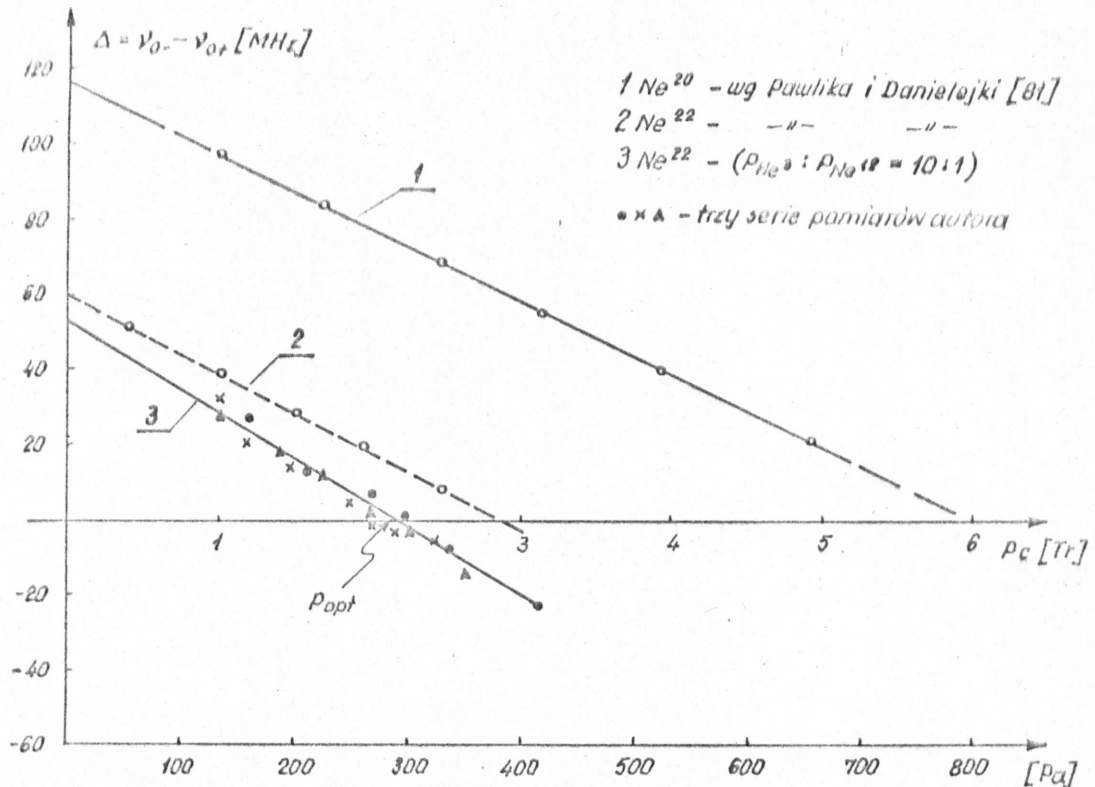
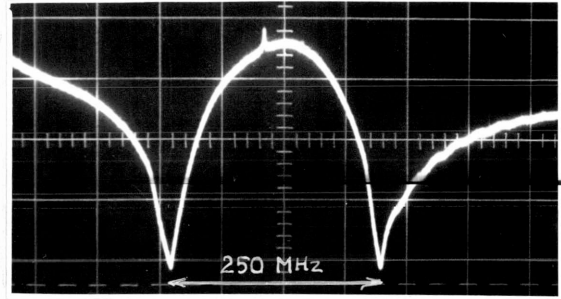
Pokrywanie się centrów linii absorpcyjnej i wzmocnienia ma jeszcze jedną ważną zaletę: w centrum linii wzmocnienia moc jest największa, a więc wysycenie absorbera jest również największe.

Autor przeprowadził serie pomiarów ciśnieniowego przesunięcia częstotliwości ν_{0+} krzywej $3s_2 - 3p_4$ Ne^{22} względem centrum piku absorpcyjnego ν_{0-} . Badania przeprowadzone zostały dla wcześniej ustalonego optymalnego stosunku ciśnień parcyjnych izotopów $\text{He}^3 : \text{Ne}^{22} = 10 : 1$ /rozdz. 4.4/. Pomiaru przesunięcia $\Delta = \nu_{0-} - \nu_{0+}$ dokonywano metodą obserwacji na oscyloskopie krzywej mocy z pikiem absorpcyjnym przy liniowym przestrajaniu wnęki rezonatora, a zasadę pomiaru pokazano na oscylogramie z rys. 4.10. Wyniki pomiarów przesunięcia Δ w funkcji ciśnienia pokazano na rys. 4.11, gdzie dodatkowo podano wyniki przesunięć Δ Pawlika i Danilejki [81] dla izotopów Ne^{20} i Ne^{22} . W ciśnieniowym przesunięciu linii $3s_2 - 3p_4$ najistotniejszą rolę odgrywa ciśnienie helu.

Rys.4.10.

Oscylogram krzywej mocy wyjściowej z piktem absorpcyjnym lasera He-Ne/CH₄ ilustrujący zasadę pomiaru przesunięcia $\Delta = \nu_0 - \nu_{0f}$

Zdjęcie oscylogramu wykonano dla $p_{He}:p_{Ne} = 10:1$, $p_0 = 160$ Pa (1,2 Tr), $\Delta = 25$ MHz



Rys.4.11. Zależność przesunięcia Δ od ciśnienia centrum krzywej wzmocnienia neonu względem centrum krzywej absorpcji metanu.

Według Bałakina i innych [68] ciśnieniowe przesunięcie centrum linii $3s_2 - 3p_4$ jest sumą parcjalnych udziałów helu i neonu i wynosi:

$$\frac{\partial \Delta}{\partial p_{He^3}} = (22 \pm 2) \frac{\text{MHz}}{\text{Tr}} = (167 \pm 15 \frac{\text{kHz}}{\text{Pa}}), \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial \Delta}{\partial p_{Ne^{22}}} = (11 \pm 2) \frac{\text{MHz}}{\text{Tr}} = (83 \pm 15 \frac{\text{kHz}}{\text{Pa}}) \quad (4.3)$$

Nie zależy ono od użytego izotopu helu. Dlatego dla różnych ciśnień całkowitych i stosunków ciśnień parcjalnych nachylenia $\frac{\partial \Delta}{\partial p_c}$ są różne*, jak również różne będą ciśnienia p_{opt} dla których:

$$\Delta = \nu_{o-} - \nu_{o+} = 0 \quad (4.4)$$

W eksperymencie autora $\frac{\partial \Delta}{\partial p_c} = 23,5 \text{ MHz/Tr} = 176 \text{ kHz/Pa}$.

Dla stosunku $\text{He}^3:\text{Ne}^{22} = 10:1$, obliczone z (4.2) i (4.3) nachylenie $\frac{\partial \Delta}{\partial p_c}$ wynosi:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta}{\partial p_c} &= \frac{\partial \Delta}{\partial (p_{\text{He}^3} + p_{\text{Ne}^{22}})} = \frac{\partial \Delta}{\partial p_{\text{He}^3}} \cdot \frac{\partial p_{\text{He}^3}}{\partial p_c} + \frac{\partial \Delta}{\partial p_{\text{Ne}^{22}}} \cdot \frac{\partial p_{\text{Ne}^{22}}}{\partial p_c} = \\ &= 22 \left[\frac{\text{MHz}}{\text{Tr}} \right] \cdot 0,9 + 11 \left[\frac{\text{MHz}}{\text{Tr}} \right] \cdot 0,1 = 20,9 \left[\frac{\text{MHz}}{\text{Tr}} \right] = 157 \left[\frac{\text{kHz}}{\text{Pa}} \right], \end{aligned} \quad (4.5)$$

co dość dobrze zgadza się z eksperymentalnymi wynikami autora.

Zasadniczym celem eksperymentu było znalezienie optymalnego ciśnienia p_{opt} , przy którym $\Delta = 0$; z pomierzonej zależności

$\Delta = f(p_c)$, wynosi ono $p_{opt} = 280 \pm 15 \text{ Pa} / 2,1 \pm 0,1 \text{ Tr/}$.

Stosowanie izotopu Ne^{20} lub neonu naturalnego wymaga dla spełnienia warunku (4.4) wypełnienia rury wysokimi ciśnieniami

$p_c > 1000 \text{ Pa}$ [7,82]. Z kolei wysokim ciśnieniom towarzyszy bardzo niski prób generacji szumów plazmy i wiąże się z koniecznością stosowania małych prądów wyładowania. Na przykład w eksperymencie Hellwiga i innych [83] $i_{kr} \approx 2 \text{ mA}$, przy $\text{He}^3:\text{Ne}^{20} = 24:1$, $p_c = 5 \text{ Tr}$.

Wyniki badań przedstawione w rozdziałach 4.4, 4.5 i 4.6 pozwoliły ustalić optymalny skład i ciśnienie mieszaniny helowo-neonowej. Rury laserowe zostały wypełnione izotopami He^3 i Ne^{22} w stosunku 10:1 ciśnieniem całkowitym $p_c = 293 \text{ Pa}$ (2,2 Tr).

* Wyjaśnia to rozbieżności w wynikach uzyskanych przez autora i badaczy radzieckich rys. 4.1, którzy nie podali stosunku ciśnień parcjalnych przy pomiarze Δ , a którzy zapewne stosowali mieszaninę o stosunku $p_{\text{He}}:p_{\text{Ne}} > 10:1$ i uzyskali większe przesunięcie Δ ze względu na większą ilość helu.

4.7. Komórki absorpcyjne

Podstawowymi parametrami konstrukcyjnymi komórek absorpcyjnych są długość l i średnica d . Główną przesłanką dla określenia średnicy wewnętrznej komórki jest warunek, aby średnia droga swobodna $\lambda_0 \ll d$, co wiąże się z minimalizacją poszerzającego wpływu zderzeń cząsteczek ze ściankami kuwety $\Delta\nu_{zdk}$ na szerokość jednorodnej linii metanu $\Delta\nu_h$, opisanego zależnością (3.21). Długość drogi swobodnej wg [39] wynosi:

$$\lambda_0 = \frac{30,6 T}{p [Pa] \sigma_{zd}^2 [m]} \cdot 10^{-26} [m] \quad (4.6)$$

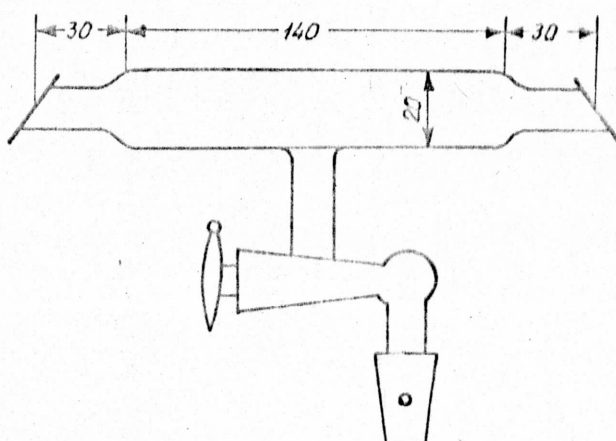
gdzie $\sigma_{zd} = 4,1 \cdot 10^{-10} m$ - przekrój czynny cząsteczki CH_4 na zderzenia [39]. W zakresie stosowanych ciśnień metanu $p = 0,6 - 10,5 Pa$ /5 - 80 Tr/ długość drogi swobodnej zmienia się odpowiednio $\lambda_0 = 8 - 0,5 mm$. Przyjęcie średnicy $d = 20 mm$ spełnia warunek $d > \lambda_0$, daje małe poszerzenie $\Delta\nu_{zdk} \approx 5 kHz$ /rozdział 3.5/, które jest małe w porównaniu z poszerzeniem spowodowanym skończonym czasem przelotu cząsteczki $\Delta\nu_v$ oraz poszerzeniem geometrycznym $\Delta\nu_g$.

Długość komórki absorpcyjnej zdeteminowana jest dwoma warunkami:

- a/ ograniczoną długością rezonatora ze względu na pracę jednomodową lasera He-Ne/ CH_4 ,
- b/ niezbędną długością dla uzyskania wysycenia absorbera w zakresie uzyskanych natężeń promieniowania wewnątrz rezonatora $I \approx 1 mW/mm^2$, którą praktycznie można było oszacować na podstawie danych literaturowych dotyczących podobnych konstrukcji [83,84].

Zakładając długość rezonatora $L = 0,6 m$ i używając rury wydowej o $l_+ = 0,27 m$ /długość całej rury laserowej wynosiła $0,32 m$ /,

ustalono długość komórki absorpcyjnej $l = 0,2$ m. Takie proporcje geometryczne pozwalały porównać własnoscí lasera He-Ne/CH₄ z innymi podobnymi konstrukcjami innych autorów. Schemat komórki absorpcyjnej przedstawiono na rys. 4.12.

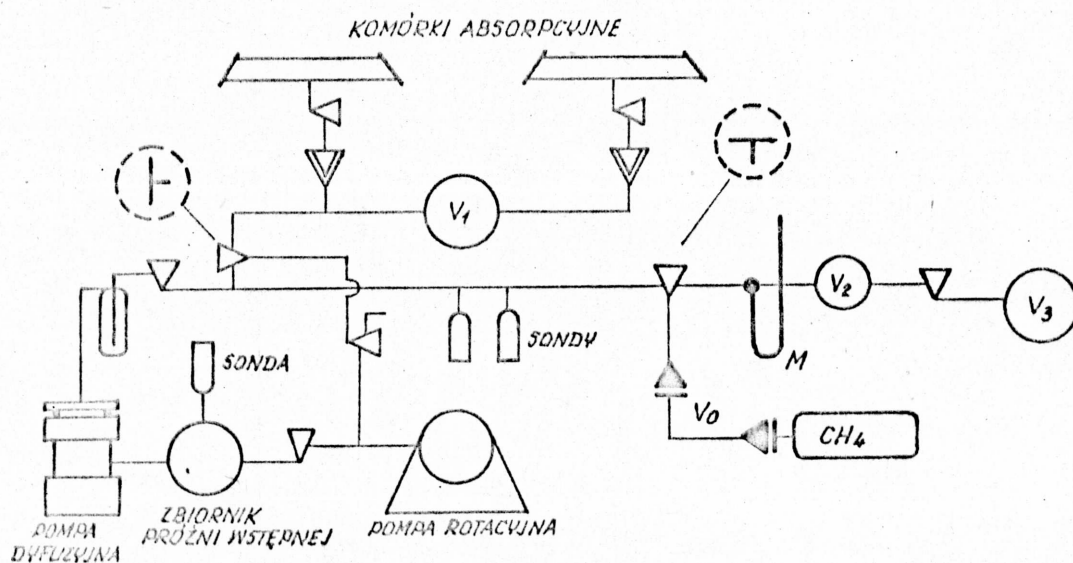


Rys. 4.12.
Komórka absorpcyjna

W celu napełnienia komórek metanem pod niskim ciśnieniem zaprojektowano i wykonano aparaturę próżniowo-dozującą* /rys. 4.13/. Aby uzyskać czystość metanu około 99 % w komórkach, cała aparatura dozownicza była odpompowywana do ciśnienia $2 \cdot 10^{-3}$ Pa / $1,5 \cdot 10^{-5}$ Torr/, a komórki wygrzewane były do temp. ok. 360 K i poddawane czyszczeniu jonizującemu iskrownikiem Tesli. Napełnianie komórek z wysokociśnieniowej butli realizowano poprzez czterokrotne rozprężanie gazu /rys. 4.13/, kolejno do objętości V_0 , V_2 , V_2+V_3 , V_2 , V_2+V_1 . Ponieważ wstępnie wyskalowano stosunki rozprężania $V_3:V_2$ oraz $V_1:V_2$, można napełnić

* Aparatura próżniowo-dozująca do napełniania komórek absorpcyjnych została wykonana wspólnie z mgr E. Plińskim i dr E. Matrasem jako uniwersalny zestaw do napełniania komórek metanem, sześciofluorkiem siarki oraz jodem do trzech podstawowych układów laserów stabilizowanych - He-Ne/CH₄, CO₂/SF₆ oraz He-Ne/J₂.

komórki z dokładnością do 5 %, dozując wstępnie z V_0 do V_2 odpowiednią ilość metanu, którego ciśnienie przed rozprężeniem odczytywano na manometrze M . Dla kontroli ciśnienia metanu zainstalowano sondę oporową /PMT-2/, wyskalowaną dla metanu próżniomierzem Mc Leoda. Ze względu na duże rozrzuty pomiarów ciśnienia sondą oporową, stanowiła ona tylko element kontrolny ciśnienia.



Rys.4.13. Schemat aparatury próżniowej do napełniania metanowych komórek absorpcyjnych.

Rozdział 5. OPTYCZNE, ELEKTRONICZNE I MECHANICZNE

ELEMENTY LASERA He-Ne/CH₄

W niniejszym rozdziale przedstawiono konstrukcje wykonanego osprzętu laserów He-Ne/CH₄, niezbędnego dla badania i stabilizacji laserów. Przedstawiono układ zasilania laserów wraz z układem stabilizacji prądu wyładowania, konstrukcję mechaniczną rezonatora, konstrukcję przesuwników piezoelektrycznych wraz z układami zasilania, oraz technologię transmisyjnych zwierciadeł laserowych. Omówiono sposób detekcji promieniowania laserów. W większości przypadków elementy te zostały wykonane samodzielnie przez autora, często wzorując się na układach opracowanych w Laboratorium Techniki Laserowych Instytutu Telekomunikacji i Akustyki.

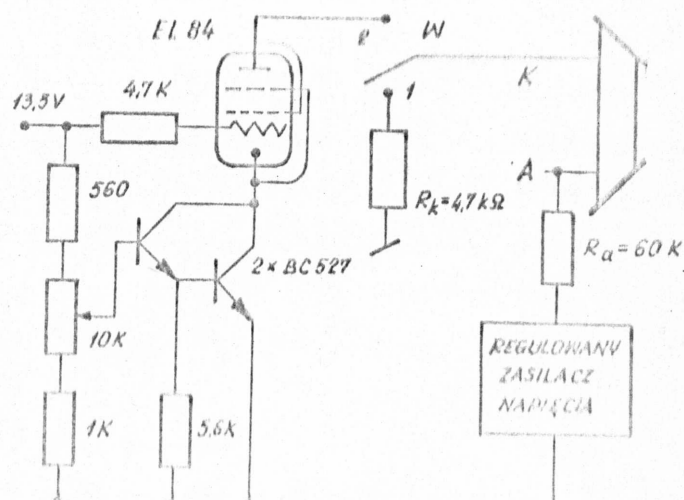
5.1. Układ zasilania laserów

Układ zasilania rur laserowych przedstawiono na rys. 5.1. Zastosowano konwencjonalne zasilacze z regulacją napięcia i filtracją tętnień. Opornik anodowy $R_a = 60 \text{ k}\Omega$ optymalizowano ze względu na minimum szumów plazmy w zakresie oscylacyjnym, zgodnie z zasadą, by dynamiczna ujemna oporność rury laserowej R_d , która dla $i = 3 \text{ mA}$ wynosiła $R_d \simeq - 50 \text{ k}\Omega$, była co do wartości bezwzględnej nieco mniejsza od oporności anodowej R_a [85,86]. W obszarze bezszumowym niestabilność prądu nie przekraczała 5 %. Tak duży poziom fluktuacji prądu objawiał się dużymi skorelowanymi z prądem fluktuacjami mocy wyjściowej. Długoterminowa niestabilność mocy wyjściowej lasera wynosiła około 5 % /rys. 5.2/.

Rys.5.1.

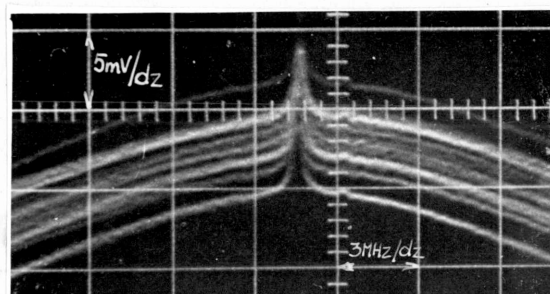
Układ zasilania rury wyładowczej lasera He-Ne/CH₄

Przełącznik W w poł.1 - zasilanie bez stabilizacji prądu wyładowania
Przełącznik W w poł.2 - zasilanie ze stabilizacją prądu wyładowania



Rys.5.2.

Oscylogram dwunastu ekspozycji mocy wyjściowej z pikem absorpcyjnym przedstawiający fluktuacje mocy lasera bez stabilizacji prądu (czas przemiatania - 0,1 s ekspozycje wykonane co 1s).



Fluktuacje mocy lasera można podzielić na dwie zasadnicze klasy, w zależności od ich źródła:

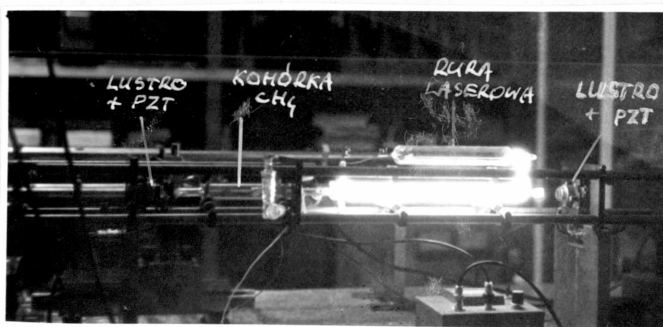
- a/ fluktuacje poprzeczne mocy - spowodowane niestabilnością długości rezonatora; są one skorelowane z fluktuacjami częstotliwości lasera,
- b/ fluktuacje podłużne mocy - spowodowane ogólnie fluktuacjami wzmocnienia ośrodka laserowego, na co główny wpływ mają fluktuacje prądu i plazmy wyładowczej.

Duża korelacja między fluktuacjami prądu i fluktuacjami mocy w skonstruowanych laserach ma swoją przyczynę w generacji laserów na wzrastającej części charakterystyki mocowo-prądowej /rozd.4.4/

W celu zredukowania wpływu fluktuacji prądu na moc wyjściową lasera zastosowano układ stabilizacji i regulacji prądu przedstawiony na rys. 5.1.* Stosowanie tego układu pozwoliło zmniejszyć długoterminową niestabilność prądu i mocy wyjściowej odpowiednio do 0,1 % i 0,5 %.

5.2. Mechaniczna konstrukcja rezonatora

Konstrukcję mechaniczną rezonatora /rys. 5.3/ stanowią cztery pręty inwarowe umocowane w stalowych odstępnikach, w których umocowano lekkie zawieszenia przesuwników piezoelektrycznych z lustrami.** Rury laserowe i komórki absorpcyjne umocowano w uchwytych zapewniających proste ich justowanie w rezonatorze. Do prętów inwarowych przykręcano oprawki z płytkami klinowymi lub płasko-równoległymi w celu wyprzęgania mocy z wnętrza rezonatora.



Rys.5.3. Zdjęcie lasera He-Ne/CH₄

* Układ ten zaprojektowano wzorując się na układzie stabilizacji prądu lasera CO₂ wg dr W.Michalskiego

** Zawieszenia przesuwników z lustrami wzorowane są na konstrukcji jednomodowego lasera He-Ne 0,63 μ m projektu prof.Z.Godzińskiego.

5.3. Przesuwniki piezoelektryczne i ich zasilanie

Przesuwniki piezoelektryczne są niezbędnymi elementami układów stabilizacji częstotliwości laserów i nieliniowej spektroskopii laserowej. Ze względu na brak możliwości zakupu przesuwników, autor przeprowadził obszerny cykl badawczy własności krajowej piezoceramiki, takich jak: moduły piezoelektryczne /w układzie interferometru Michelsona/, nieliniowość, przekosy, współczynnik termiczny modułu piezoelektrycznego [87], oraz wykonał szereg pierścieniowych przesuwników piezoelektrycznych. Wykorzystuje się tu odwrotny efekt piezoelektryczny [88]:

$$S_i = d_{ki} E_k \quad (i=1,2,\dots,6, \quad k=1,2,3) \quad (5.1)$$

gdzie S - mechaniczna deformacja, d - moduł piezoelektryczny, E - zewnętrzne przyłożone pole elektryczne. W skonstruowanych przesuwnikach wykorzystano efekt wydłużenia elementu piezoelektrycznego wzdłuż przyłożonego pola elektrycznego /tzw. efekt piezoelektryczny podłużny/ o którego wielkości decyduje moduł piezoelektryczny d_{33} . Konstrukcję przesuwnika stanowi stos sklejonych pierścieni piezoceramicznych pracujących grubościowo i połączonych elektrycznie równolegle /rys. 5.4/. Czułość napięciową

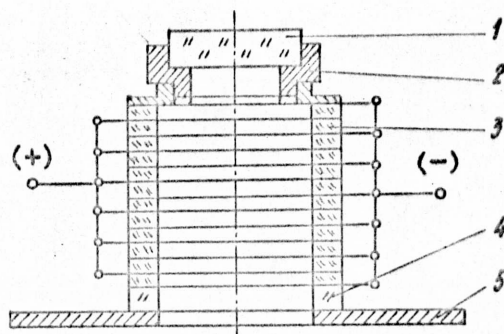
$S_u = \frac{\Delta L}{U}$, definiowaną jako stosunek przemieszczenia ΔL wzdłuż osi przesuwnika do napięcia U wywołującego to przemieszczenie, można dobierać poprzez sklejanie odpowiedniej ilości pierścieni. W skonstruowanych laserach He-Ne/CH₄ zastosowano przesuwniki dwunastoelementowe wykonane z ceramiki PPN*, która charakteryzuje się dobrą symetrią wydłużenia przy zmianie polaryzacji pola elektrycznego, dużym modułem $d_{33} \approx 350 \cdot 10^{-12}$ m/V

* Ceramika oparta na roztworach stałych tytano-cyrkonianu ołowiu typu $PbZr_xTi_{1-x}O_3$ produkowana w Zakładach Ceramiki Radiowej "Cerad" w Warszawie.

nieliniowością mniejszą od 5% /w zakresie natężenia pola $E = 2 \cdot 10^5$ V/m /oraz bardzo małymi przekosami. Pojemność statyczna skonstruowanych przesuwników wynosi $C_0 \approx 6,5$ nF.

Rys. 5.4. Przekrój przesuwnika piezoceramicznego

- 1 - lustro laserowe
- 2 - oprawka lustra
- 3 - pierścień piezoceramiczny
- 4 - pierścień alundowy
- 5 - płytka mocująca

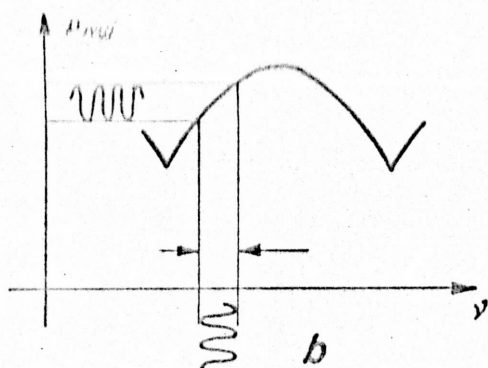
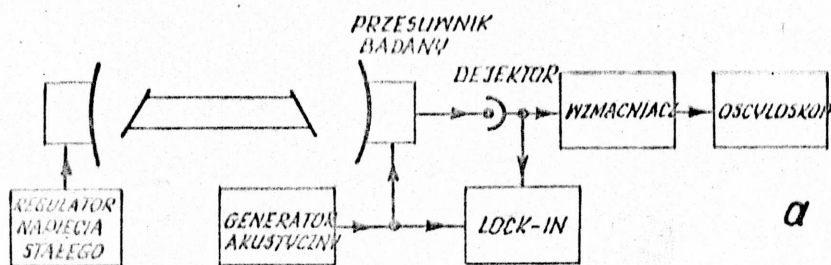


Do analizy mocy wyjściowej lasera jednomodowego niezbędne jest aby przesuwnik zapewniał translację lustra wzdłuż osi rezonatora co najmniej o $\Delta L = \lambda/2$. Wykonane przesuwniki wykazywały przeciętnie czułość napięciową $S_u = 4 - 45 \mu\text{m/kV}$ co przy przestrajaniu rezonatora napięciem piłkowształtnym o amplitudzie 1 kV zapewniało analizę ponad dwóch krzywych mocy lasera He-Ne $3,39 \mu\text{m}$.

Na rys. 5.5a przedstawiono zbudowany układ zasilania przesuwników piezoelektrycznych napięciem piłkowształtnym o regulowanej amplitudzie /W1 i W2 $\rightarrow$ I/ sterowany z oscyloskopowego generatora podstawy czasu. Układ pozwala także realizować ciągłe manualne przestrajanie wnęki rezonansowej lasera /W1 i W2 $\rightarrow$ II/ za pomocą potencjometru P.

Ze względu na symetrię wydłużenia piezoceramiki PPN, przesuwniki zostały zbudowane tak, aby stosować zasilanie symetryczne, co pozwala na dwukrotne zwiększenie ich efektywnego wydłużenia. Na rys. 5.5b przedstawiono układ wysokonapięciowego różnicowego wzmacniacza prądu stałego zapewniającego symetryczne zasilanie przesuwników do podstrajania wnęki rezonansowej w pętli sprzężenia zwrotnego układu stabilizacji częstotliwości.

* Przedstawione na rys.5.5. układy sterowania przesuwników zostały zbudowane wzorując się na układach stosowanych przez dr E. Matrasa w eksperymentach badawczych lasera He-Ne/J₂ [77] .



Rys. 5.6.

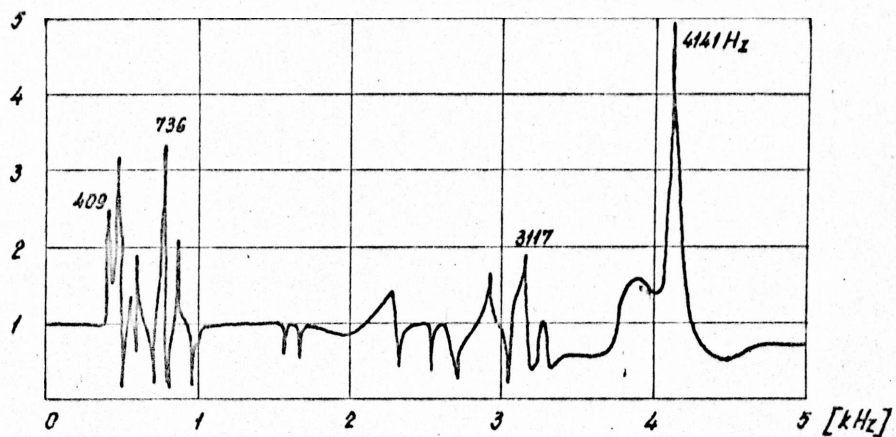
Pomiary czułości przesuwników
piezoceramicznych

a - układ pomiarowy

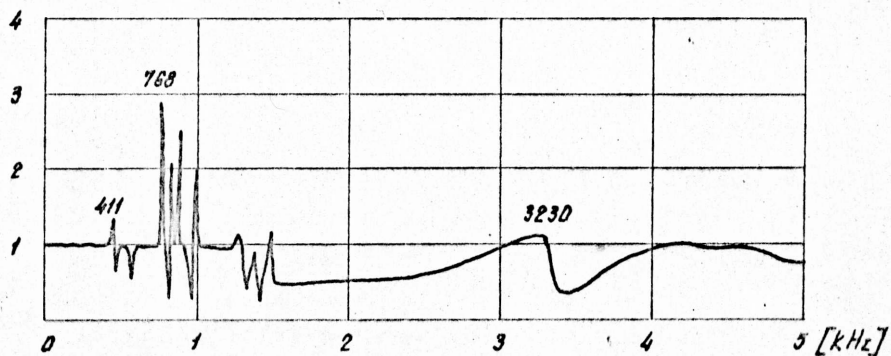
b - zasada pomiaru

c, d - wyniki pomiarów czułości $S_u(f)$

c



d



Przesuwniki zamontowane w konstrukcji mechanicznej rezonatora posiadają dobrą stałość czułości napięciowej S_u w zakresie niskich częstotliwości w pasmie od 0 do 400 Hz. Poza tą częstotliwością wykazują bardzo nierównomierną charakterystykę częstotliwościową $S_u(f)$ /rys. 5.6c,d/. Związane jest to z faktem, że zawieszona w rezonatorze konstrukcja przesuwnika z lustrem laserowym tworzy złożony układ mechaniczny o parametrach skupionych, gdzie rolę sygnału wejściowego spełnia siła wymuszająca $F(t)$ przyłożona do masy przesuwnika na skutek wymuszenia napięciowego $U(t) = U_0 \sin 2\pi ft$, natomiast sygnałem wyjściowym jest przemieszczenie przesuwnika $\Delta L(t) = \Delta L_0 \sin(2\pi ft + \phi(f))$. Przy tak opisanym jakościowo zjawisku można wprowadzić pojęcie transmitancji układu:

$$H(\omega) = |H(\omega)| \exp j\phi(\omega) = \frac{\Delta L(\omega)}{U(\omega)}, \quad (5.2)$$

gdzie $H(\omega)$ jest ogólnie funkcją zespoloną, przy czym $|H(\omega)| = S_u(\omega)$ i jest modulem transmitancji układu mechanicznego. Funkcja $\phi(\omega)$ będąca argumentem funkcji $H(\omega)$ daje informacje o przesunięciu fazowym między $U(\omega)$ i $\Delta L(\omega)$, co odgrywa istotną rolę w eksperymencie stabilizacji laserów. Na rys. 5.6 przedstawiono układ pomiarowy i wyniki pomiarów $S_u(f)$ dwóch przesuwników. Znajomość charakterystyki $S_u(f)$ jest niezbędna do wyboru częstotliwości modulacji f_m w eksperymentach stabilizacji częstotliwości. Częstotliwość modulacji f_m należy dobierać z takiego pasma częstotliwości, gdzie nie ma bliskiego sąsiedztwa żadnych rezonansów, gdyż przestrojenie się generatora akustycznego lub mała zmiana stanu zjustowania rezonatora mogą spowodować niekontrolowane zmiany czułości i przesunięcia fazy.

W przypadku zadanej długości L rezonatora wygodnie jest wprowadzić czułość częstotliwościową przesuwnika S_f [MHz/V] definiującą częstotliwość o jaką przestroi się laser przy przyłożeniu do przesuwnika napięcia 1 V:

$$S_f \left[\frac{\text{MHz}}{\text{V}} \right] = S_u \left[\frac{\mu\text{m}}{\text{V}} \right] \cdot \frac{\frac{c}{2L} [\text{MHz}]}{\frac{\lambda}{2} [\mu\text{m}]} = S_u \frac{c}{\Delta L} \left[\frac{\text{MHz}}{\text{V}} \right]. \quad (5.3)$$

Przesuwniki zastosowane w stabilizowanych laserach /rys. 8.1 / posiadały następujące czułości:

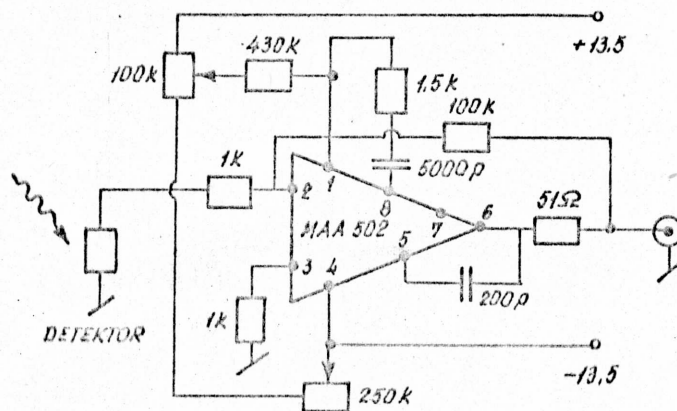
PZT1	S_f	=	0,667	[MHz/V]
PZT2	S_f	=	0,660	[MHz/V]
PZT3	S_f	=	0,724	[MHz/V]
PZT4	S_f	=	0,595	[MHz/V]

5.4. Detektory

Do badań nasycalnej absorpcji oraz stabilizacji częstotliwości laserów dysponowano czterema detektorami podczerwieni, których podstawowe parametry zestawiono w tabeli 1. Detektory fotoprzewodzące na osnowie kryształów mieszanych $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ okazały się detektorami o bardzo dużym poziomie szumów własnych; stosunek sygnału do szumu wynosił około 10 dB przy zalecanej prądzie polaryzacji 3 mA. Aby zmniejszyć poziom szumów detektory polaryzowano minimalnym prądem rzędu kilku μA w układzie zaprojektowanego wzmacniacza prądu stałego /rys. 5.7/, co poprawiło stosunek sygnału do szumu do około 20 dB, lecz czułość detektorów zmalała kilkukrotnie. Detektory te użyto do detekcji sygnału modulującego w pętli sprzężenia zwrotnego. Wzmocnienie wzmacniacza wynosiło $K_u = 85 \text{ V/V}$, a jego pasmo ograniczono do 10 kHz w celu obciążenia widma szumów.

Tabela 1

typ detektora	producent	czułość	powierz- chnia czynna [mm ²]	tempe- ratura pracy K	detekcyj- ność [cm Hz ^{1/2} W ⁻¹]	oporność [Ω]	stała czasowa
fotowoltaiczny InAs J-12LD	Judson /USA/	0,6 $\frac{A}{W}$	0,02	300	$3 \div 7 \cdot 10^{-9}$ 500, 900, 1	15	< 20 ns
fotowoltaiczny Cd _x Hg _{1-x} Te	Instytut Fizyki Pol.Wr.	800 $\frac{V}{W}$	~0,01	77	-	70	-
fotoprzewodzący Cd _x Hg _{1-x} Te	WAT	101 $\frac{V}{W}$	~0,8	300	-	270	< 20 ns
fotoprzewodzący Cd _x Hg _{1-x} Te	WAT	150 $\frac{V}{W}$	~0,8	300	-	2000	< 20 ns



Rys. 5.7. Schemat układu przedwzmacniacza słabego do wzmacnienia sygnału detektora.

5.5. Lustra laserowe

Brak transmisyjnych lusterek dielektrycznych na $\lambda = 3,39 \mu\text{m}$ był powodem podjęcia badań transmisji promieniowania $3,39 \mu\text{m}$ przez cienkie warstwy złota, decydując się na stosowanie gor-
szych jakościowo transmisyjnych lusterek napyłanych złotem.
Przeprowadzono szereg próbnych napyleń warstw złota na podłożu
kwarcowe w celu określenia optymalnych grubości złota dla tran-
smisyjnych lusterek laserowych.* Nie dysponowano w tych badaniach
aparaturą pomiarową grubości napyłanych warstw złota, dlatego
jedyną miarą grubości cienkich warstw była masa rozpylanych
próbek złota oraz orientacyjna stała aparatury próżniowej
 $k \approx 10^{-3} \mu\text{m}/\text{mg}$, określająca grubość napylanej warstwy z próbki
o masie 1 mg złota.

* Napylenie złota wykonano z pomocą mgr inż. E. Prociówa z ITE Politechniki Wrocławskiej.

Na rys. 5,8 przedstawiono wyniki pomiarów transmisji napylonych warstw złota w zależności od masy rozpylonych próbek. Zmierzone transmisje wykazują duże rozrzuty, szczególnie dla próbek o małych masach /6 mg, 9 mg/, co związane jest z trudnością zachowania powtarzalnych i jednorodnych warunków strumienia rozpylanych atomów złota w napylarce. Z napylonych na podkłady kwarcowe warstw złota uzyskano następujący zestaw lusterek laserowych o różnych promieniach krzywizn R i transmisjach T :

$R = \infty$, $T = 0; 4,2; 6,8; 7,5; 9,0; 12,2; 14,9; 24,7;$
45,5; 76,5 [%]

$R = 4,55$ m, $T = 0; 4,0; 11,5; 19,4; 48$ [%]

$R = 2,661$ m, $T = 0; 4,8; 6,1; 23,5; 36$ [%]

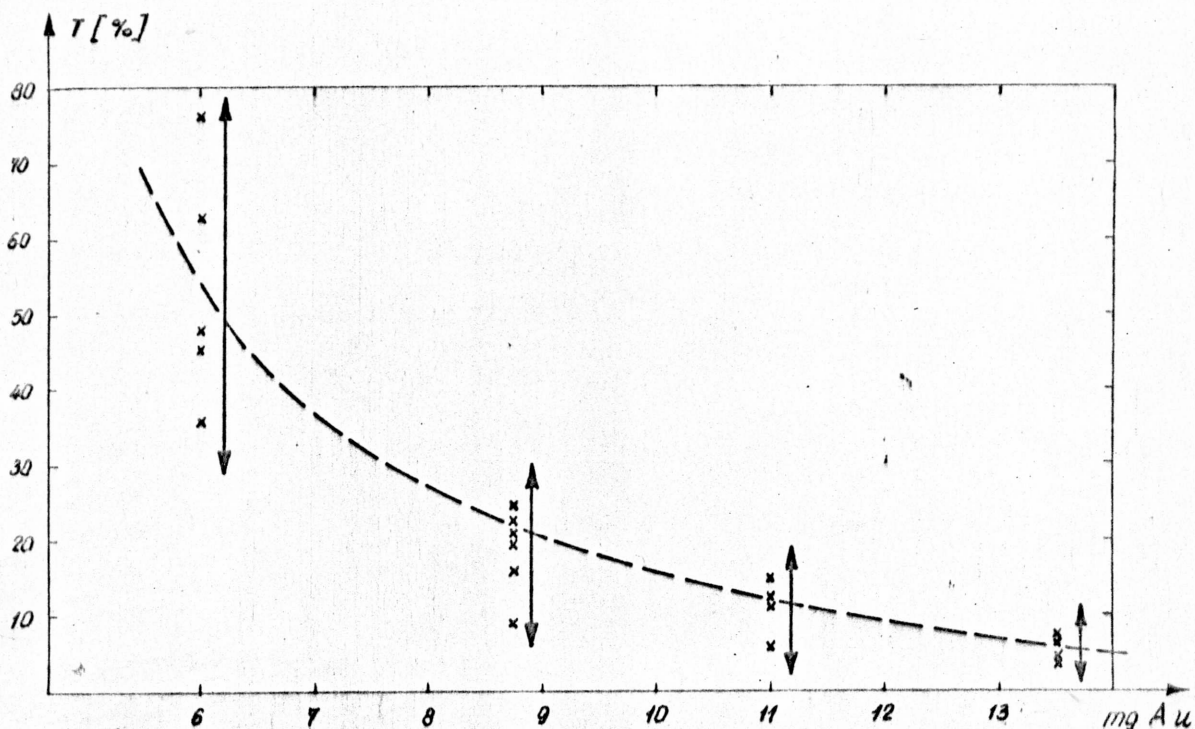
$R = 1,961$ m, $T = 0$ [%]

$R = 1,181$ m, $T = 0$ [%]

Ponadto autor dysponował trzema lustrami dielektrycznymi /Spectra-Physics/ o parametrach $R = 1,2$. i $T = 0\%$. Ze względu na duże trudności eksperymentalnego określenia współczynnika odbicia zwierciadeł z napylonymi warstwami złota, podano tylko wyniki pomiarów transmisji lusterek z uwzględnieniem absorpcji promieniowania przez podłoże kwarcowe i odbicia promieniowania od płaskiej powierzchni zwierciadła. Przy szacowaniu współczynnika odbicia należy uwzględnić absorpcję promieniowania przez złoto, którą można oszacować na około 3% [89]. Dla wyprężenia mocy z wnętrza rezonatora lasera stosowano również ustawione pod kątem $\theta_i > \theta_B$ do osi rezonatora kwarcowe płytki płasko-równoległe lub płytki klinowe. Poprzez zmianę kąta θ_i można regulować wielkość strat wewnątrz rezonatora oraz wielkość mocy wyprężanej z wnętrza rezonatora. Elementy optyczne ustawione

na osi rezonatora /okienka, zwierciadła, płytki płasko-równoległe, płytki klinowe, soczewki/ wykonane były z kwarcu topionego, wykazującego niepomijalną absorpcję w obszarze podczerwieni. Mierzając transmisję płasko-równoległych próbek o różnych grubościach dla $\lambda = 3,39 \mu\text{m}$, określono współczynnik pochłaniania $k = 0,018 \text{ mm}^{-1}$ dla kwarcu topionego. Innym czynnikiem zmniejszającym transmisję elementów optycznych są odbicia promieniowania na ich powierzchniach. Ponieważ najczęściej elementy te ustawione są prostopadle do osi optycznej rezonatora /zwierciadła, soczewki/, współczynnik odbicia r dla prostopadłego padania fali na powierzchnię kwarcową obliczony ze wzoru Fresnela wynosi:

$$r = \left(\frac{1-n}{1+n} \right)^2 = 2,9 \cdot 10^{-2}. \quad (5.4)$$



Rys.5.8. Wyniki pomiarów transmisji napyłonych warstw złota dla $\lambda = 3,39 \mu\text{m}$ w zależności od masy rozpylanej próbki

6. BADANIA ZJAWISKA NASYCALNEJ ABSORPCJI W SKONSTRUOWANYCH LASERACH He-Ne/CH₄

6.1. Wprowadzenie

W rozdziale tym przedstawiono wyniki badań laserów He-Ne/CH₄ jakie przeprowadzono pod kątem optymalnej analizy zjawiska nasycalnej absorpcji. Przedstawiono wydaje się oryginalną metodę stosowaną do analizy modowej promieniowania laserowego charakteryzującą się bardzo dużą zdolnością rozdzielczą. Rozważono wpływ dewiacji modulacji częstotliwości lasera na kształt krzywej dyskryminacyjnej otrzymanej przy analizie piku absorpcyjnego metodą detekcji fazoczułej, a wyniki potwierdzono eksperymentalnie. Obserwacje piku w różnych obszarach prądu wyładowania pozwoliły dokładnie sprecyzować korzystne prądowe warunki pracy lasera. Przedstawiono wyniki badań kontrastowości i szerokości piku w zależności od ciśnienia metanu w komórce absorpcyjnej, od geometrii rezonatora oraz transmisji zwierciadeł wyjściowych. Podano recepturę doboru optymalnego ciśnienia metanu w komórce. Na podstawie pomiarów mocy wyjściowej lasera obliczono natężenie nasycenia I_{0+} oraz nienasycone wzmocnienie α_{0+} linii wzmacniającej. Przedstawione wyniki wykorzystano do eksperymentów stabilizacji częstotliwości laserów He-Ne/CH₄.

6.2. Analiza składu modowego promieniowania lasera He-Ne/CH₄

Uwzględniając widmo modów podłużnych promieniowania lasera, lasery gazowe można podzielić na trzy zasadnicze klasy:

1. Lasery pracujące w czystym modzie podłużnym ($\frac{c}{2L} > \Delta\nu_D$)
2. Lasery pracujące jednomodowo z możliwością pracy na dwóch modach podłużnych ($\frac{c}{2L} \simeq \Delta\nu_D$)
3. Lasery pracujące wielomodowo, gdy w dowolnym stanie zestrojenia laser promieniuje więcej niż jeden mod podłużny ($\frac{c}{2L} < \Delta\nu_D$)

Lasery He-Ne/CH₄ skonstruowane przez autora należą do drugiej klasy / $\Delta\nu_D \simeq 350$ MHz, $\frac{c}{2L} = 250$ MHz/. Przy przestrajaniu wnęki rezonansowej lasery nie wykazują pełnego wygaszenia, lecz przy analizie mocy lasera w okolicach centrum linii wzmocnienia lasery pracują w jednym modzie podłużnym.

6.2.1. Dudnieniowa analiza składu modowego lasera He-Ne/CH₄

Analizę modową laserów gazowych przeprowadza się zwykle za pomocą biernego konfokalnego interferometru Fabry-Perota. O jakości analizy decyduje zdolność rozdzielacza $\mathcal{R}$ analizatora [90]:

$$\mathcal{R} = \frac{\nu}{\Delta\nu_r} = \frac{4RF}{\lambda} \quad (6.1)$$

gdzie:

$$F = \frac{\pi R}{(1-t^2)} = \frac{\pi}{2(1-t)} \quad - \text{"finesse" interferometru}$$

λ - długość analizowanej fali

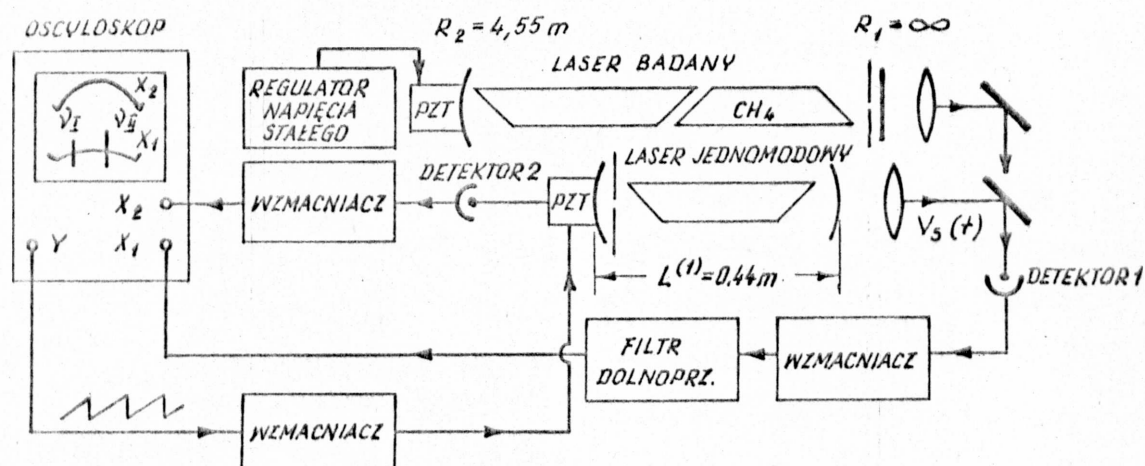
t - transmisje każdego ze zwierciadeł interferometru F.P.

$R = R_1 = R_2 = L$ - wspólny promień zwierciadeł konfokalnego rezonatora F.P. równy długości rezonatora

$\Delta\nu_r$ - minimalny możliwy do zanalizowania inkrement częstotliwości w okolicach częstotliwości ν .

Bardzo dobre interferometry mają "finesse" rzędu 200 / $\Delta\nu_r \simeq 10$ MHz/, co związane jest z precyzyjnym justowaniem interferometru oraz wymaga wysokiej jakości luster w rezonatorze [91].

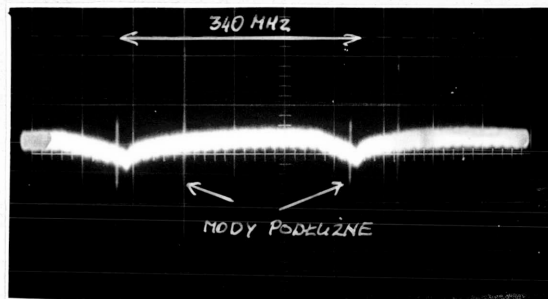
Do analizy modowej promieniowania lasera He-Ne/CH₄ autor zbudował, wydaje się, oryginalny układ przedstawiony na rys. 6.1, a oparty na efekcie zdudnienia wiązek lasera badanego ze wzorcowym laserem jednomodowym. Laser jednomodowy przestrajany za pomocą przesuwника piezoelektrycznego napięciem piłokształtnym w zakresie $\Delta L \gg \lambda/2$ zmienia swoją częstotliwość $\nu_s(t)$ w zakresie od ν_I do ν_{II} /rys. 6.1/. Jeśli badany laser promieniuje na przykład m modów, to w wiązce laserowej znajduje się $C_m^2 = \frac{m!}{2!(m-2)!}$ stałych międzymodowych częstotliwości różnicowych. Jeśli w pasmie $\nu_{II} - \nu_I$ znajduje się k modów, to przy przemiataniu lasera jednomodowego od ν_I do ν_{II} w zdudnionym sygnale pojawia się k częstotliwości



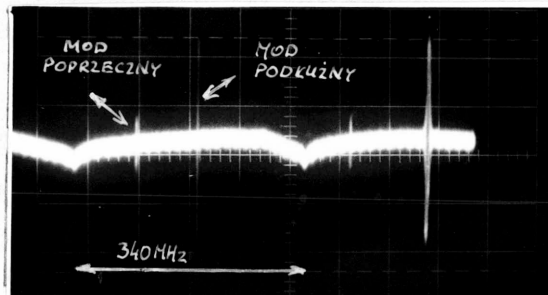
Rys.6.1. Układ dudnieniowej analizy modowej lasera He-Ne/CH₄

wobulowanych z prędkością przemiatania lasera jednomodowego $\nu_i - \nu_s(t)$ / $i=1,2,\dots,k$ /. Sygnał zdudniania dwóch wiązek laserowych pada na detektor 1, a następnie wzmacniony przechodzi przez wąskopasmowy filtr dolnoprzepustowy na oscyloskop. Szerokość pasma przepuszczania filtru wynosi B. Sygnał zdudniania między i-tym modem lasera badanego a sygnałem $\nu_s(t)$ lasera jednomodowego zostaje przepuszczony przez filtr tylko w tym interwale czasowym, gdy $\nu_k - \nu_s(t) < B$ /wejście x_1 na rys. 6.1/. Dla ziden-

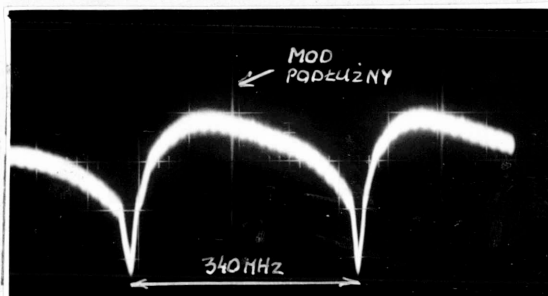
Rys.6.2.a.
Analiza modowa lasera He-Ne CH₄
pracującego w dwóch modach
podłużnych.



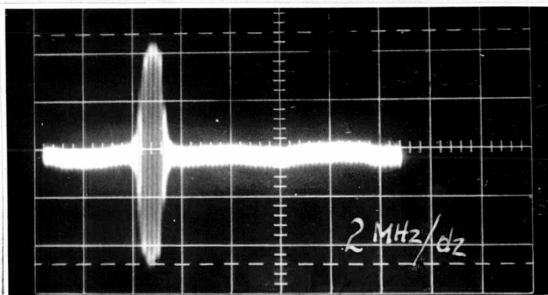
Rys.6.2.b.
Analiza modowa lasera He-Ne CH₄
pracującego w jednym podłużnym
modzie TEM₀₀ i w jednym modzie
poprzecznym TEM₁₀ o aperturze
kołowej.



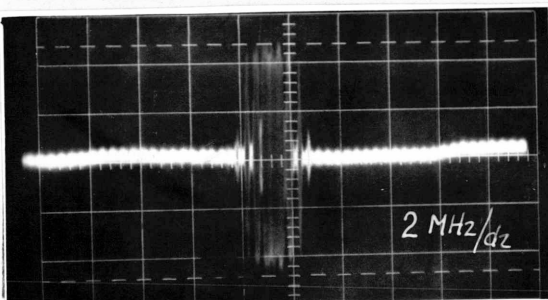
Rys.6.2.c.
Analiza modowa lasera He-Ne/CH₄
pracującego w jednym czystym
modzie podłużnym.



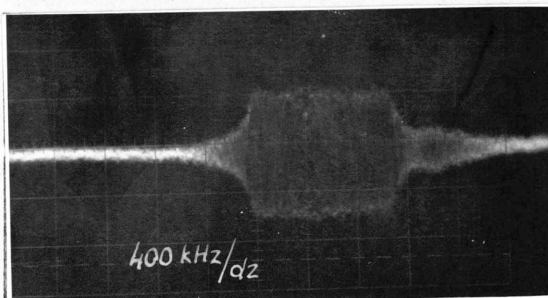
Rys.6.2.d.
Oscylogram analizy modowej modu
podłużnego (zdolność rozdzielcza
 $\Delta\nu_r = 2B = 600$ kHz, szybkość prze-
miatania - 0,1 s/dz).



Rys.6.2.e.
Oscylogram analizy modowej modu
podłużnego (szybkość przemiata-
nia 2 s/dz).



Rys.6.2.f.
Rozciągnięty obraz analizy modu
podłużnego (szybkość przemiata-
nia 100 ms/dz).



tyfikowania analizy wygodnie jest obserwować jednocześnie z przemiataniem krzywą mocy wyjściowej $P(\nu)$ lasera jednomodowego /wejście x_2 na rys. 6.1/. Stosując dostatecznie wąskie pasmo filtra oraz dostosowując odpowiednio szybkość przemiatania lasera jednomodowego, można uzyskać bardzo dużą zdolność rozdzielczą

$(\Delta\nu_r \simeq 2B)$. Do analizy modowej promieniowania lasera He-Ne/CH₄ /L = 0,6 m, $R_1 = \infty$, $R_2 = 4,55$ m, $t_1 \simeq t_2 \simeq 4$ %/ obie rury laserowe wypełnione były identycznie, co zapewniało pokrywanie się linii wzmocnienia obu laserów. Dla eliminacji modów poprzecznych oba lasery posiadały diafragmy z regulowaną aperturą wewnątrz rezonatora. Sygnał z detektora 1 podawany był na wzmacniacz o szerokości pasma $B = 300$ kHz. Laser badany mógł być przestrajany manualnie przesuwnikiem piezoelektrycznym zasilanym z regulatora napięcia stałego. Na serii oscylogramów z rys. 6.2 przedstawiono analizę modową promieniowania badanego lasera He-Ne/CH₄. Oscylogram z rys. 6.2a przedstawia pracę lasera w dwóch modach podłużnych, posiadających różne natężenia. Oscylogram z rys. 6.2b przedstawia jednoczesną pracę w modach TEM₀₀ i TEM₁₀. Odstęp częstotliwości między tymi modami odczytany z oscylogramu wynosi

$\Delta\nu(1,0,0) \simeq 85$ MHz. Różnicę częstotliwości między modelem TEM_{00q} i TEM_{10q} można obliczyć traktując rezonator lasera jako rezonator sferyczny o dużej aperturze prostokątnej bądź aperturze kołowej [28], którego częstotliwość $\nu_{m,n,q}$ pracy w modzie TEM_{mnq} /apertura prostokątna/ wyraża się wzorem:

$$\nu_{mnq} = \frac{c}{2L} \left\{ q + \frac{1}{\pi} (m+n+1) \arccos \left[\left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \right]^{\frac{1}{2}} \right\}, \quad (6.2)$$

bądź ν_{plq} w modzie TEM_{plq} /apertura kołowa/;

$$\nu_{plq} = \frac{c}{2L} \left\{ q + \frac{1}{\pi} (2p+l+1) \arccos \left[\left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \right]^{\frac{1}{2}} \right\} \quad (6.3)$$

Częstotliwość różnicowa między modelem TEM_{00q} i TEM_{10q} z (6.2) i (6.3)

$$\Delta\nu(\Delta m=1, \Delta n=0, \Delta q=0) = \frac{C}{2L} \left\{ \frac{\Delta m}{\pi} \arccos \left[\left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \right]^{\frac{1}{2}} \right\} \cong 40 \text{ MHz} \quad (6.4)$$

dla apertury prostokątnej oraz

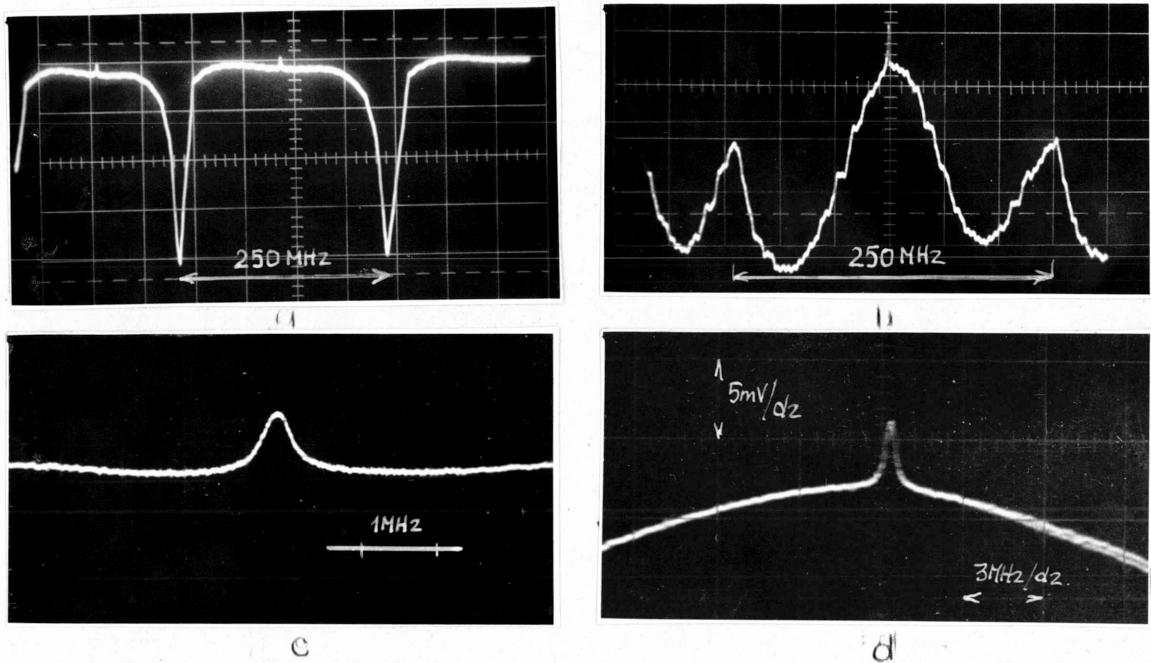
$$\Delta\nu(\Delta p=1, \Delta l=0, \Delta q=0) = \frac{C}{2L} \left\{ \frac{2\Delta p}{\pi} \arccos \left[\left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \right]^{\frac{1}{2}} \right\} \cong 80 \text{ MHz} \quad (6.5)$$

dla apertury kołowej. Przyrównując wyniki z (6.4) i (6.5) do zmierzonej częstotliwości różnicowej $\Delta\nu(1,0,0) \cong 85 \text{ MHz}$, można stwierdzić, że w laserze wzbudza się mod TEM_{10q} o aperturze kołowej. Przy dostrojeniu modu podłużnego lasera badanego w okolicę centrum linii wzmocnienia oraz precyzyjnym wyjustowaniu, laser pracował w jednym czystym modzie podłużnym /rys. 6.2c/. Przedstawiony sposób dudnieniowej analizy modowej charakteryzuje się bardzo dużą zdolnością rozdzielczą i może mieć duże znaczenie do badań innych typów laserów, szczególnie laserów o bogatym widmie modów poprzecznych /np. laser CO_2 /. Nasuwa się ponadto kilka uwag dotyczących proponowanej analizy:

1. Obwiednia obserwowanego w trakcie analizy sygnału dudnieniowego nie odzwierciedla rzeczywistych amplitud analizowanych modów lasera badanego i jest ważona krzywą mocy wyjściowej lasera jednomodowego.
2. Istotnym jest aby częstotliwości środkowe krzywych wzmocnienia lasera jednomodowego i lasera badanego pokrywały się.
3. Ważnym jest dobranie takiej szybkości przemiatania lasera jednomodowego, by fluktuacje częstotliwości obu laserów nie psuły obrazu analizy modowej /rys. 6.2d i 6.2e/.
4. W przypadku istnienia modów lasera badanego leżących na zewnątrz pasma (ν_I, ν_{II}) ; to znaczy i-tych modów, których częstotliwość spełnia warunek $|\nu_i - \nu_{0+}| > |\nu_{II} - \nu_I|$, identyfikacja tych modów jest niemożliwa.

6.3. Obserwacja zjawiska nasycalnej absorpcji

Absorpcyjny pik mocy w laserze He-Ne/CH₄ może być obserwowany bezpośrednio na tle krzywej mocy przestrajanego lasera, gdyż jego kontrastowość wynosi $A = 0,5 - 2\%$ /rys. 6.3/.



Rys. 6.3. a, b - Oscylogramy krzywej mocy wyjściowej przestrajanego lasera He-Ne/CH₄ (a - transmisje luster $t_1=0, t_2=11\%$, b - $t_1=0, t_2=4\%$). Na rys. b widoczny wyraźny wpływ sąsiednich modów podłużnych na kształt krzywej mocy. c, d - oscylogramy pików mocy

Do badania własności piku absorpcyjnego, szczególnie jego szerokości $\Delta\nu_p$, wygodnie jest stosować metodę detekcji homodynowej, polegającej na modulowaniu przestrajanego liniowo w czasie długości L rezonatora sygnałem harmonicznym o częstotliwości f o odpowiedniej amplitudzie ΔL , co wprowadza dewiację częstotliwości $\Delta\nu_m$ lasera pracującego na częstotliwości ν i jednocześnie wprowadza modulację amplitudy z częstotliwością f natęż-

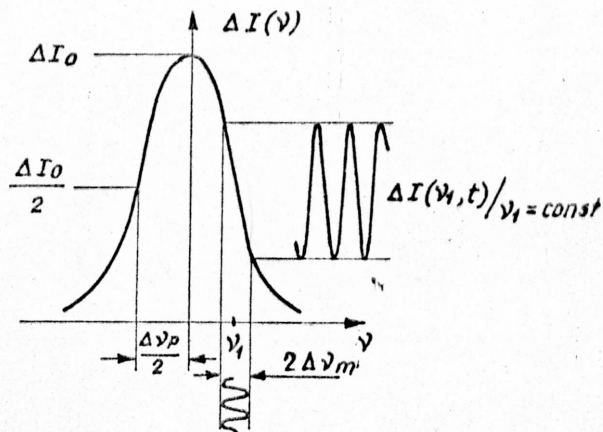
nia mocy wyjściowej $P_{wyj}(\nu)$. Detekując synchronicznie sygnał modulujący z mocy wyjściowej lasera, otrzymuje się przebieg pierwszej harmonicznej zmodulowanej mocy wyjściowej. Przy założeniu, że dewiacja częstotliwości $\Delta\nu_m$ jest mała w porównaniu ze szczegółami spektralnymi analizowanej linii przebieg pierwszej harmonicznej można traktować jak pochodną analizowanej krzywej.

6.3.1. Analiza piku absorpcyjnego metodą pierwszej harmonicznej

Pik absorpcyjny o szerokości $\Delta\nu_p$, przy zaniedbaniu efektu tła mocy wyjściowej, posiada kształt krzywej lorentzowskiej:

$$\Delta I(\nu) = \Delta I_0 \frac{\left(\frac{\Delta\nu_p}{2}\right)^2}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\Delta\nu_p}{2}\right)^2} \quad (6.6)$$

Rys. 6.4.
Ilustracja zasady analizy piku mocy metodą wprowadzania modulacji.



gdzie $\Delta\nu_p = 2\Gamma(1 + S)^{1/2}$ jest szerokością połówkową piku.

Wprowadzenie modulacji częstotliwości o dewiacji $\Delta\nu_m$ z częstotliwością f lasera w obrębie piku absorpcyjnego /rys. 6.4/ przekształca wyrażenie (6.6) do postaci:

$$\Delta I(\nu, t) = \Delta I_0 \frac{\left(\frac{\Delta\nu_p}{2}\right)^2}{(\nu - \nu_0 + \Delta\nu_m \cos ft)^2 + \left(\frac{\Delta\nu_p}{2}\right)^2} \quad (6.7)$$

Po unormowaniu wyrażenie (6.7) przybiera postać:

$$L(x, m, t) = \frac{\Delta I(v, t)}{\Delta I_0} = \left[1 + (x + m \cos 2\pi f t)^2 \right]^{-1}, \quad (6.8)$$

gdzie

$$x = 2 \frac{v - v_0}{\Delta v_p} \quad \text{jest względnym odstrojeniem,} \quad (6.9)$$

$$m = 2 \frac{\Delta v_m}{\Delta v_p} \quad \text{unormowana dewiacja} \quad (6.10)$$

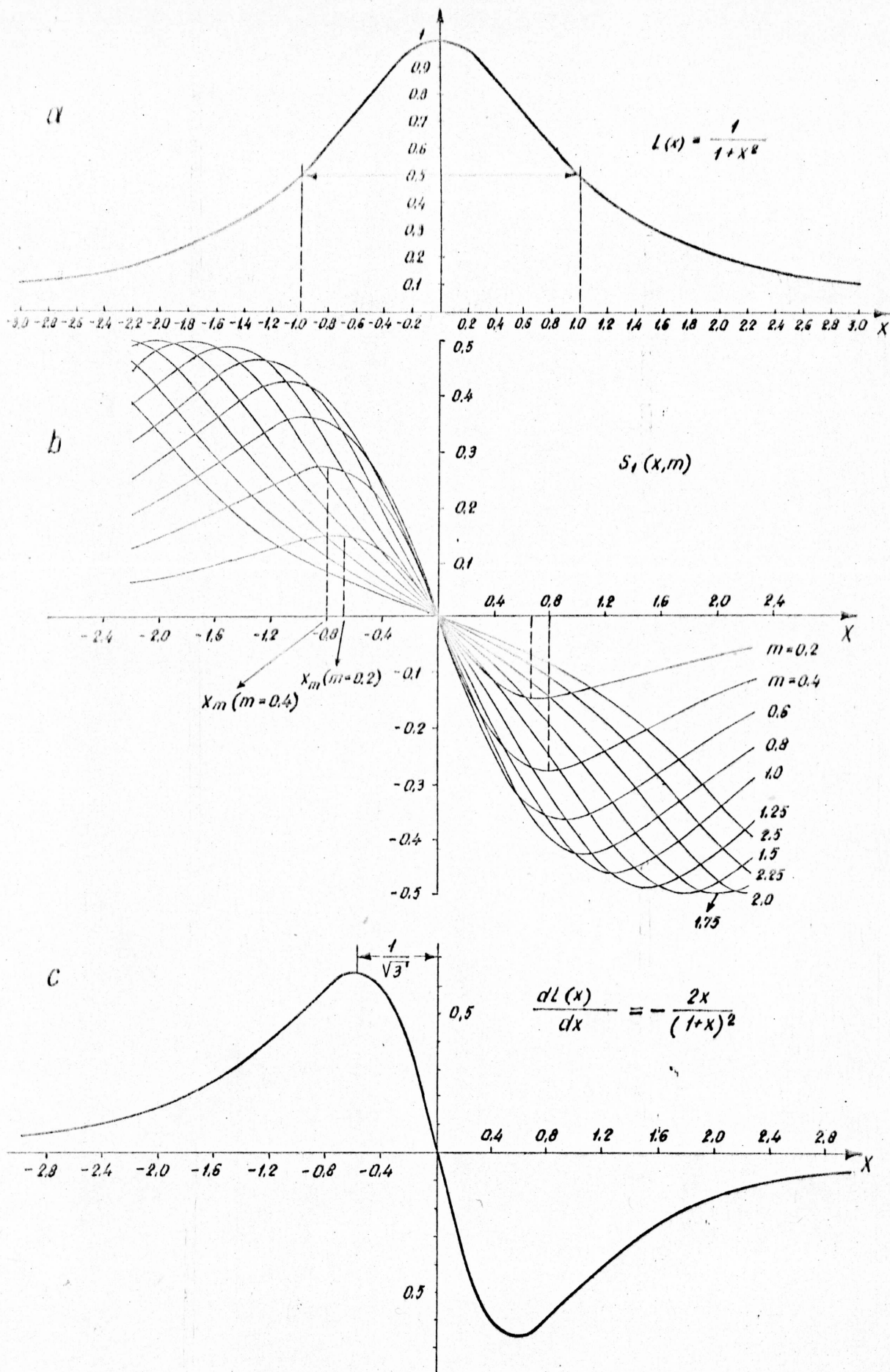
Funkcja $L(x, m, t)$ dla ustalonych wartości x i m jest okresową funkcją czasu, którą można rozłożyć w szereg Fouriera i w szczególności znaleźć amplitudę pierwszej harmonicznej $S_1(x, m)$, która dalej będzie nazywana krzywą dyskryminacyjną:

$$S_1(x, m) = 2f \int_0^{1/2f} L(x, m, t) \cos 2\pi f t dt = 2f \int_0^{1/2f} \frac{\cos 2\pi f t}{1 + (x + m \cos 2\pi f t)^2} dt \quad (6.11)$$

$S_1(x, m)$ obliczono numerycznie*, a wyniki przedstawiono na rys. 6.5, gdzie dla porównania wrysowano znormalizowaną funkcję Lorentza $L(x) = \frac{1}{1+x^2}$ oraz jej pochodną $\frac{dL(x)}{dx}$. Na podstawie wykresów funkcji $S_1(x, m)$ można sformułować istotne dla detekcji homodynowej wnioski.

1. Kształt krzywej dyskryminacyjnej $S_1(x, m)$ analizowanego piku mocy istotnie zależy od unormowanej dewiacji m .
2. Funkcja $\frac{dL(x)}{dx} \Big|_{x=x_m} = 0$ ma swoje ekstrema dla $x_m = \pm \frac{1}{\sqrt{3}}$. Ekstrema funkcji $S_1(x, m)$ są zależne od wartości m . Na podstawie obliczeń (6.11) wykreślono wartości $x_m(m)$ dla których funkcja dyskryminacyjna ma swoje ekstrema /rys. 6.6/. Jak łatwo sprawdzić $\lim_{m \rightarrow 0} \frac{1}{m} \frac{S_1(x, m)}{dx} = \frac{dL(x)}{dx}$,

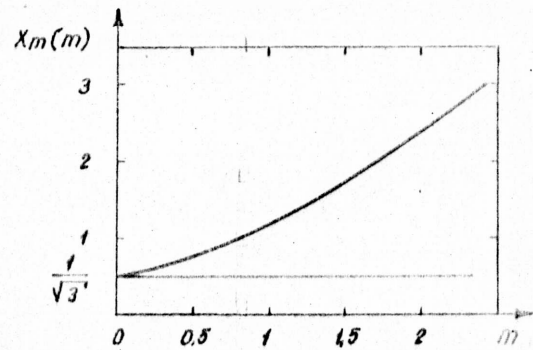
* Obliczenia te wykonano z pomocą mgra inż. Andrzeja Janiszewskiego z Centrum Obliczeniowego Politechniki Wrocławskiej.



Rys.6.5. a - Unormowana krzywa Lorentza
b - obliczone krzywe dyskryminacyjne $S_1(x, m)$
c - pochodna krzywej Lorentza.

wówczas $\lim_{m \rightarrow 0} x_m(m) = \frac{1}{\sqrt{3}}$.

Rys.6.6.
Zależność odstrojenia x_m
od unormowanej dewiacji m

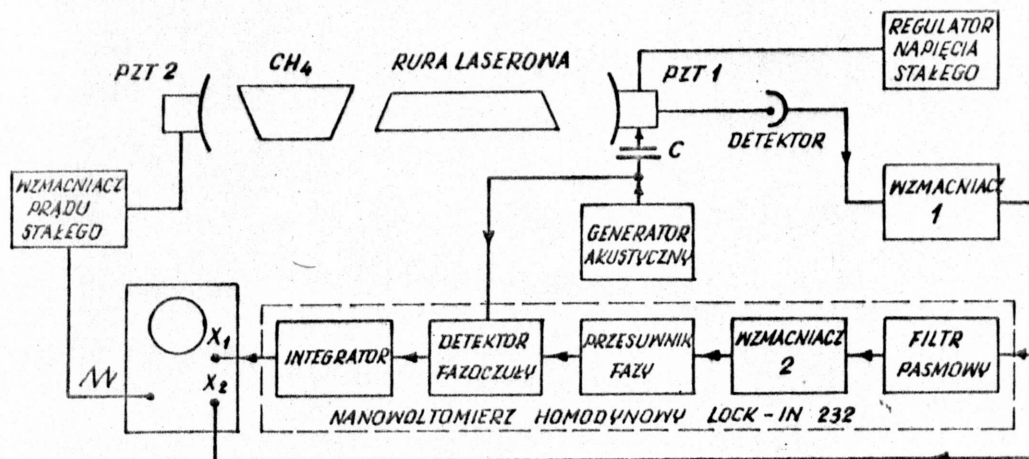


3. Krzywa dyskrymiancyjna $S_1(x, m)$ ma duże znaczenie praktyczne, gdyż jest ona proporcjonalna do sygnału napięciowego na wyjściu detektora fazy przy fazoczułej detekcji stosowanej do analizy piku absorpcyjnego. Z przedstawionych wykresów $S_1(x, m)$ wynika, że dla $m \approx 0,6$ nachylenie funkcji $S_1(x=0, m)$ jest największe, co ma znaczenie przy określaniu optymalnych parametrów stabilizacji./rozdział 8/.
4. Stosowanie unormowanej dewiacji w granicach $m \approx 1,2 \div 1,7$ daje możliwość poszerzenia zakresu dyskryminacyjnego krzywej $S_1(x, m)$, co może być wykorzystane do zwiększenia pasma trzymania pętli sprzężenia zwrotnego w układzie stabilizacji.
5. Dla $m > 1,5$ krzywa dyskryminacyjna wykazuje w pasmie $0 < x < x_{\max}$ charakterystyczną wypukłość.

6.3.2. Praktyczna realizacja analizy piku metodą detekcji fazoczułej

Obserwacje krzywych dyskryminacyjnych piku mocy realizowano w układzie przedstawionym na rys. 6.7. Sygnał modulujący o częstotliwości f z generatora akustycznego steruje przesuwnik piezoelektryczny PZT1 modulując długość L rezonatora laserowego.

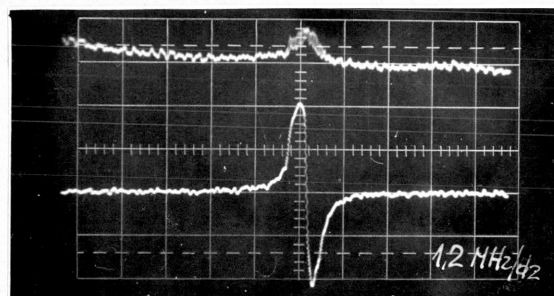
Sygnał z detektora poprzez wzmacniacz 1 podawany jest na oscyloskop (x_1) do bezpośredniej obserwacji krzywej mocy lasera i jednocześnie podawany jest na układ filtru środkowoprzepustowego, wzmacniacza 2, przesuwnika fazowego. Z przesuwnika fazowego sygnał wchodzi na wejście detektora fazoczułego i jest porównywany fazowo z sygnałem modulującym podawanym na wejście odniesienia detektora fazoczułego. Sygnał wyjściowy z detektora fazoczułego proporcjonalny do $S_1(x, m) |_{x=\text{const}, m=\text{const}}$ jest całkowany w układzie wzmacniacza proporcjonalno-całkującego z określoną stałą czasową τ_0 . Obserwacje krzywej $S_1(x, m)$ realizowano poprzez linio-
we wolne przestrajania rezonatora wzmocnionym napięciem пило-
kształtnym z wewnętrznego generatora podstawy czasu oscyloskopu
podawanym na przesuwnik PZT2. Manualne przestrajanie lasera za-
pewniał regulator napięcia stałego podłączony do PZT1.



Rys.6.7. Układ obserwacji pików absorpcyjnego metodą detekcji fazowej

Częstotliwość modulacji $f = 1024 \text{ Hz}$ dobrano z charakterystyk częstotliwościowych przesuwników piezoelektrycznych /rys. 5.6d/ daleko od ostrych rezonansów mechanicznych. Na oscylogramie z ry-

Rys. 6.8. Oscylogramy piku mocy oraz krzywej dyskryminacyjnej ($m = 0,2$, szybkość przemieszczania 1 s/dz). Na konturze krzywej mocy widoczne są fluktuacje mocy lasera ze stabilizacją prądu wyładowania



Na rysunku 6.8 pokazano pik absorpcyjny oraz krzywą dyskryminacyjną otrzymaną w wyniku detekcji homodynowej przestrajanego lasera w okolicach piku absorpcyjnego. Na oscylogramach z rys. 6.9 przedstawiono serię analiz piku absorpcyjnego metodą pierwszej harmonicznej w zależności od unormowanej dewiacji m . Oscylogramy te bardzo dobrze pokrywają się z obliczonymi krzywymi dyskryminacyjnymi $S_1(x, m)$ z rys. 6.5b. Przedstawiona analiza odgrywa istotną rolę w doborze optymalnej wartości dewiacji ΔV_m dla celów stabilizacji częstotliwości laserów.

6.4. Wpływ szumów plazmy na obserwacje piku absorpcyjnego

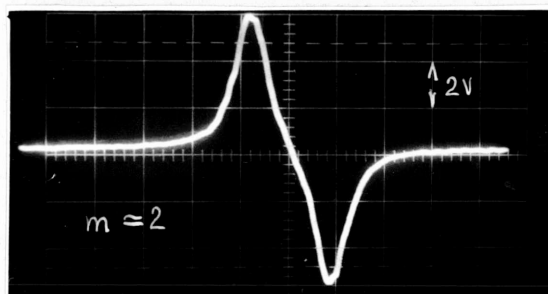
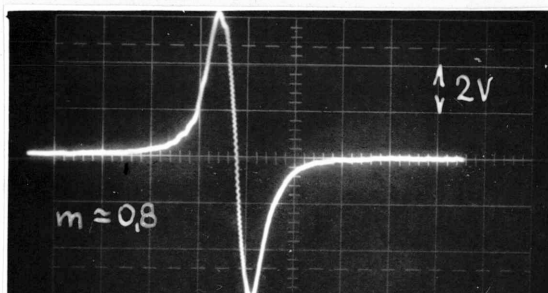
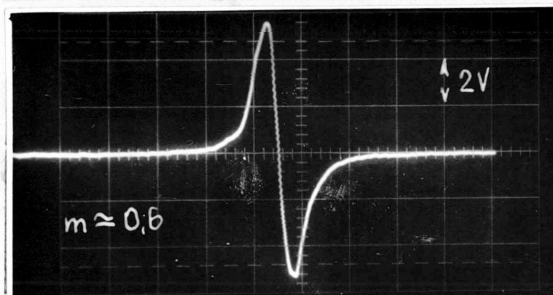
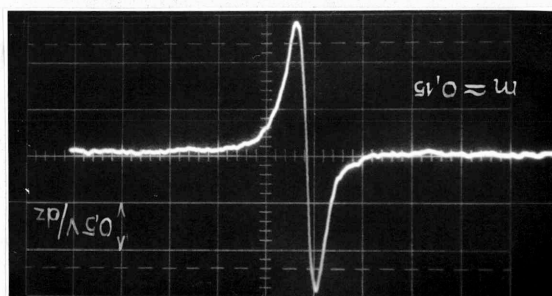
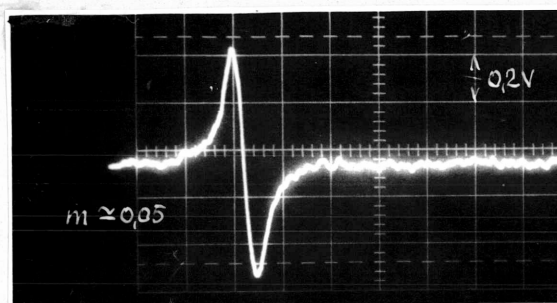
Zgodnie z rozważaniami z rozdziału 4.5, przeprowadzono obserwacje i pomiary piku absorpcyjnego dla charakterystycznych zakresów prądu wyładowania; bezszumowym ($i < i_{ko}$), szumów oscylacyjnych ($i_{ko} < i < i_{kr}$) oraz szumów przypadkowych ($i > i_{kr}$). Badania te pozwoliły sformułować następujące istotne wnioski:

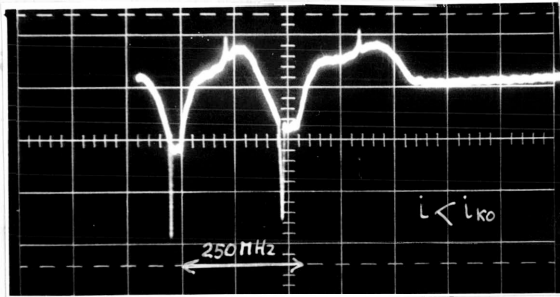
1. W obszarze bezszumowym bezpośrednie obserwacje piku /rys. 6.10a/ i jego analiza pierwszą harmoniczną są najkorzystniejsze ze względu na minimalny stosunek sygnał-szum (rys. 6.10d).
2. W obszarze szumów oscylacyjnych bezpośrednie obserwacje są utrudnione /rys. 6.10b/. Analiza piku pierwszą harmoniczną jest

Rys. 6.9.

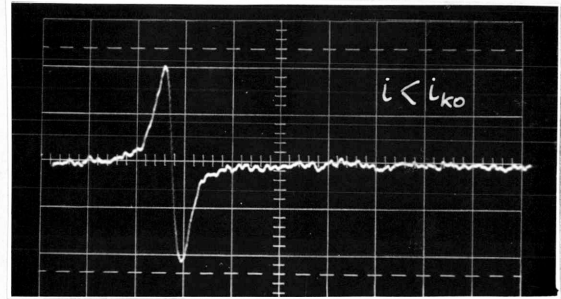
Oscylogramy przedstawiająco
wpływ unormowanej dawności
częstotliwości m na kształt
i wielkość sygnału otrzyma-
nego w wyniku analizy piku
mocy metodą detekcji fazo-
czułej

(stała czasowa integratora
wynosiła $\tau_0 = 30 \mu s$,
szybkość przemieszczania $0,1 \text{ s/dz}$).

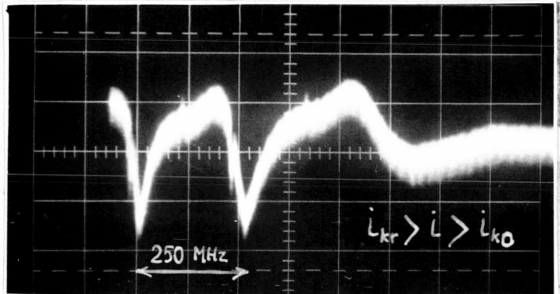




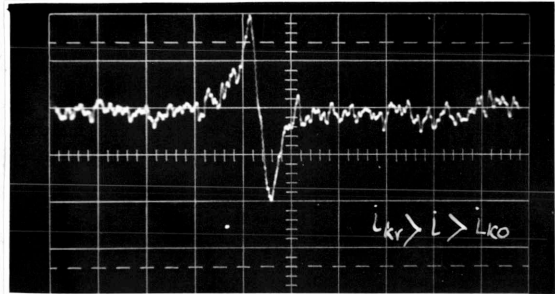
a



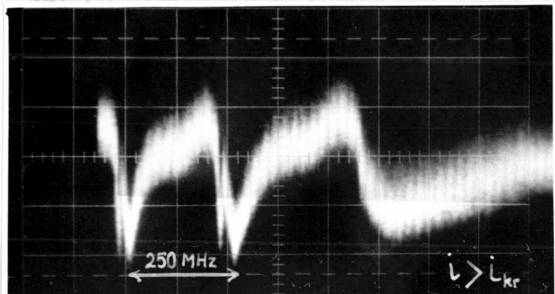
d



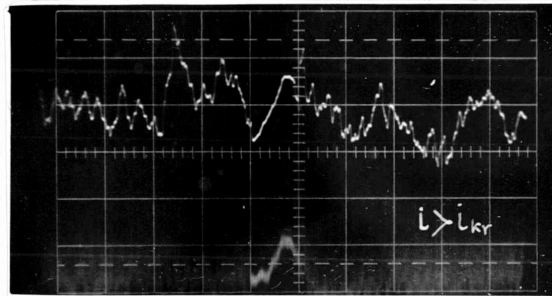
b



e



c



f

Rys. 6.10.

a, b, c - Przebieg mocy wyjściowej z pikiem absorpcyjnym przestrajanego lasera w trzech charakterystycznych obszarach prądowych

a - obszar bezszumowy, $i = 5,5$ mA

b - obszar szumów oscylacyjnych, $i = 7$ mA

c - obszar szumów przypadkowych $i = 8,5$ mA

d, e, f - Analiza piku mocy metodą detekcji fazowej

d - obszar bezszumowy, $i = 5,5$ mA

e - obszar szumów oscylacyjnych, $i = 7$ mA

f - obszar szumów przypadkowych $i = 8,5$ mA

dane analizy :

$f_m = 1014$ Hz

$\tau_0 = 10$ ms

szybkość przemiatania $0,1$ s/dz

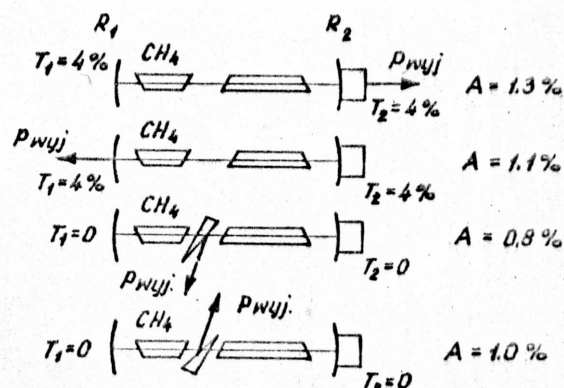
możliwa, ponieważ selektywny charakter szumów zostaje wyeliminowany przez zastosowanie detekcji fazoczułej. W obszarze tym rośnie jednak poziom szumów pozaoscylacyjnych, co uwiadacznia się przy analizie piku metodą detekcji homodynowej /rys. 6.10a/

3. W obszarze szumów przypadkowych obserwacje piku oraz jego analiza metodą homodynową jest niemożliwa. Wysoki poziom ciągłego widma szumów mocy wyjściowej lasera powoduje, że stosunek sygnał-szum jest znacznie mniejszy od jedności /rys. 6.10a, b /.

Ze względu na najkorzystniejszą analizę piku w obszarze bezszumowym, lasery stabilizowano przy prądach wyładowania mniejszych od i_{ko} .

6.5. Wpływ sposobu wyprzęgania wiązki laserowej na kontrastowość piku

Dla stwierdzenia, która z obu fal biegnących w laserze He-Ne/CH₄ korzystniej analizuje "odwrócone zagłębienie Lamba" wypalone w krzywej absorpcji przez drugą falę biegnącą, przeprowadzono pomiary kontrastowości piku mocy w czterech układach wyprzęgania wiązki przedstawionych na rys. 6.11. Dwa pierwsze układy



Rys. 6.11.
Układy wyprzęgania mocy
wyjściowej z lasera

przedstawiają klasyczne sposoby wyprężania mocy poprzez lustra transmisyjne, dwa pozostałe realizowały wyprężanie mocy z wnętrza rezonatora między komórką a rurą laserową za pomocą płytek klinowych. Badania te wykazały, że największą kontrastowość pików absorpcyjnego uzyskuje się analizując moc wyjściową z lustra transmisyjnego od strony rury laserowej /pierwszy układ na rys. 6.11/. Wyjaśnić to można faktem, że fala biegnąca w kierunku absorbera od lustra 2 do lustra 1 ma większe natężenie w obszarze komórki absorpcyjnej niż wytłumiona w absorberze oraz na lustrze 1 fala biegnąca w kierunku przeciwnym, przez co mocniej wysyci absorber i jest korzystniej analizowana biegnącą nieco słabszą falą o kierunku lustro 1 - lustro 2. Dokładne wyjaśnienie analityczne różnic kontrastowości w różnych układach pomiarowych wymaga założenia niejednorodnego rozkładu natężenia wiązki wzdłuż komórki absorpcyjnej, co komplikuje analizę. Na podstawie powyższych badań można sformułować praktyczną zasadę, że detektor używany w pętli sprzężenia zwrotnego do stabilizacji winien być ustawiony za lustrem transmisyjnym od strony rury laserowej co zapewnia uzyskanie największej kontrastowości.

6.6. Badanie lasera He-Ne/CH₄ z krótszymi komórkami absorpcyjnymi

Dokonano pomiarów kontrastowości pików absorpcyjnego z krótszymi komórkami absorpcyjnymi o długości $l_1 = 0,1$ m. Stwierdzono około dwukrotnie mniejszą kontrastowość w porównaniu z komórkami o długości $l_1 = 0,2$ m, przez co niewskazane jest stosowanie komórek krótszych od 0,2 m. Natomiast problem optymalnej długości komórki w stosunku do rury laserowej w laserze jednomodowym jest proble-

mem ciągle otwartym. Wydaje się, że stosunek l_-/l_+ przy zachowaniu stałej długości L rezonatora mógłby być zwiększony kosztem długości rury laserowej l_+ , co związane jest jednak z zachowaniem a nawet zwiększeniem mocy wewnątrz rezonatora, a co można uzyskać dzięki zwiększeniu obszaru bezszumowego rury i przy pracy rury laserowej z większymi prądami wyładowania.

6.7. Pomiar kontrastowości i szerokości pików absorpcyjnego w zależności od ciśnienia metanu w komórce absorpcyjnej

W celu ustalenia optymalnego ciśnienia metanu w zbudowanych laserach He-Ne/CH₄ przebadano trzy podstawowe parametry laserów: moc wyjściową lasera /rys. 6.12/, kontrastowość /rys. 6.13/ i szerokość pików absorpcyjnego /rys. 6.14/ w zależności od ciśnienia metanu. Pomiarów szerokości dokonano utożsamiając obraz pierwszej harmonicznej z pierwszą pochodną pików absorpcyjnego. Takie przybliżenie można założyć, gdyż stosowano małą amplitudę dewiacji

$\Delta v_m \approx 50$ kHz w porównaniu z szerokością pików Δv_p / $m < 0,1$, rys. 6.5/

6.7.1. Dobór ciśnienia metanu w komórce absorpcyjnej

Optymalną wartość ciśnienia dla celów stabilizacji zapewnia warunek aby nachylenie krzywej dyskryminacyjnej $\frac{dS_1(x, m = \text{const})}{dx}$ było maksymalne /rozdz. 6.3.1/. Pod tym kątem przeprowadzono obserwacje krzywych $S_1(x, m)$ dla różnych ciśnień metanu, a zarejestrowane przebiegi $S_1(x, m)$ przedstawiono na rys. 6.15. Z obserwacji tych wynika, że ciśnieniu metanu $p_{\text{CH}_4} \approx 1,3$ Pa / ~ 10 mTorr/ odpowiada największe nachylenie krzywej dyskryminacyjnej.

Szerokość piksu przy ciśnieniu $p = 1,3 \text{ Pa}$ wynosi $\Delta\nu_p \approx 550 \pm 50 \text{ kHz}$, co dobrze pokrywa się z oszacowaną w rozdziale 3.5 szerokością piksu absorpcyjnego, na którą składa się poszerzenie ciśnieniowe $\Delta\nu_{id} \approx 320 \text{ kHz}$ oraz pozostałe efekty poszerzeniowe $\Delta\nu' \approx 200 \text{ kHz}$. W opublikowanych pracach dotyczących podobnej konstrukcji lasera He-Ne/CH₄ stosowano również ciśnienia metanu $p \approx 1,3 \text{ Pa}$ [83,92,93,94].

6.7.2. Dyskusja wyników

Zależność mocy wyjściowej od ciśnienia metanu przedstawioną na rys. 6.12 można prosto wyjaśnić liniowym wzrostem strat z ciśnieniem /rozdział 3.4/ przedstawionym zależnością

$$\alpha_{o-} = g_{o-} \cdot L_- = \beta \cdot p_{\text{CH}_4} \cdot L_-, \quad (6.12)$$

gdzie

$$\beta = 2,43 \cdot 10^{-2} [\text{Pa}^{-1} \text{ m}^{-1}] .$$

Uwzględniając zależność (6.12) w wyrażeniach (3.31) i (3.32) na moc wyjściową lasera z komórką absorpcyjną otrzymujemy zależność mocy wyjściowej lasera He-Ne/CH₄ od ciśnienia metanu:

$$P_{\text{wyj}} = S \cdot t_2 \frac{I_{s+}}{2} \left(\frac{\alpha_{o+} - 2\beta p_{\text{CH}_4} L_- - \gamma + \ln r_1 r_2}{\gamma - \ln r_1 r_2 + 2\beta p_{\text{CH}_4} L_-} \right), \quad (6.13)$$

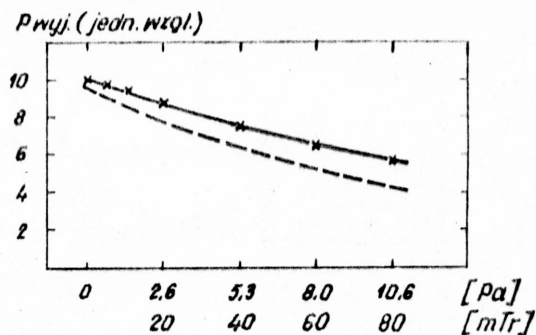
co dobrze potwierdza zmierzoną zależność mocy P_{wyj} od ciśnienia przedstawioną na rys. 6.12.

Zależność kontrastowości piksu absorpcyjnego od ciśnienia metanu przedstawiona na rys. 6.13 wykazuje maksimum dla ciśnienia około 2,6 Pa /20 mTr/. W wyrażeniu (3.39) opisującym kontrastowość piksu absorpcyjnego:

$$A = \frac{1}{2} \frac{\alpha_{o-}}{\eta + \alpha_{o-}} \cdot \frac{\alpha_{o+}}{\eta + \alpha_{o-}} \frac{I_{s+}}{I_{s-}},$$

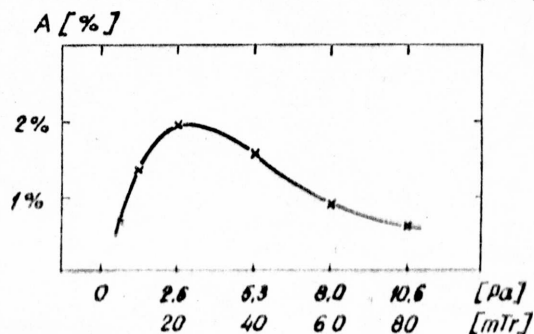
Rys.6.12.

Wyniki pomiarów mocy wyjściowej lasera w zależności od ciśnienia metanu (krzywa przerywana - zależność obliczona wg 6.13).



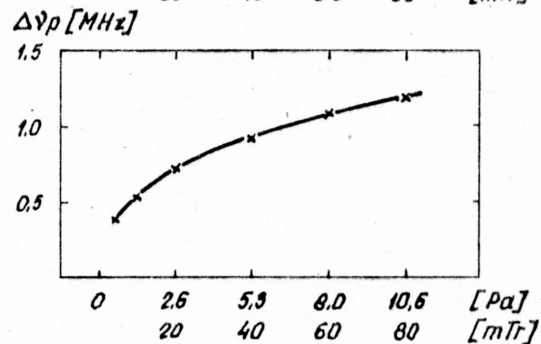
Rys.6.13.

Wyniki pomiarów kontrastowości pików mocy w zależności od ciśnienia metanu w komórce absorpcyjnej



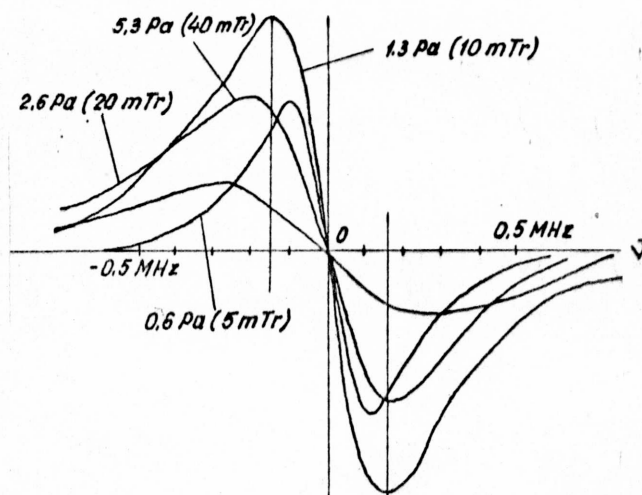
Rys.6.14

Wyniki pomiarów szerokości pików mocy w zależności od ciśnienia metanu w komórce absorpcyjnej



Rys.6.15.

Przebiegi krzywych dyskryminacyjnych otrzymanych metodą detekcji fazowej dla różnych ciśnień metanu w komórce absorpcyjnej



dwie wielkości zmieniają się z ciśnieniem: α_{0-} według zależności (6.12) oraz natężenie nasycenia absorpcji I_{s-} według zależności (3.28). Uwzględniając te zależności, kontrastowość pików przybiera postać:

$$A = \frac{1}{2} \frac{2 P_{CH_4} \cdot \beta \cdot L_-}{(\eta + 2 P_{CH_4} \beta \cdot L_-)^2} \frac{I_{s+}}{C \cdot (\Delta \nu + k P_{CH_4})^2}, \quad (6.14)$$

gdzie

$$C = \frac{\epsilon_0 C \hbar^2 \pi^2}{\mu_{12}^2}.$$

Zgodnie z (6.14) kontrastowość najpierw rośnie z ciśnieniem metanu ze względu na wzrost liniowych z ciśnieniem strat w komórce absorpcyjnej, a potem zmniejsza się ze względu na ciśnieniowy wzrost natężenia nasycenia absorbera I_{s-} .

Przedstawiona na rys. 6.13 zależność szerokości pików od ciśnienia metanu nie jest zależnością liniową jak sugerują wyrażenia (3.20) i (3.25); dla ciśnień $P_{CH_4} > 2,6 \text{ Pa} / 20 \text{ mTr} /$ szerokość pików $\Delta \nu_p$ znacznie wolniej narasta niż dla ciśnień niższych. Wyjaśnić to można faktem, że ze wzrostem ciśnienia zderzenia sprężyste cząsteczek metanu zmieniają prędkość cząsteczek lecz bez dodatkowego rozkorelowania fazy, przez co wpływ poszerzenia zderzeniowego w tym zakresie ciśnień jest mniejszy [95,96].

Krzywe dyskryminacyjne otrzymane z analizy pików absorpcyjnego zależą od parametrów pików: wysokości ΔI i szerokości $\Delta \nu_p$. Oba te parametry różnie zależą od ciśnienia metanu jak wynika z pomiarów /rys. 6.13 i 6.14/ oraz z przedstawionych powyżej rozważań. Dla małych dewiacji $\Delta \nu_m / m < 0,1 /$, nachylenie krzywej dyskryminacyjnej $\frac{dS_1(x,m)}{dx}$ może być aproksymowane drugą pochodną pików opisanego na podstawie (6.6) wyrażeniem

$$\Delta I(x) = \Delta I \frac{\left(\frac{\Delta \nu_p}{2}\right)^2}{x^2 + \left(\frac{\Delta \nu_p}{2}\right)^2}. \quad (6.15)$$

Z dokładnością do stałej k można napisać :

$$\frac{dS_1(x,m)}{dx} = k \cdot \frac{d^2[\Delta I(x)]}{dx^2} \quad (6.16)$$

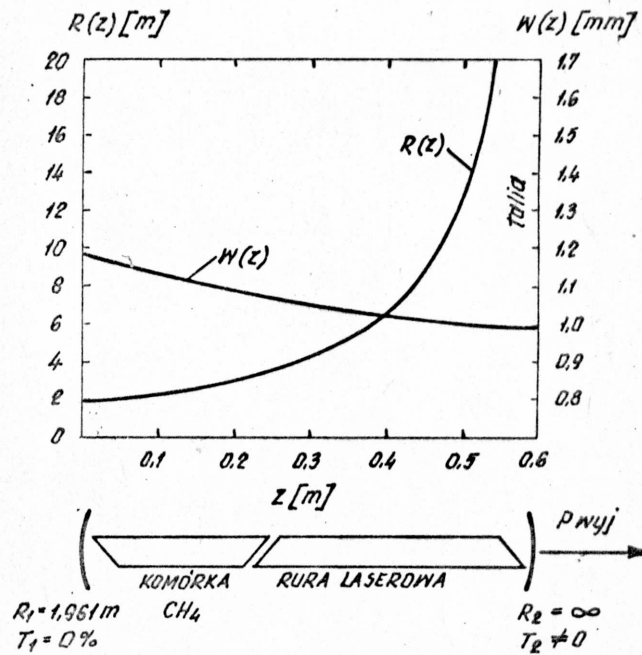
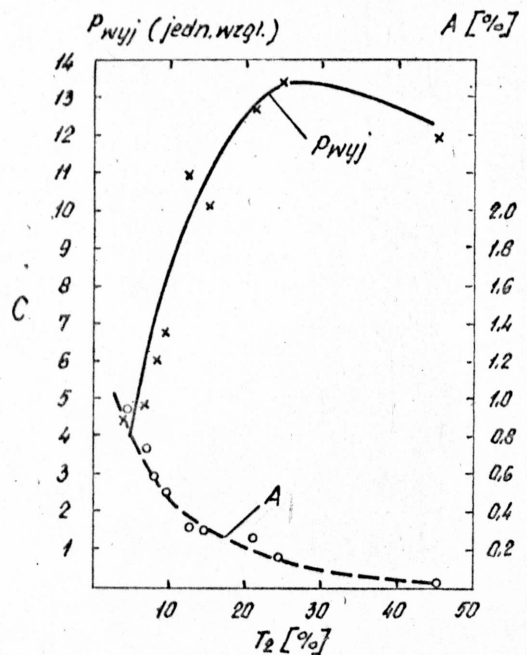
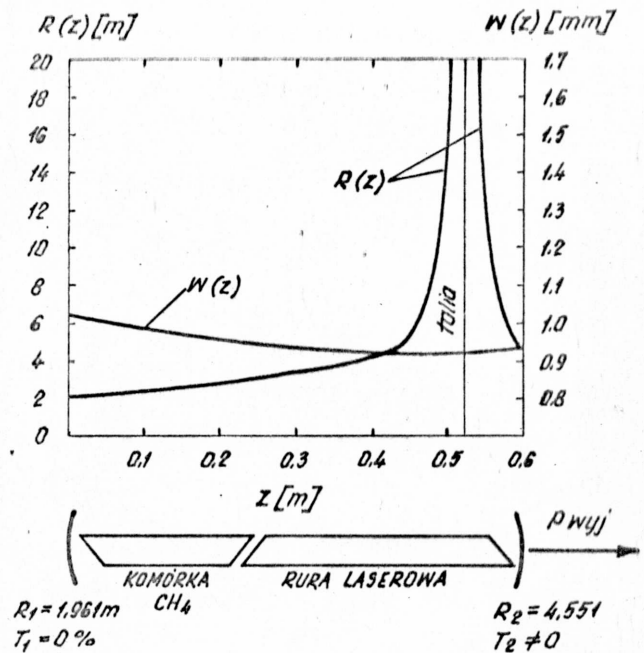
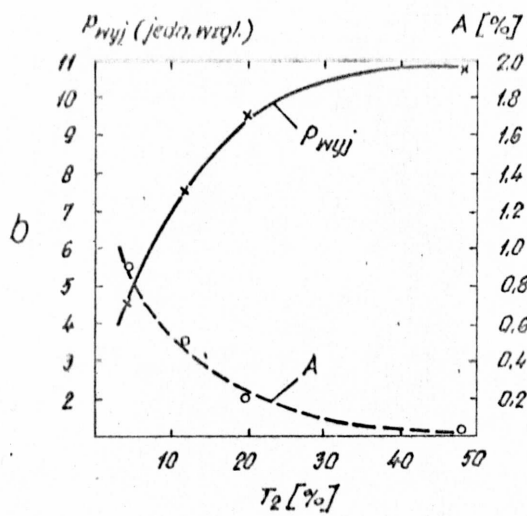
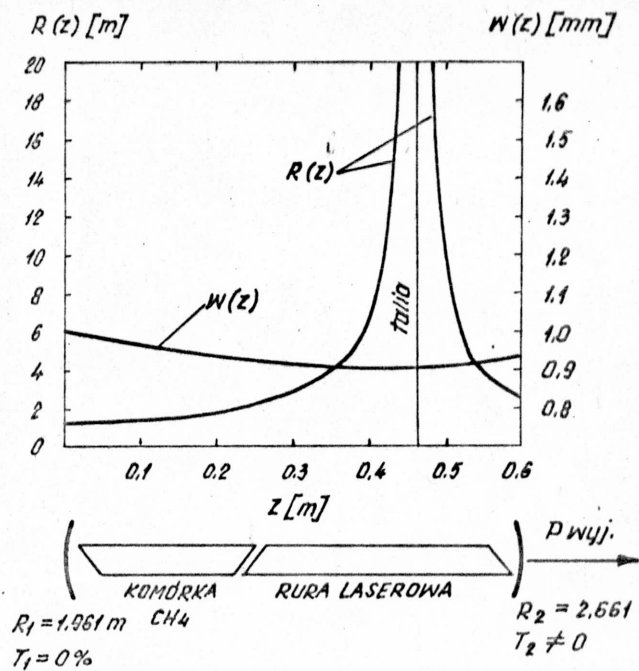
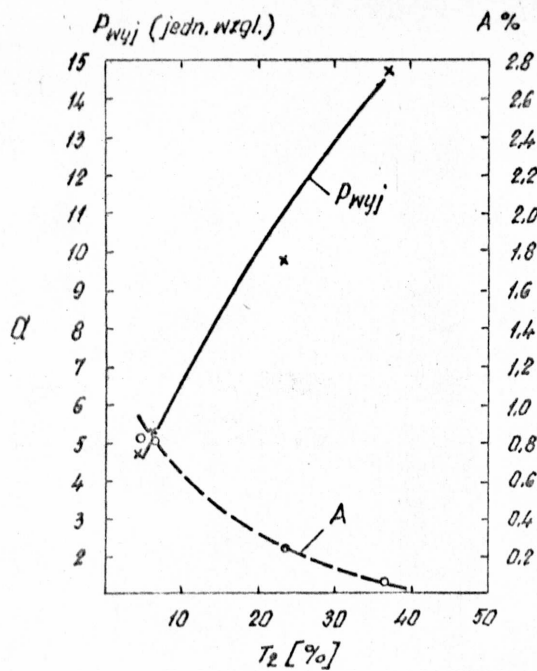
Dla $x = 0$ wyrażenie (6.16) spełnia zależność :

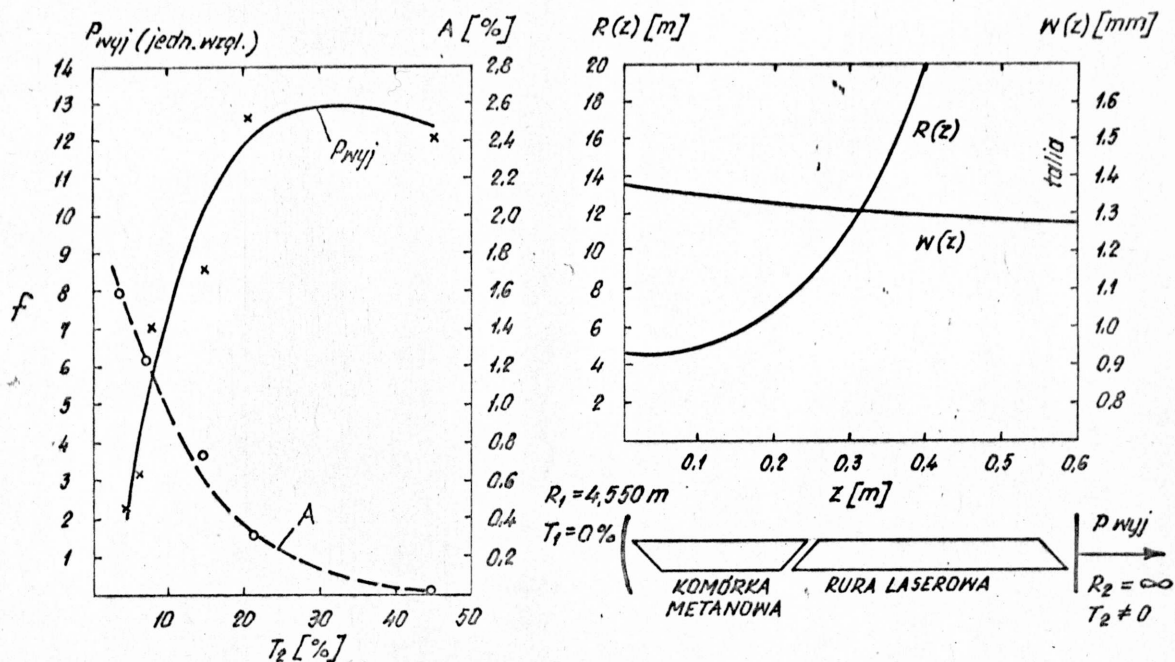
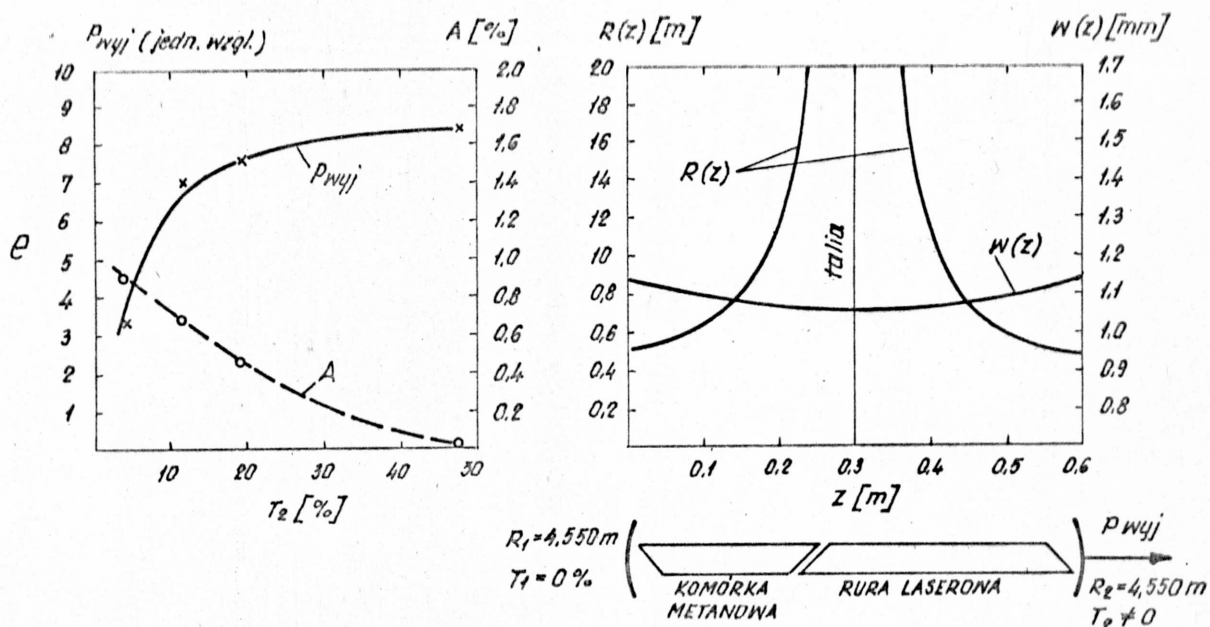
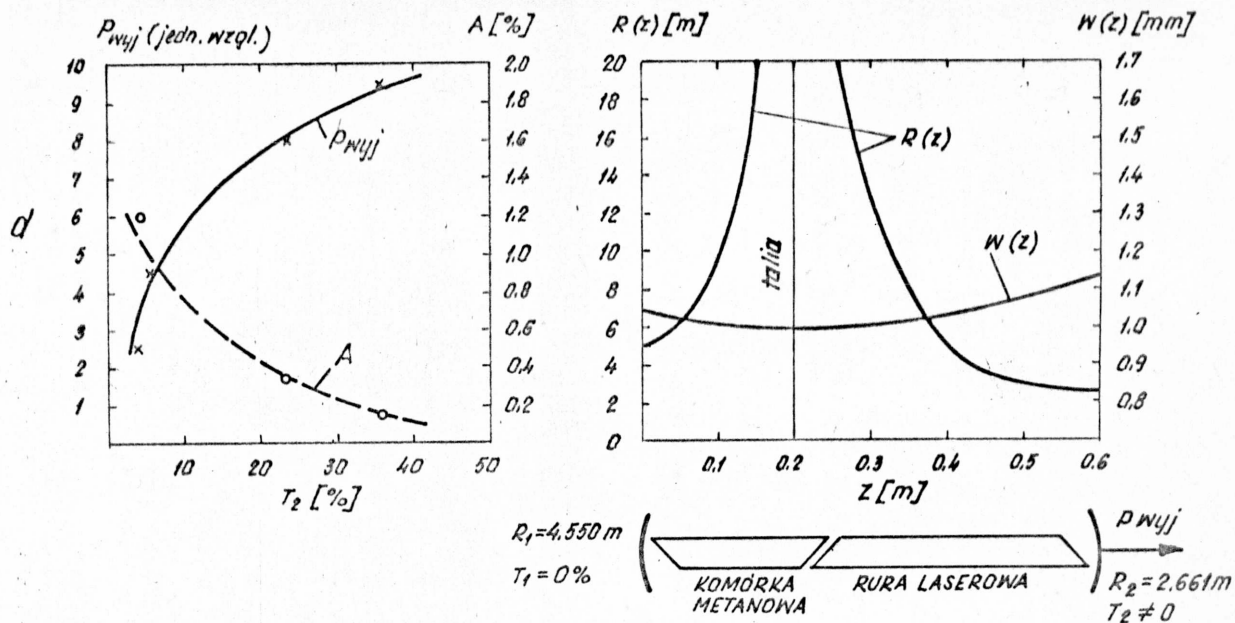
$$\left. \frac{d^2[\Delta I(x)]}{dx^2} \right|_{x=0} \sim \frac{\Delta I}{\left(\frac{\Delta \nabla p}{2}\right)^2} \sim \frac{\Delta I}{(\Delta \nabla p)^2}$$

Ponieważ wielkości A , I i $\Delta \nabla p$ zależą od ciśnienia, maksymalne nachylenie drugiej pochodnej pików otrzymuje się dla maksymalnej wartości wyrażenia $A(p_{CH_4}) \cdot I(p_{CH_4}) \cdot [\Delta \nabla p(p_{CH_4})]^{-2}$. Ponieważ analityczne zależności opisujące zachowanie się z ciśnieniem wielkości A , I i $\Delta \nabla p$ są zależnościami oszacowanymi, dla każdej konstrukcji lasera z komórką absorpcyjną należy wykonać szereg pomiarów krzywych dyskryminacyjnych w zależności od ciśnienia metanu i w ten sposób określić optymalne wypełnienie komórki absorpcyjnej jak uczyniono to w rozdziale 6.7.1.

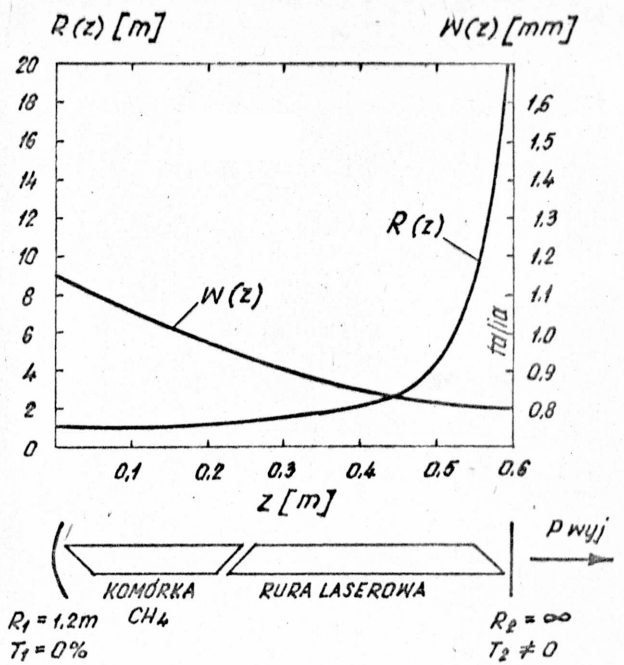
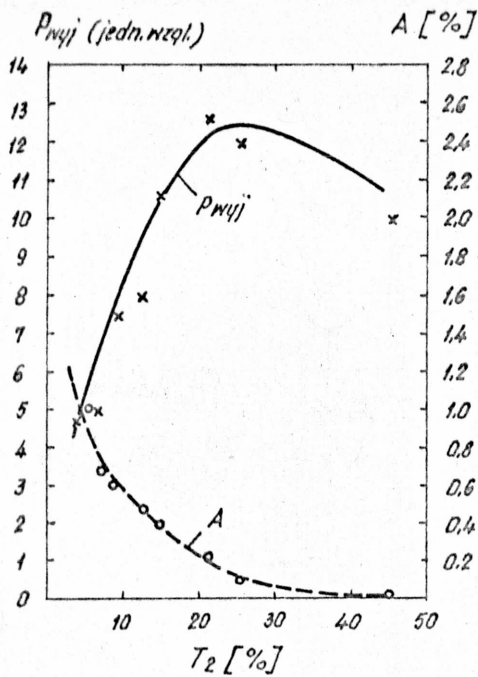
6.8. Pomiary kontrastowości pików absorpcyjnego w zależności od geometrii i transmisji zwierciadeł wyjściowych

Dla optymalnego ciśnienia metanu $p = 1,3$ Pa przebadano podstawowe parametry lasera He-Ne/ CH_4 : moc wyjściową P_{wyj} i kontrastowość A pików mocy dla szerokiego wachlarza geometrii rezonatora oraz transmisji luster wyjściowych. Zmiana geometrii rezonatora pozwalała zmieniać charakterystyczne parametry wiązki: średnicę wiązki $2w(z)$ oraz promień frontu falowego wiązki $R(z)$ wzdłuż osi z rezonatora. Wyniki pomiarów mocy wyjściowej i kontrastowości pików absorpcyjnego w zależności od transmisji luster dla jedenastu geometrii rezonatora przedstawiono na rys. 6.16a-k. Dla każdego cyklu pomiarowego przedstawiono układ rezonatora w jakim

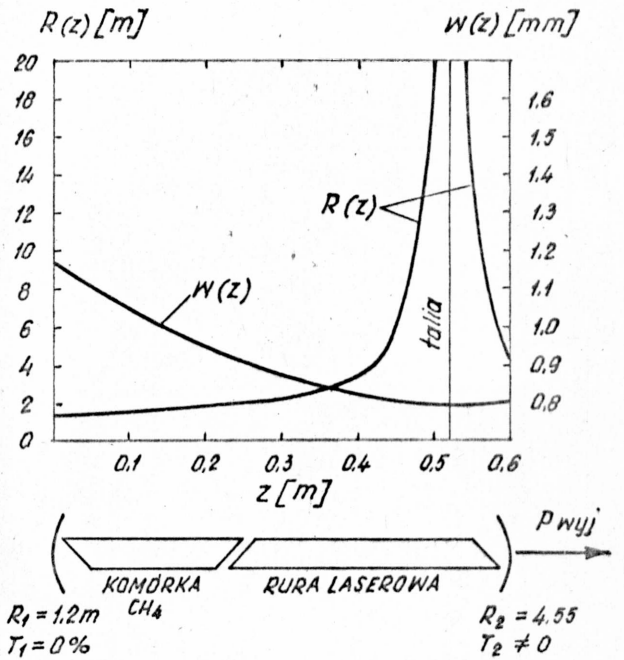
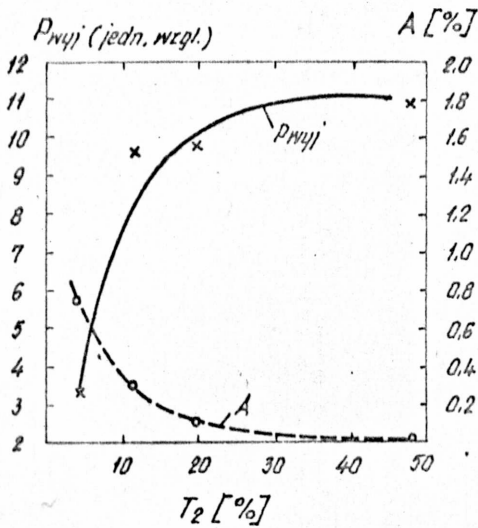




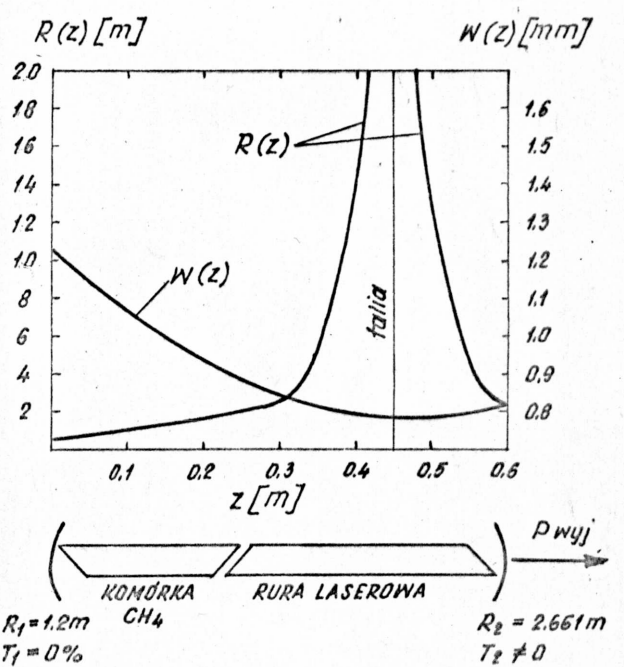
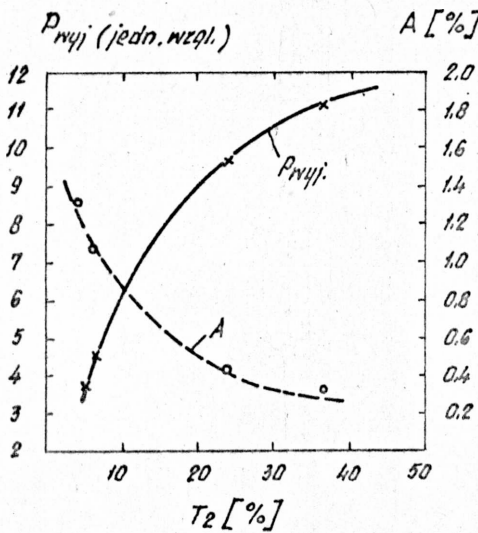
9

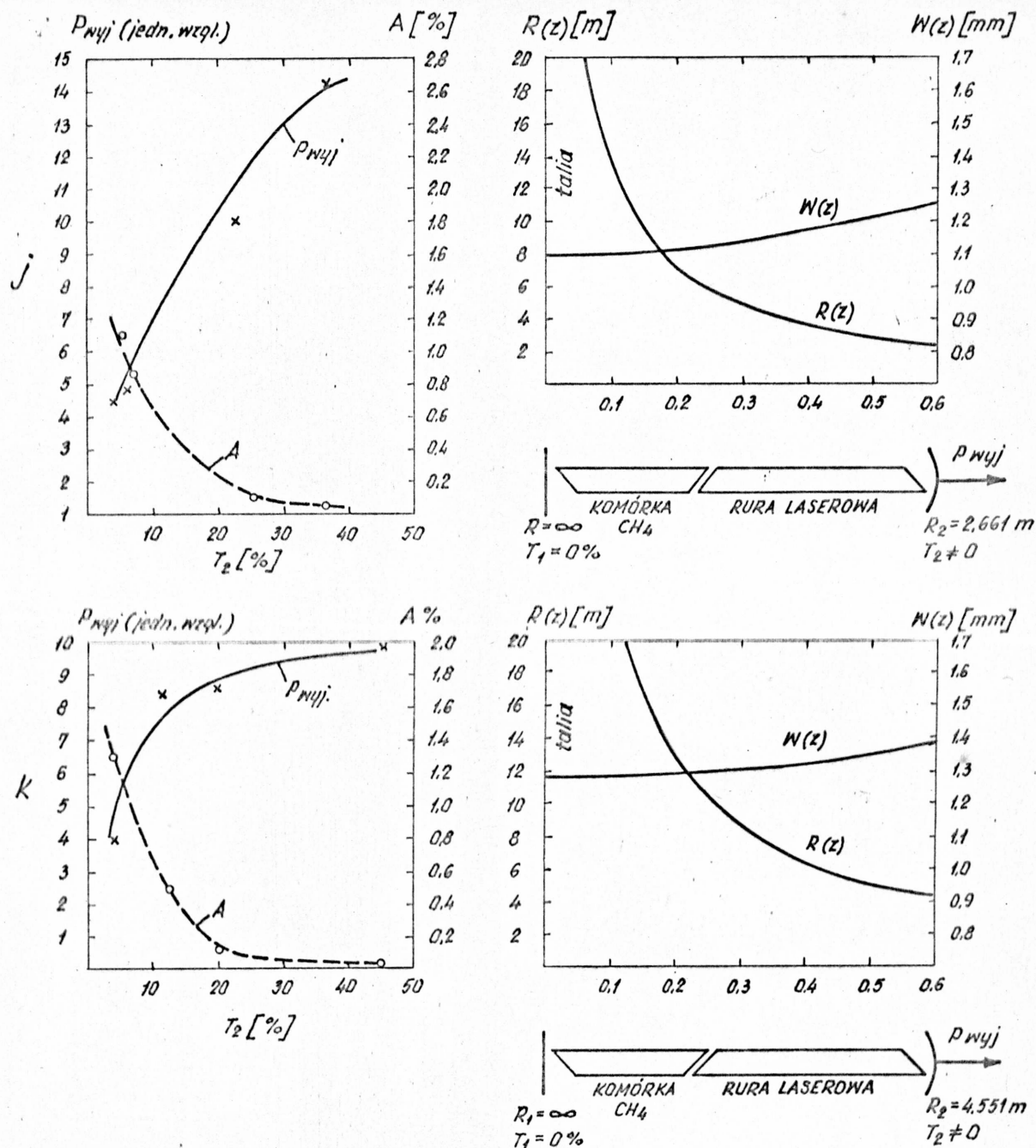


h



i



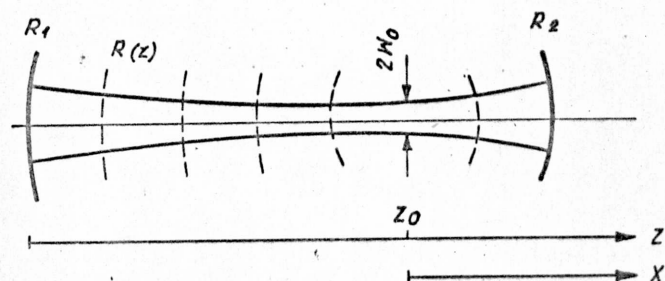


Rys.6.16. Wyniki pomiarów mocy wyjściowej P_{wyj} oraz kontrastowości A piku mocy lasera He-Ne/ CH_4 w zależności od transmisji zwierciadeł wyjściowych, przeprowadzone dla różnych geometrii rezonatora.

Dodatkowo przedstawiono :

- rozkład promienia $w(z)$ wiązki oraz rozkład promienia frontu falowego $R(z)$ wiązki dla każdego układu pomiarowego
- schemat i dane reonatora układów pomiarowych

Rys.6.17. Wiązka laserowa wewnątrz rezonatora



przeprowadzono pomiary, a ponadto przedstawiono rozkład promienia wiązki $w(z)$ i promienia frontu falowego wiązki $R(z)$ w funkcji odległości z od zwierciadła 1. Rozkłady $w(z)$ i $R(z)$ zostały obliczone numerycznie* na podstawie teorii wiązek gaussowskich [97] według zależności:

$$w(x) = w_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda x}{\pi w_0^2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (6.17)$$

$$R(x) = x \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda x} \right)^2 \right], \quad (6.18)$$

gdzie x jest odległością analizowanego punktu wiązki od talii wiązki mierzona wzdłuż osi rozchodzenia się wiązki, w_0 jest promieniem wiązki w talii /rys. 6.17/. Dla stabilnego rezonatora o długości L i promieniach luster R_1 i R_2 można łatwo znaleźć położenie z_0 talii wiązki podstawiając R_1 i R_2 do (6.18) i rozwiązując otrzymany układ równań:

$$z_0 = \frac{L(L - R_2)}{2L - (R_1 + R_2)}. \quad (6.19)$$

W trakcie pomiarów nie zauważono zmian szerokości piku absorpcyjnego w granicach czułości układu pomiarowego, co wyjaśnić można trzema przyczynami:

1. Pomiarów szerokości piku absorpcyjnego dokonywano metodą analizy pierwszej harmonicznej aproksymowanej pierwszą pochodną piku przestrajać laser, a odczytu dokonywano na podstawie oscylogramów. Sposób ten obarczony jest sporym błędem wynoszącym około 100 kHz.

* Parametry $R(z)$ i $w(z)$ wiązki wewnątrz rezonatora zostały obliczone numerycznie z pomocą mgra inż. E. Ciasia z Ośrodka Obliczeniowego WSI w Zielonej Górze.

2. Zmiany geometrii rezonatora wprowadzone w eksperymencie nie były na tyle duże aby poszerzenie geometryczne pików mogło być mieralne.
3. Niezauważalny wpływ poszerzenia mocowego pików można wyjaśnić małym współczynnikiem wysycenia metanu $S_- = \frac{I}{I_{S-}} < 1$, który również nie mógł być mieralny z powodu niezbyt czułej metody odczytu szerokości pików z oscylogramu.

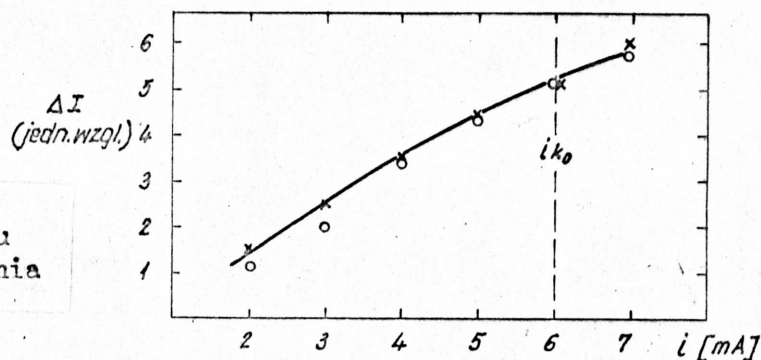
Z przytoczonych badań wynika, że wpływ geometrii rezonatora na kontrastowość pików w zakresie stosowanych przez autora geometrii jest znikomy, natomiast bardzo istotnie kontrastowość pików zależy od transmisji wyjściowych zwierciadeł, co jest zgodne z (3.33) oraz wnioskami przedstawionymi w rozdziale 3.8. Dlatego dla uzyskania dużych kontrastowości należy dążyć do maksymalizacji mocy wewnątrz rezonatora przy możliwie najmniejszych transmisjach zwierciadeł wyjściowych.

6.9. Pomiar kontrastowości pików absorpcyjnego w zależności od prądu wyładowania i mocy wewnątrz rezonatora

W układzie lasera He-Ne/CH₄ z rys. 6.16k przeprowadzono pomiary wysokości ΔI i kontrastowości A pików absorpcyjnego oraz mocy wyjściowej w zależności od prądu wyładowania rury laserowej /rys. 6.18-6.20 /. Rysunek 6.21 przedstawia zależność kontrastowości pików od mocy wewnątrz rezonatora. Ponieważ laser He-Ne/CH₄ pracował w obrębie liniowej części charakterystyki mocowo-prądowej, wzrostowi prądu wyładowania towarzyszy wzrost nienasyconego wzmocnienia α_{0+} . Otrzymaną liniową zależność kontrastowości pików od mocy wewnętrznej I rezonatora dobrze opisuje zależność (3.39), przy założeniu, że $I_{S+} \alpha_{0+} \sim I$.

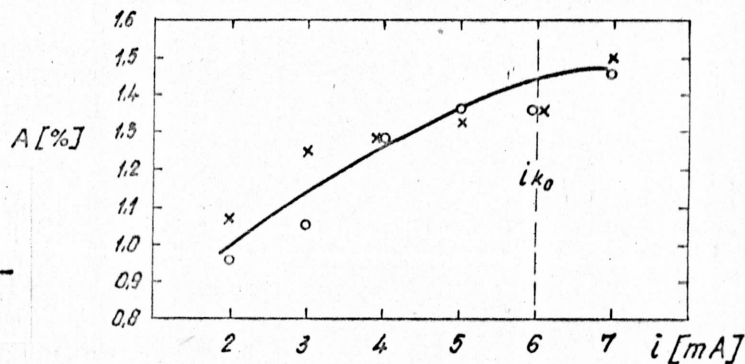
Rys.6.18.

Wyniki pomiarów amplitudy piku mocy w funkcji prądu wyładowania



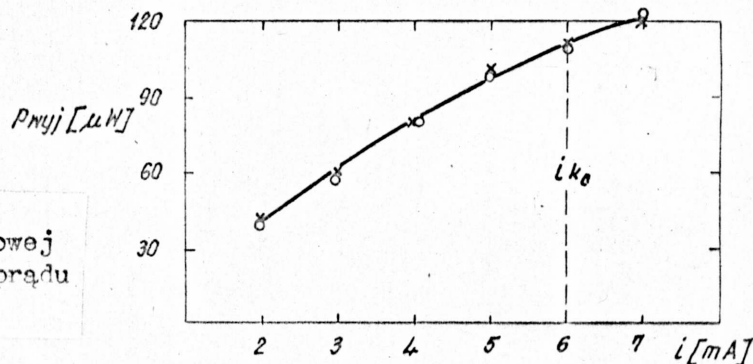
Rys.6.19.

Wyniki pomiarów kontrastowości piku mocy w funkcji prądu wyładowania



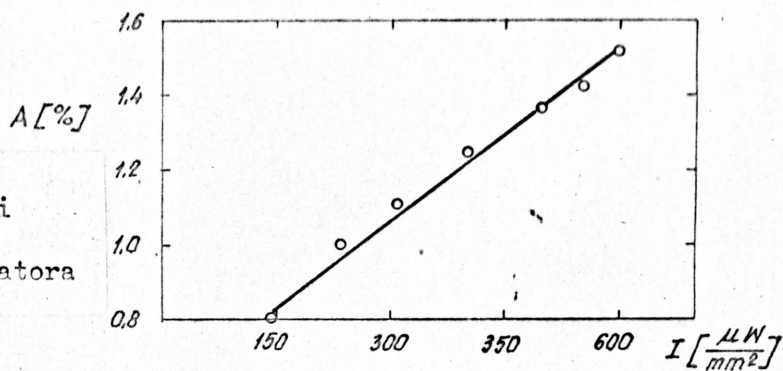
Rys.6.20.

Wyniki pomiarów mocy wyjściowej lasera z komórką w funkcji prądu wyładowania



Rys.6.21.

Wyniki pomiarów kontrastowości piku mocy w funkcji natężenia promieniowania wewnątrz rezonatora



Zmian szerokości piku nie zauważono w trakcie pomiarów z przyczyn omówionych w rozdziale 6.8. Badania te potwierdziły podstawowy wniosek, że zwiększenie kontrastowości można uzyskać poprzez zwiększenie mocy wewnątrz rezonatora /rys.6.21/ co z kolei wiąże się ze stosowaniem wyższych prądów wyładowania /rys.6.19/ ale w bezszumowym obszarze prądowym.

6.10. Obliczenia wzmocnienia oraz natężenia nasycenia

Obliczenia wielkości $\mathcal{K}_{o+}$ oraz I_{s+} można dokonać dysponując pomiarami mocy wyjściowej P_{wyj} lasera He-Ne/CH₄ przy różnych stratach rezonatora wprowadzonych bądź przez zmianę ciśnienia metanu przy ustalonej geometrii rezonatora i transmisji zwierciadeł /rys. 6.12/, bądź przy ustalonym ciśnieniu metanu i zmieniających się transmisjach lusterek (rys. 6.16). Korzystając z zależności (3.27) na moc wyjściową lasera oszacowano natężenie nasycenia I_{s+} oraz nienasycone wzmocnienie $\overline{g}_{o+}$. Obliczenia dokonano metodą rozwiązywania układów równań na moc wyjściową przy dwóch różnych wartościach transmisji zwierciadeł:

$$\left. \begin{aligned} P'_{wyj} \Big|_{P_{CH_4} = \text{const}} &= -st' \frac{I_{s+}}{2} \left(1 + \frac{2l_+ g_{o+}}{\ln r_1 r_2' - \gamma - 2g_{o-} l_-} \right) \\ P''_{wyj} \Big|_{P_{CH_4} = \text{const}} &= -st'' \frac{I_{s+}}{2} \left(1 + \frac{2l_+ g_{o+}}{\ln r_1 r_2'' - \gamma - 2g_{o-} l_-} \right) \end{aligned} \right\}, \quad (6.20)$$

gdzie współczynnik strat dyfrakcyjnych oraz strat na odbicia

$\gamma \simeq 0,25$ /rozdział 4.2/. Przeprowadzone w ten sposób obliczenia dają wartość natężenia nasycenia $I_{s+} \simeq 50 \mu\text{W}/\text{mm}^2$; wartość nienasyconego wzmocnienia wynosi $g_{o+} \simeq 0,06 [\text{cm}^{-1}]$, a nienasycone wzmocnienie ilorazowe $G \simeq \exp \mathcal{K}_{o+} \simeq 27$. Natężenie promieniowania wewnątrz rezonatora zmieniało się w zakresie stosowanych prądów wyładowania i transmisjach zwierciadeł wyjściowych od kilkudziesięciu $\mu\text{W}/\text{mm}^2$ do około $1 \text{ mW}/\text{mm}^2$, co dobrze spełnia założenie uczynione w rozdziale 3.8:

$$I_{s-} \gg I \gg I_{s+} \quad (6.21)$$

Rozdział 7. FLUKTUACJE CZĘSTOTLIWOŚCI I MIARY STABILNOŚCI CZĘSTOTLIWOŚCI LASERA

7.1. Wprowadzenie

Rozdział niniejszy stanowi próbę ujednolicenia i klasyfikacji podstawowych pojęć i definicji w technice pomiarowej stabilności częstotliwości laserów. Zagadnienia te były opracowane w związku z pomiarami stabilności wzorców atomowych [98,99,100] i zostały niemal dokładnie przeniesione do pomiarowych technik laserowych. Przedstawiono charakterystykę szumów naturalnych i technicznych. Nie analizowano wpływu poszczególnych czynników zaburzających na bierną stałość częstotliwości lasera, gdyż są to zagadnienia dobrze znane w literaturze [28,101]. Przedstawiono definicję stabilności częstotliwości w dziedzinie częstotliwościowej i czasowej. Na podstawie ogólnego modelu układu stabilizacji częstotliwości zaproponowanego przez Bernsztejna [102] przedstawiono wpływ układu pętli sprzężenia zwrotnego na gęstość widmową fluktuacji częstotliwości lasera stabilizowanego. Z przytoczonej analizy wynika konieczność maksymalizacji krzywej dyskryminacyjnej względem poziomu szumów amplitudowych występujących w pętli, co dobrze potwierdza tezę niniejszej pracy i było inspiracją do eksperymentalnego cyklu badań układu lasera He-Ne/CH₄ przedstawionego wcześniej w rozdziałach 4, 5 i 6. Rozważone zagadnienia stanowiły podstawę do opracowania metodyki stabilizacji częstotliwości skonstruowanych laserów He-Ne/CH₄, co jest przedmiotem następnego rozdziału.

7.2. Fluktuacje sygnału promieniowania lasera

Fluktuacje amplitudy i częstotliwości /bądź fazy/ sygnału generatora można podzielić na klasy: naturalne i techniczne. Podobnego podziału można dokonać dla zaburzeń sygnału generatora kwantowego.

7.2.1. Fluktuacje naturalne

Naturalne fluktuacje amplitudy i fazy jednego czystego podłużnego modu TEM_{00} lasera gazowego były teoretycznie analizowane w pracach [103,104], a istotą tych prac były próby oszacowania szerokości $\delta\nu$ linii wypromieniowanej przez laser. Zakłada się, że zasadniczym źródłem naturalnych szumów amplitudy i fazy sygnału jest przypadkowa, kwantowa natura emisji spontanicznej nakładająca się na strumień emisji wymuszonej. W pobliżu progu wzbudzenia występują bardzo duże fluktuacje, które przy przejściu ponad próg generacji szybko maleją. Związane jest to z przejściem od stanu całkowitego nieuporządkowania fazowego w stan wyższego stopnia uporządkowania, a więc większego udziału emisji wymuszonej w promieniowaniu, i w miarę oddalania się od progu generacji występuje gwałtowne zawężenie spektralnej szerokości promieniowania lasera. Poszerzenie linii $\delta\nu_s$ spowodowane promieniowaniem spontanicznym można oszacować z klasycznego wyrażenia Schawlow'a i Townes'a [105]:

$$\delta\nu_s = \frac{16\pi^2 h\nu}{P} \left(\frac{\Delta\nu_a \Delta\nu_r}{\Delta\nu_a + \Delta\nu_r} \right)^2, \quad (7.1)$$

gdzie P - moc generacji, $\Delta\nu_r$ - szerokość linii biernego rezonatora lasera, $\Delta\nu_a$ - szerokość linii spektralnej. Przy typowych parametrach lasera gazowego, $\delta\nu_s$ jest rzędu

10^{-1} Hz i mniej, a linia poszerzona emisją spontaniczną ma kształt lorentzowski. Należy zwrócić uwagę, że szacowanie to obowiązuje dla normalnej pracy lasera, gdy $\Delta\nu_a \gg \Delta\nu_r$ / $\Delta\nu_a$ jest równe szerokości dopplerowskiej linii $\Delta\nu_D$ /. W przypadku pracy z komórką absorpcyjną, gdy generacja występuje w zakresie wąskiego piku $\Delta\nu_a < \Delta\nu_r$; wówczas należy spodziewać się znacznego zawężenia linii*. Innymi źródłami fluktuacji naturalnych jest efekt cieplnych braunowskich fluktuacji długości rezonatora [106] oraz statystyczne fluktuacje gęstości gazu wewnątrz rezonatora [107] , które dają wkład w poszerzenie linii porównywalny z $\delta\nu_s$.

Po przekroczeniu progu wzbudzenia fluktuacje amplitudy również maleją, a ich udział w całkowitej mocy promieniowania istotnie maleje i dla typowej pracy lasera gazowego może być pominięty.

Widmo szumów naturalnych stanowi barierę stabilności generatora. Szumy naturalne powyżej progu generacji są bardzo małe w porównaniu z szumami technicznymi i z punktu widzenia zastosowaniowego w konstrukcji stabilizowanych laserów można założyć, że promieniowanie lasera jest idealnie monochromatycznym sygnałem, którego częstotliwość** $\Omega(t)$ poddana jest tecznicznym fluktuacjom:

$$\Omega(t) = \Omega_0 + \frac{d\phi(t)}{dt} = \Omega_0 + \Delta\Omega(t), \quad (7.2)$$

gdzie $\phi(t)$ i $\Omega(t)$ są stochastycznymi przebiegami odzwierciedlającymi zaburzenia fazy i częstotliwości spowodowane fluktuacjami tecznicznymi.

* Należy spodziewać się zawężenia linii promieniowania dla laserów z komórkami absorpcyjnymi o dużych kontrastowościach pików.

** W rozdziale tym częstotliwość kątowna będzie nazywana częstotliwością.

7.2.2. Fluktuacje techniczne

Na pracę każdego lasera gazowego mają istotny wpływ różne parametry otoczenia i zasilania. Obserwuje się niestabilność amplitudy i częstotliwości ze zmianami temperatury otoczenia, napięć zasilających, pola elektrycznego i magnetycznego, ciśnienia atmosferycznego, prądu wyładowania. Fluktuacje amplitudy i częstotliwości pojawiają się na skutek wibracji, fluktuacji plazmy wyładowczej, fal akustycznych. Cały zespół zaburzeń działających jednocześnie wywołuje przypadkowe fluktuacje amplitudy i fazy /częstotliwości/ sygnału, przy czym wielkość i widmo tych fluktuacji zależy od warunków pracy generatora oraz jego rozwiązania konstrukcyjnego.

Zagadnienia wpływu poszczególnych czynników na stałość częstotliwości lasera gazowego były omówione w szeregu pracach [28, 101]. Każdy z przedstawionych powyżej czynników wpływa deterministycznie na stan sygnału i każda fluktuacja sygnału ma swą przyczynę w konkretnym zaburzeniu zewnętrznym. Jest jednak naturalnym opierać definicję stabilności i analizę fluktuacji parametrów sygnału na pojęciach statystycznych tworząc wygodny stochastyczny model procesu fluktuacji.

Kwazimonochromatyczny sygnał generatora wygodnie jest przedstawić w postaci analitycznej [108]:

$$V(t) = V_0 \exp \left\{ \xi(t) + j [\Omega_0 t + \phi(t)] \right\}, \quad (7.3)$$

gdzie $V(t)$ - chwilowa wartość sygnału reprezentująca np. natężenie pola elektrycznego $E(t)$, V_0 - amplituda sygnału,

$\xi(t)$ - rzeczywista realizacja procesu stochastycznego odpowiadająca za fluktuacje amplitudy, $\phi(t)$ - rzeczywista realizacja procesu stochastycznego odpowiadająca za fluktuacje fazy. Funkcje $\xi(t)$ i $\phi(t)$ są wolnozmiennymi się funkcjami czasu.

Rozwijając w szereg Taylora (7.3) i ograniczając się do członu liniowego ($|\xi(t)| \leq 1$) i biorąc część rzeczywistą $V(t)$ otrzymujemy:

$$V^r(t) = \operatorname{Re} [V(t)] = V_0 [1 + \xi(t)] \cos [\Omega_0 t + \phi(t)]. \quad (7.4)$$

Zakładając, że procesy $\{\phi(t)\}$ i $\{\xi(t)\}$ są procesami stacjonarnymi ergodycznymi w szerszym sensie [109, 110, 111] można wyciągnąć następujące wnioski:

1. Wartość średnia realizacji procesu $\Delta\Omega(t) = \frac{d\phi(t)}{dt}$ oraz funkcja autokorelacji $R_{\Delta\Omega}(\tau)$ zachowują się w czasie /jest to dość dobrze spełnione w przypadku laserów stabilizowanych/.
2. Z ergodyczności procesu $\{\Delta\Omega(t)\}$ wynika, że pełną informację o procesie można uzyskać analizując tylko jedną jego realizację.
3. Ze stacjonarności realizacji procesu $\{\Delta\Omega(t)\}$ wynika, że własności wyznaczone dla krótkich przedziałów czasowych nie zmieniają się znacznie dla kolejnych przedziałów. Taki wycinek czasowy realizacji procesu nazywa się sygnałem obserwowanym, którego analiza jest szczególnie przydatna przy badaniach fluktuacji częstotliwości laserów, gdzie analizuje się zbiór sygnałów obserwowanych z jednej realizacji procesu $\{\Omega(t)\}$.
4. Założenie modelu stacjonarnego ergodycznego w szerszym sensie procesów $\{\Omega(t)\}$, $\{\xi(t)\}$ jest w sprzeczności z przyczynowym charakterem fluktuacji; taki model daje jednak możliwość analizy matematycznej i jest powszechnie przyjęty w pomiarach stałości częstotliwości wzorców [98].

7.3. Fluktuacje fazy i częstotliwości

Zakładając stałość amplitudy sygnału ($|\xi(t)| \ll 1$) fluktuacje częstotliwości można sprowadzić tylko do fluktuacji fazy:

$$\Omega(t) = \Omega_0 + \Delta\Omega(t) = \frac{d}{dt} [\Omega_0 t + \phi(t)] = \Omega_0 + \dot{\phi}(t), \quad (7.5)$$

gdzie $\Delta\Omega(t) = \dot{\phi}(t)$ ma charakter chwilowej dewiacji częstotliwości od nominalnej średniej częstotliwości Ω_0 :

$$\Omega_0 = \langle \Omega(t) \rangle_t = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} \Omega(t) dt = \Omega_0 + \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} [\phi(\frac{T}{2}) - \phi(-\frac{T}{2})] \quad (7.6)$$

Analogicznie do (7.6) można wprowadzić pojęcie uśrednionej częstotliwości w skończonym czasie τ :

$$\langle \Delta\Omega(t) \rangle_{t,\tau} = \langle \dot{\phi}(t) \rangle_{t,\tau} = \frac{1}{\tau} \int_t^{t+\tau} \dot{\phi}(t') dt' = \frac{1}{\tau} [\phi(t+\tau) - \phi(t)]. \quad (7.7)$$

Zmienne $\phi(t)$, $\Delta\Omega(t)$ oraz $\langle \Delta\Omega(t) \rangle_{t,\tau}$ mają charakter losowy, miarą ich własności dyspersyjnych jest wariancja lub odchylenie standardowe. Wariancję procesu X można obliczyć z zależności:

$$\sigma^2 [X] = \overline{(X - \bar{X})^2} = \overline{X^2} - (\bar{X})^2, \quad (7.8)$$

gdzie kreska oznacza uśrednienie statystyczne lub czasowe.

W przypadku, gdy wartość średnia $\bar{X}$ jest równa zeru

$$\sigma^2 [X] = \overline{X^2}. \quad (7.9)$$

7.3.1. Gęstość widmowa i funkcja autokorelacji procesu fluktuacji częstotliwości

Fluktuacje sygnału generatora opisane wyrażeniem (7.3) można opisać gęstością widmową. Praktycznie można rozróżnić

cztery rodzaje gęstości spektralnych [98]:

1. Całkowita gęstość spektralna sygnału $V^*(t)$. Jest to widmo sygnału poddanego fluktuacjom amplitudy i fazy. Techniczna realizacja pomiarowa tego widma jest praktycznie niemożliwa.
2. Gęstość spektralna fluktuacji amplitudy $V_0 \xi(t)$. Jest to widmo fluktuacji amplitudy: pomiar tego widma można realizować idealnym detektorem AM.
3. $G_\phi(\omega)$ - gęstość widmowa fluktuacji fazy $\phi(t)$, otrzymana przez analizę spektralną sygnału wyjściowego idealnego detektora fazowego.
4. $G_{\dot{\phi}}(\omega)$ - gęstość widmowa fluktuacji częstotliwości $\Delta\Omega(t)$ otrzymana przez analizę spektralną sygnału wyjściowego idealnego detektora częstotliwości.

Dla laserów stabilizowanych, ze względu na mały wpływ fluktuacji amplitudy na gęstość spektralną sygnału ($|\xi(t)| \ll 1$) , bardzo użyteczne stają się gęstości widmowe $G_{\dot{\phi}}(\omega)$ oraz $G_\phi(\omega)$, między którymi występuje prosta zależność

$$G_{\dot{\phi}}(\omega) = \omega^2 G_\phi(\omega) \quad (7.10)$$

Gęstość spektralna $G(\omega)$ stacjonarnego procesu $\{x(t)\}$ jest z definicji transformatą Fouriera jego funkcji autokorelacji $R(\tau)$ i dana jest zależnością Wienera-Chińczyna [109]; dla fluktuacji fazy $\phi(t)$ i częstotliwości $\dot{\phi}(t)$ gęstości spektralne $G_\phi(\omega)$ i $G_{\dot{\phi}}(\omega)$ przybierają postać:

$$G_\phi(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_\phi(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau ; \quad R_\phi = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} G_\phi(\omega) e^{j\omega\tau} d\omega \quad (7.11)$$

$$G_{\dot{\phi}}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{\dot{\phi}}(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau ; \quad R_{\dot{\phi}} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{\dot{\phi}}(\omega) e^{j\omega\tau} d\omega \quad (7.12)$$

Z zależności (7.11) i (7.12) wynikają bezpośrednio zależności na wariancję procesów $\{\phi(t)\}$ i $\{\dot{\phi}(t)\}$:

$$\sigma^2[\phi(t)] = R_\phi(0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} G_\phi(\omega) d\omega = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} \phi^2(t) dt = \overline{\phi^2(t)} \quad (7.13)$$

$$\sigma^2[\dot{\phi}(t)] = R_{\dot{\phi}}(0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{\dot{\phi}}(\omega) d\omega = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} \dot{\phi}^2(t) dt = \overline{\dot{\phi}^2(t)} \quad (7.14)$$

7.3.2. Wariancja i gęstość spektralna fluktuacji częstotliwości analizowana w skończonym czasie uśredniania

Fakt, że urządzenia analizujące posiadają ograniczone pasmo przenoszenia równoważny jest uśrednieniu realizacji procesu z określonym czasem uśredniania τ . Uśredniona za okres τ realizacja fluktuacji częstotliwości $\langle \dot{\phi}(t) \rangle_{t,\tau}$ zdefiniowana wyrażeniem (7.7) nadal posiada cechy zmiennej losowej, można zatem obliczyć jej wariancję:

$$\begin{aligned} \sigma^2[\langle \dot{\phi} \rangle_{t,\tau}] &= \frac{1}{\tau^2} \overline{[\phi(t+\tau) - \phi(t)]^2} = \frac{2}{\tau^2} [R_\phi(0) - R_\phi(\tau)] = \\ &= \frac{2}{\tau^2} \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} G_\phi(\omega) d\omega - \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} G_\phi(\omega) e^{j\omega\tau} d\omega \right] = \frac{2}{\tau^2} \frac{1}{2\pi} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} G_\phi(\omega) (1 - \cos \omega\tau) d\omega \right] = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} G_\phi(\omega) \frac{\sin^2(\frac{\omega\tau}{2})}{(\frac{\omega\tau}{2})^2} d\omega \quad (7.15) \end{aligned}$$

Otrzymana zależność (7.15) przedstawia zachowanie się wariancji $\sigma^2[\langle \dot{\phi} \rangle_{t,\tau}]$ fluktuacji częstotliwości w zależności od czasu uśredniania τ . Człon podcałkowy $\lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{\sin^2(\frac{\omega\tau}{2})}{(\frac{\omega\tau}{2})^2}$

jest zbieżny jak $1/\omega^2$, wówczas $\sigma^2(\langle \dot{\phi} \rangle_{t,\tau}) \rightarrow 0$, gdy

$\lim_{\omega \rightarrow \infty} G_\phi(\omega)$ jest zbieżne do 0 nie wolniej niż $1/\omega^2$.

Z rozważań powyższych wynika istotny praktyczny wniosek: pomiar wariancji fluktuacji częstotliwości istotnie zależy od czasu uśrednienia, dlatego każdemu pomiarowi wariancji $\sigma[\langle\dot{\phi}\rangle_{t,\tau}]$ niezbędne jest przyporządkowanie czasu uśredniania. Wartość wariancji bez czasu uśrednienia nie ma sensu. Z (7.15) wynika, że procesowi $\{\langle\dot{\phi}\rangle_{t,\tau}\}$ odpowiada gęstość spektralna

$G_{\langle\dot{\phi}\rangle_{t,\tau}}(\omega)$ równa:

$$G_{\langle\dot{\phi}\rangle_{t,\tau}}(\omega) = G_{\dot{\phi}}(\omega) \frac{\sin^2 \frac{\omega\tau}{2}}{(\frac{\omega\tau}{2})^2} \quad (7.16)$$

7.3.3. Wariancja i gęstość spektralna fluktuacji częstotliwości analizowana w skończonym czasie obserwacji

W praktyce, pomiaru wariancji $\sigma^2(\langle\dot{\phi}\rangle_{t,\tau})$ dokonuje się w skończonym czasie T_0 ; analizując fragment realizacji procesu $\{\dot{\phi}(t)\}$ (tzw. sygnał obserwowany). Wpływ skończonego czasu T_0 na wariancję fluktuacji częstotliwości z czasem uśredniania τ przeprowadzili Cuttler i Searle [98]. Jeśli założyć, że $\hat{\sigma}^2[\dot{\phi}(t)]$ jest estymatorem wariancji $\sigma^2[\dot{\phi}(t)]$ mierzonej za okres T_0 , to z definicji:

$$\hat{\sigma}^2[\dot{\phi}(t)] = \langle\dot{\phi}^2\rangle_{t,T_0} - \langle\dot{\phi}\rangle_{t,T_0}^2 = \frac{1}{T} \int_{t-T_0/2}^{t+T_0/2} \dot{\phi}^2(t') dt' - \frac{1}{T^2} \left[\int_{t-T_0/2}^{t+T_0/2} \dot{\phi}(t') dt' \right]^2 \quad (7.17)$$

Wartość średnia estymatora $\hat{\sigma}^2[\dot{\phi}(t)]$ jest równa:

$$\begin{aligned}
 \overline{\hat{\sigma}^2[\dot{\phi}(t)]} &= \frac{1}{T} \int_{t-T_0/2}^{t+T_0/2} \phi^2(t') dt' - \frac{1}{T^2} \int_{t-T_0/2}^{t+T_0/2} dt' \int_{t-T_0/2}^{t+T_0/2} [\phi(t') \phi(t'')] dt'' = \\
 &= \sigma^2[\dot{\phi}(t)] - \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{\dot{\phi}}(\omega) \frac{\sin^2 \frac{\omega T_0}{2}}{(\frac{\omega T_0}{2})^2} d\omega = \\
 &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{\dot{\phi}}(\omega) \left[1 - \frac{\sin^2 \frac{\omega T_0}{2}}{(\frac{\omega T_0}{2})^2} \right] d\omega. \quad (7.18)
 \end{aligned}$$

Z (7.18) wynika, że estymator $\hat{\sigma}^2[\dot{\phi}(t)]$ jest estymatorem zgodnym, gdyż

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \overline{\hat{\sigma}^2[\dot{\phi}(t)]} = \sigma^2[\dot{\phi}(t)].$$

Dla obliczenia wariancji sygnału obserwowanego w czasie T_0 z czasem uśredniania τ , $\overline{\hat{\sigma}^2[\langle \dot{\phi} \rangle_{t,\tau}]}$ należy w (7.18) za $G_{\dot{\phi}}(\omega)$ wstawić $G_{\langle \dot{\phi} \rangle_{t,\tau}}(\omega)$ według (7.16) otrzymując:

$$\overline{\hat{\sigma}^2[\langle \dot{\phi} \rangle_{t,\tau}]} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{\dot{\phi}}(\omega) \left[\frac{\sin^2 \frac{\omega \tau}{2}}{(\frac{\omega \tau}{2})^2} \right] \left[1 - \frac{\sin^2 \frac{\omega T_0}{2}}{(\frac{\omega T_0}{2})^2} \right] d\omega. \quad (7.19)$$

Z wyrażenia (7.19) wynika, że przy $T_0 \rightarrow \infty$ estymator wariancji fluktuacji częstotliwości $\overline{\hat{\sigma}^2[\langle \dot{\phi} \rangle_{t,\tau}]} \rightarrow \sigma^2[\langle \dot{\phi} \rangle_{t,\tau}]$ i tym samym jest estymatorem zgodnym. Czas obserwacji T_0 jest zwykle znacznie dłuższy od czasu uśredniania $T_0 \gg \tau$, co jest równoważne przepuszczeniu analizowanego sygnału przez filtr górnoprzepustowy o częstotliwości granicznej $\omega_{gr} = \frac{2\pi}{T_0}$. Wówczas wyrażenie (7.19) można przedstawić następująco:

$$\overline{\hat{\sigma}^2[\langle \dot{\phi} \rangle_{t,\tau}]} \simeq \frac{1}{\pi} \int_{\frac{2\pi}{T_0}}^{+\infty} G_{\dot{\phi}}(\omega) \left[\frac{\sin^2 \frac{\omega \tau}{2}}{(\frac{\omega \tau}{2})^2} \right] d\omega. \quad (7.20)$$

7.4. Definicja stabilności częstotliwości w dziedzinie częstotliwościowej

Z wyrażenia (7.20) wynika, że estymator wariancji $\hat{\sigma}^2[\langle\phi\rangle_{t,\tau}]$, będącej miarą fluktuacji częstotliwości z czasem uśredniania τ dla określonego rozkładu gęstości widmowej $G\phi(\omega)$ fluktuacji częstotliwości istotnie zależy od czasu uśredniania τ . Dlatego stałość częstotliwości winna być ściśle związana z czasem uśredniania i każdemu wynikowi pomiarowemu winien być przyporządkowany czas uśredniania. Stabilność częstotliwości* generatora dla czasu uśredniania τ można zatem zdefiniować jako stosunek estymatora odchylenia standardowego $\hat{\sigma}(\langle\phi\rangle_{t,\tau})$ do wartości średniej częstotliwości Ω_0 :

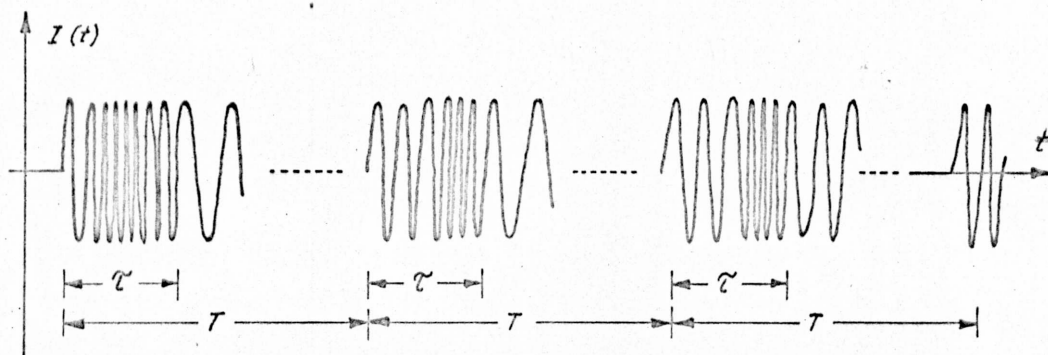
$$S_\nu(\tau) = \frac{\hat{\sigma}(\langle\phi\rangle_{t,\tau})}{\Omega_0} \approx \frac{1}{\pi\Omega_0} \int_0^\infty G\phi(\omega) \left[\frac{\sin^2 \frac{\omega\tau}{2}}{(\frac{\omega\tau}{2})^2} \right] d\omega. \quad (7.21)$$

Tak zdefiniowaną stabilność częstotliwości nazywa się definicją w dziedzinie częstotliwościowej. Wyrażenie (7.21) nie ma znaczenia praktycznego, bowiem konieczna jest znajomość gęstości widmowej $G\phi(\omega)$, co dla lasera jest bardzo trudne technicznie na drodze bezpośredniego pomiaru. W zależności od wartości czasu uśredniania τ wprowadza się praktyczne pojęcia stabilności krótkoterminowej ($\tau \ll 1s$) oraz stabilności długoterminowej ($\tau > 1s$).

* Zdefiniowana w (7.21) stabilność częstotliwości $S_\nu(\tau) \ll 1$, dlatego poprawniej należałoby mówić o niestabilności częstotliwości; jednakże tradycyjnie $S_\nu(\tau)$ nazywane jest stabilnością częstotliwości.

7.5. Definicja stabilności częstotliwości w dziedzinie czasowej

Praktyczna realizacja pomiaru stabilności częstotliwości laserów możliwa jest tylko metodą zdudniania dwóch laserów stabilizowanych /rozdział 8.2/. Sygnał zdudniania dwóch laserów proporcjonalny do $\cos[(\omega_{01} - \omega_{02})t + \phi_1(t) - \phi_2(t)]$, który przedstawia sobą obraz przesuwających się prążków interferencyjnych /rozdział 8.2/ z szybkością zależną od chwilowej różnicy częstotliwości obu laserów, wygodnie jest analizować detektorami częstotliwości z licznikiem impulsów. Zliczanie odbywa się w czasie τ periodycznie z okresem T jak pokazano na rys. 7.1. Interwał czasu τ jest w tym przypadku



Rys.7.1. Zasada zliczania prążków interferencyjnych sygnału zdudniania w czasie uśredniania τ .

czasem uśredniania i faza sygnału zdudniania w n -tym pomiarze przejdzie od stanu $\phi(t+nT)$ do stanu $\phi(t+nT+\tau)$ a licznik impulsów w n -tym okresie zliczy

$$y_n = \frac{\phi(t+nT+\tau) - \phi(t+nT)}{2\pi\tau} \quad (7.22)$$

prążków. Dokonując pomiarów w N próbkach o okresie T z czasem uśredniania τ , można obliczyć nieobciążony estymator wariancji fluktuacji częstotliwości $\hat{\sigma}^2(N, T, \tau)$ z N pomiarów [100],

według zależności:

$$\begin{aligned}\hat{G}^2(N, T, \tau) &= \sum_{n=1}^N (y_n - \bar{y})^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N \left(y_n - \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N y_k \right)^2 = \\ &= \frac{1}{N-1} \left\{ \sum_{n=1}^N y_n^2 - \frac{1}{N} \left(\sum_{n=1}^N y_n \right)^2 \right\}.\end{aligned}\quad (7.23)$$

Ponieważ rejestrowany przebieg fluktuacji jest procesem różnicy chwilowych częstotliwości dwóch laserów, to zakładając, że lasery te fluktuują niezależnie oraz posiadają identyczne gęstości widmowe:

$$\sigma^2 [\dot{\phi}_1(t) - \dot{\phi}_2(t)] = 2\sigma^2 [\dot{\phi}_1(t)] \quad (7.24)$$

Mając na uwadze 7.24 stabilność częstotliwości w dziedzinie czasowej można zdefiniować analogicznie jak w (7.21) jako stosunek uśrednionego estymatora odchylenia $\hat{G}(N, T, \tau)$ do częstotliwości średniej Ω_0 :

$$S_t(\tau) = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\overline{\hat{G}(N, T, \tau)}}{\Omega_0} \quad (7.25)$$

7.5.1. Wariancja Allana

Aby pomiary stabilności różnych wzorców mogły być porównywalne ze sobą używana jest wygodna metoda pomiaru stabilności dla dwóch kolejnych próbek bezpośrednio następujących po sobie $/N = 2, T = \tau /$. Zgodnie z (7.23) :

$$\overline{\hat{G}^2(2, \tau, \tau)} = \left\langle \frac{(y_{k+1} - y_k)^2}{2} \right\rangle \simeq \frac{1}{m} \sum_{k=1}^m \frac{(y_{k+1} - y_k)^2}{2}, \quad (7.26)$$

gdzie m jest ilością pomiarów. Tak zdefiniowany estymator

wariancji fluktuacji częstotliwości nazywany jest wariancją Allana [99] *. Pomiaru stabilności w oparciu o definicję (7.26) są przejrzyste i proste ze względów technicznych. Dysponując wynikami pomiarów stabilności dla różnych czasów uśredniania τ , można próbować oszacować ogólny charakter gęstości widmowej $G\phi(\omega)$. Recepturę na takie obliczenia podali Barnes i in. [100].

7.6. Powtarzalność /reprodukowalność/ częstotliwości

Ze stabilnością częstotliwości ściśle związana jest powtarzalność częstotliwości generatora

$$R_{\nu} = \frac{\sigma(\Delta\Omega)}{\Omega_0} \quad , \quad (7.27)$$

charakteryzująca dokładność, z jaką częstotliwość można powtórzyć, jeśli naruszony był reżym generacji i przeprowadzono powtórne justowanie generatora. Analogicznie jak w definicji stabilności $\sigma(\Delta\Omega)$ jest standardowym odchyleniem częstotliwość generacji przy wielokrotnie powtarzanych włączeniach generatora laserowego. W przypadku laserów stabilizowanych metodą nasycalnej absorpcji na powtarzalność częstotliwości lasera mają wpływ: omówione w rozdziale 3.9 efekty przesuwające centrum pików absorpcyjnego ω_0 , efekty tła /rozdział 4.6/ oraz długoterminowe dryfty elektronicznej pętli sprzężenia zwrotnego.

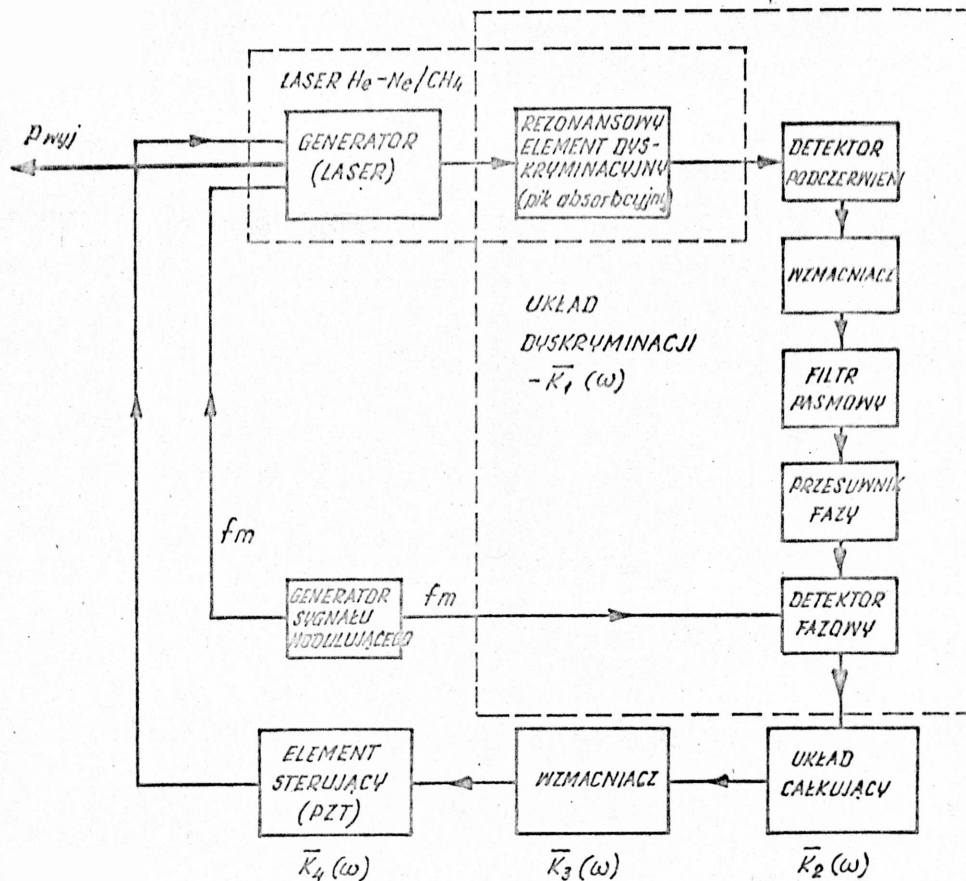
* Ponieważ przy obliczaniu stabilności metodą zliczania prążków interferencyjnych sygnału zdudniania istotna jest szerokość pasma przepuszczania B układu zliczającego, podaje się ją jako czwarty parametr w symbolu wariancji Allana $\sigma^2(2, \tau, T, B)$.

7.7. Wpływ układu stabilizacji częstotliwości na fluktuacje częstotliwości lasera

Układy stabilizacji częstotliwości laserów metodą nasycalnej absorpcji oparte są na klasycznym automatycznym podstrajaniu częstotliwości przy użyciu "dyskryminacyjnego obwodu rezonansowego" o bardzo dużej dobroci i stabilnej częstotliwości rezonansowej. W laserze He-Ne/CH₄ rolę dyskryminacyjnego elementu rezonansowego spełnia pik mocy, którego centrum związane jest ze stabilnością centrum linii absorpcyjnej P (7) metanu /rozdział 3.9/. Sygnał generatora laserowego poddaje się modulacji częstotliwości o małej dewiacji z pewną częstotliwością f_m znacznie przewyższającą interesujące pasmo fluktuacji częstotliwości /rys. 7.2/. Przestrajanie rezonatora z częstotliwością f_m wprowadza także modulację amplitudy. W przypadku gdy częstotliwość lasera odstroi się od częstotliwości centrum pik, na wyjściu detektora podczerwieni pojawia się sygnał napięcia o częstotliwości f_m , przy czym faza napięcia zmienia się o π przy zmianie znaku odstrojenia. Zastosowanie wzmacniacza z filtrem na częstotliwość f_m oraz detektora fazowego zapewnia otrzymanie dyskryminacyjnej zależności $S_1(x,m)$ między odstrojeniem a napięciem na wyjściu detektora fazy. Sygnał z detektora fazy po wycałkowaniu i wzmocnieniu może służyć do podstrajania długości rezonatora w celu stabilizacji częstotliwości lasera.

Dla poszczególnych bloków schematu pętli można wprowadzić funkcje transmitancji jak pokazano na rys. 7.2:

- $K_1(\omega) = -K_1 \exp[-j\varphi_1(\omega)]$ transmitancja układu dyskryminacyjnego
- $K_2(\omega) = K_2 \exp[-j\varphi_2(\omega)]$ transmitancja układu całkującego
- $K_3(\omega) = K_3 \exp[-j\varphi_3(\omega)]$ transmitancja układu wzmacniacza
- $K_4(\omega) = K_4 \exp[-j\varphi_4(\omega)]$ transmitancja elementu sterującego



Rys.7.2. Schemat blokowy lasera He-Ne/CH₄ z automatycznym układem stabilizacji częstotliwości

Jeśli procesy fluktuacji częstotliwości lasera względem częstotliwości środkowej oznaczmy odpowiednio:

$\{\dot{\phi}(t)\}^o$ - dla lasera niestabilizowanego

$\{\dot{\phi}(t)\}^s$ - dla lasera stabilizowanego,

to na wyjściu układu dyskryminacyjnego pojawiają się fluktuacje napięcia:

$\{u^o(t)\}$ - dla lasera niestabilizowanego

$\{u^s(t)\}$ - dla lasera stabilizowanego

Oznaczmy analogicznie jak w [102] składową fluktuacji sygnału $\{u^o(t)\}$ odpowiadającą częstotliwości ω przez $\bar{u}^o$ oraz odpowiednio składową fluktuacji sygnału $\{u^s(t)\}$ odpowiadającą tej samej częstotliwości ω przez $\bar{u}^s$. Na wyjściu układu dyskryminacyjnego w układzie stabilizacji obok napięcia $-\bar{k}_1(\omega) \cdot \bar{u}^s$ wywołanego składową fluktuacji na częstotliwości ω pojawia się napięcie szumów, którego składową na rozważanej częstotliwości ω oznaczmy $\bar{n}$. Dla układu stabilizacji można zapisać równość:

$$\bar{u}^s = \bar{u}^o + \bar{k}_2(\omega) \bar{k}_3(\omega) \bar{k}_4(\omega) [-\bar{k}_1(\omega) \bar{u}^s + \bar{n}], \quad (7.28)$$

z której otrzymujemy:

$$\bar{u}^s = \frac{\bar{u}^o + \bar{k}_2(\omega) \bar{k}_3(\omega) \bar{k}_4(\omega) \cdot \bar{n}}{1 + \bar{k}_1(\omega) \bar{k}_2(\omega) \bar{k}_3(\omega) \bar{k}_4(\omega)}. \quad (7.29)$$

Jeśli oznaczyć widmowe gęstości fluktuacji częstotliwości: lasera niestabilizowanego $G_{\dot{\phi}}^o(\omega)$, lasera stabilizowanego $G_{\dot{\phi}}^s(\omega)$, oraz gęstość widmową szumów amplitudowych na wyjściu układu dyskryminacyjnego przez $G_n(\omega)$, to równanie (7.29) można przetransformować na gęstości widmowe* do postaci:

$$G_{\dot{\phi}}^s(\omega) = G_{\dot{\phi}}^o(\omega) \frac{1}{1 + K^2 + 2K \cos \varphi(\omega)} + G_n(\omega) \frac{K_2^2(\omega) K_3^2(\omega) K_4^2(\omega)}{1 + K^2 + 2K \cos \varphi(\omega)}, \quad (7.30)$$

gdzie $\bar{K} = K \exp[-j\varphi(\omega)] = \bar{K}_1 \bar{K}_2 \bar{K}_3 \bar{K}_4$ - wzmacnienie otwartej pętli. Pierwszy człon w (7.30) przedstawia zmniejszenia gęstości widmowej fluktuacji częstotliwości dzięki zastosowaniu pętli; człon drugi przedstawia wzrost gęstości widmowej spowodowany szumami samej pętli automatycznego podstrajania częstotliwości.

* Skorzystano tu z zależności wiążącej gęstość widmową sygnału na wyjściu $G_y(\omega)$ z gęstością widmową sygnału na wejściu $G_x(\omega)$ układu^y o transmitancji $\bar{H}(\omega)$: $G_y(\omega) = |\bar{H}(\omega)|^2 G_x(\omega)$

Stosowanie układu stabilizacji częstotliwości ma sens, gdy

$$G_{\dot{\phi}}^s(\omega) < G_{\dot{\phi}}^o(\omega) . \quad (7.31)$$

Ze względu na przesunięcia fazowe $\varphi(\omega)$ w pętli należy spodziewać się, że przy pewnej częstotliwości $\omega = \omega_{kr}$ będzie miał miejsce przypadek $\varphi(\omega_{kr}) = \pi$, co równoważne jest dodatniemu sprzężeniu zwrotnemu w pętli. Mianownik wyrażenia (7.30) jest równy wówczas:

$$\left| 1 - K_1(\omega_{kr}) K_2(\omega_{kr}) K_3(\omega_{kr}) K_4(\omega_{kr}) \right|^2 . \quad (7.32)$$

Aby zabezpieczyć pętlę przed wzbudzaniem się musi być spełniony warunek:

$$K(\omega_{kr}) < 1 , \quad (7.33)$$

co zapewnia się zwykle poprzez wstawienie w pętlę członu całkującego o określonej stałej czasowej τ_0 , którego moduł transmitancji wynosi:

$$K_2(\omega) = (1 + \omega^2 \tau_0^2)^{-\frac{1}{2}} . \quad (7.34)$$

Aby spełnić warunek (7.32) musi być spełniona zależność

$$K_1(\omega_{kr}) K_3(\omega_{kr}) K_4(\omega_{kr}) < K_2(\omega) = (1 + \omega_{kr}^2 \tau_0^2)^{-\frac{1}{2}} , \quad (7.35)$$

a co sprowadza się do spełnienia warunku [112] :

$$\tau_0 > \frac{K(o)}{\omega_{kr}} \quad (7.36)$$

Nierówność (7.36) określa trzy podstawowe parametry pętli:

τ_0 - stałą czasową,

$K(o)$ - wzmocnienie otwartej pętli dla małych częstotliwości albo tak zwany współczynnik stabilizacji średniej częstotliwości lasera,

ω_{kr} - częstotliwość przy której przesunięcie fazy w pętli wynosi π .

Z (7.30) wynika, że widmo szumów amplitudowych na wyjściu układu dyskryminacyjnego tworzy barierę stabilności. Zakładając, że $K \gg 1$, dla $\omega \ll \omega_{kr}$ (7.30) przybierze postać:

$$G_{\phi}^s(\omega) = G_{\phi}^0(\omega) \frac{1}{K(0)} + G_n(\omega) \frac{1}{K_1(0)}. \quad (7.37)$$

Zmniejszenie poziomu gęstości widmowej fluktuacji częstotliwości $G_{\phi}^s(\omega)$ lasera, a więc jego stabilności można dokonać trzema ogólnymi metodami.*

1. Przez zwiększenie wzmocnienia $K(0)$, co jednak jest ograniczone ze względu na warunek (7.36).
2. Zmniejszenie poziomu widma szumów $G_n(\omega)$ poprzez:
 - minimalizację własności szumowych wszystkich elementów elektronicznych zwłaszcza stopni wejściowych pętli; - minimalizację szumów własnych detektora z jednoczesnym zwiększaniem jego czułości co sprowadza się do stosowania detektorów o jak największej detekcyjności; - ze względu na fluktuacje mocy wyjściowej lasera niezbędna jest stabilizacja prądu wyładowania dla zredukowania poprzecznych fluktuacji mocy oraz praca lasera w obszarze bezszumowym /rozdziały 5.1 i 6.4/.
3. Przy ustalonym poziomie widma szumów amplitudowych stabilność może być poprawiona przez stosowanie jak największych wartości wzmocnienia $K_1(0)$ na drodze poprawy dyskryminacyjnych własności elementu rezonansowego jakim jest pik absorpcyjny, co sprowadza się do maksymalizacji nachylenia krzywej dyskryminacyjnej $S_1(x, m)$. Potwierdza to konieczność przeprowadzonego przez autora cyklu badawczego w celu znalezienia największego nachylenia krzywej dyskryminacyjnej, co przedstawiono w rozdziałach 4, 5 i 6.

* Stabilność częstotliwości lasera można poprawić na drodze redukcji gęstości widmowej $G_{\phi}^s(\omega)$, co sprowadza się do poprawy biernej stabilności metodami izolacji konstrukcji lasera przed zaburzeniami technicznymi.

Rozdział 8. UKŁAD STABILIZACJI I POMIARY STABILNOŚCI SKONSTRUOWANYCH LASERÓW He-Ne/CH₄

Rozdział zawiera całokształt problematyki dotyczącej pomiarów stabilności częstotliwości laserów. Przytoczono teoretyczny model zdudniania, który okazał się bardzo przydatny przy justowaniu laserów. Opisano elektroniczną pętlę sprzężenia. Podano wyniki pomiarów stabilności badanych laserów i porównano je z wynikami innych autorów.

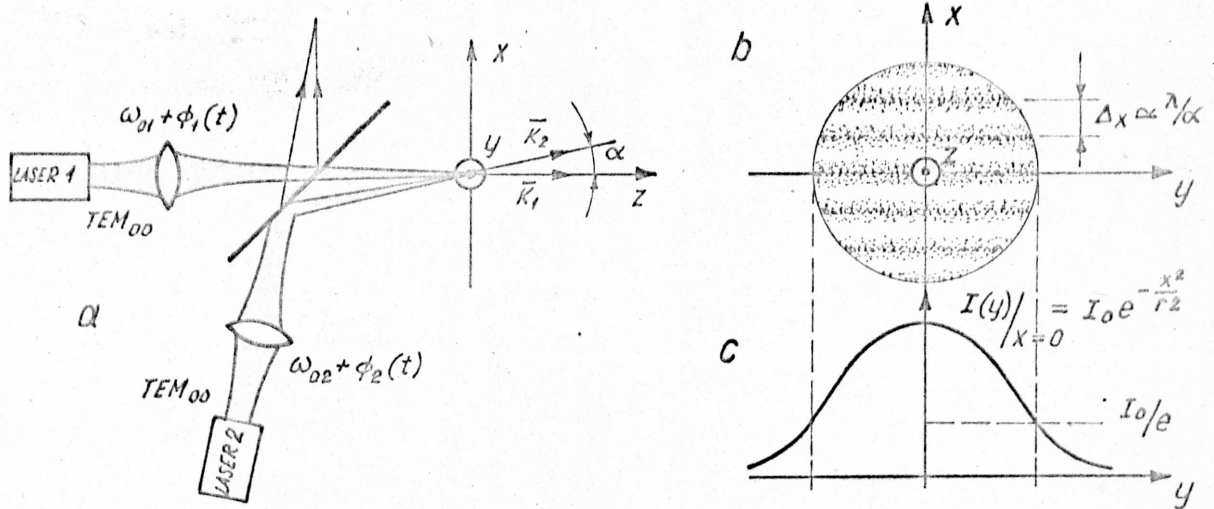
8.1. Zasady zdudniania wiązek laserowych

Jedyną metodą pozwalającą zmierzyć różnicę częstotliwości między dwoma laserami jest metoda zdudniania /heterodynowania/ wiązek laserowych. Poniżej przeanalizowana zostanie zasada zdudniania dwóch fal płaskich, bowiem odpowiada to bardzo dobrze praktycznemu przypadkowi, gdy wiązki laserowe skupione są przez soczewki /rys. 8.1/, a detektor znajduje się we wspólnym ognisku soczewek; a więc w punkcie wspólnych talii wiązek, gdzie fronty falowe obu wiązek są płaszczyznami. W praktyce detektory wysokoczęstotliwościowe posiadają małą powierzchnię czynną, dlatego poprzez skupianie wiązek na detektorze uzyskuje się lokalne zwiększenie natężenia i większy użyteczny sygnał zdudniania.

Równania natężenia pola elektrycznego fal płaskich o jednakowych polaryzacjach interferujących ze sobą w płaszczyźnie $z=0$ jak pokazano na rys. 8.1 mają postać:

$$\left. \begin{aligned} E_1(t) &= E_{01} \cos[\omega_{01}t + \phi_1(t) - \vec{K}_1 \vec{r}] \\ E_2(t) &= E_{02} \cos[\omega_{02}t + \phi_2(t) - \vec{K}_2 \vec{r}] \end{aligned} \right\}, \quad (8.1)$$

gdzie $\vec{r} = (x, y, z)$ - wektor wodzący ;
 $\vec{k}_1 = (0, 0, k)$ - wektor falowy wiązki 1,
 $\vec{k}_2 = (k \sin \alpha, 0, k \cos \alpha)$ - wektor falowy wiązki 2.



Rys. 8.1. Zdudnianie dwóch wiązek laserowych

- a - układ zdudniania
- b - stacjonarny obraz zdudnianych wiązek
- c - rozkład natężenia promieniowania wzdłuż prążka interferencyjnego wynikający z gaussowskiego rozkładu poprzecznego zdudnianych wiązek dla laserów promieniujących wiązki w modzie podstawowym TEM_{00}

Moduły wektorów falowych niewiele różnią się od siebie, wobec czego

$$|\vec{k}_1| \simeq |\vec{k}_2| = \frac{2\pi}{\lambda} = k \quad (8.2)$$

Ponieważ okres fali jest rzędu 10^{-13} s i jest znacznie krótszy od stałej czasowej detektora, natężenie promieniowania wypadkowego pola zdudnianych fal w płaszczyźnie $z = 0$ można uśrednić na okres fali T :

$$\begin{aligned} \langle I(t) \rangle_{t,T} &= \frac{1}{T} \int_0^T I(t) dt = \frac{1}{2} \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{\frac{1}{2}} \langle [E_1(t) + E_2(t)]^2 \rangle_{t,T} = \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{\frac{1}{2}} \left\{ E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2 E_{01} E_{02} \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} (x \sin \alpha) + \phi_1(t) - \phi_2(t) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + (\omega_{01} - \omega_{02}) t \right] \right\}, \end{aligned} \quad (8.3)$$

Wyrażenie (8.3) przedstawia przestrzenny obraz prążków interferencyjnych, które w szczególnym przypadku gdy $\phi_1(t) - \phi_2(t) + (\omega_{01} - \omega_{02})t = \text{const.}$ stanowią system prążków stacjonarnych jak pokazano na rys. 8.1b /co odpowiada przypadkowi zdudniania wiązki z samą sobą w układzie interferometru Michelsona/. Rozkład natężenia światła w płaszczyźnie obserwacji $z = 0$ jest cosinoidalny z jednakowo rozstawionymi prążkami opisanymi równaniem:

$$\cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} (x \cdot \sin \alpha) \right] = \text{const.}, \quad (8.4)$$

odległość Δx między prążkami wynosi:

$$\Delta x = \frac{\lambda}{\sin \alpha} \simeq \frac{\lambda}{\alpha}. \quad (8.5)$$

W przypadku niestacjonarnym obraz prążków przesuwają się wzdłuż osi x , a przebiegi przesuwających się prążków określa równanie:

$$y(t, x) = \cos \left\{ \frac{2\pi}{\lambda} [x \cdot \sin \alpha + \phi_1(t) - \phi_2(t) + (\omega_{01} - \omega_{02})t] \right\} \quad (8.6)$$

Skrupulatnie justując optyczny układ heterodynowania można tak zmniejszyć kąt α określony wyrażeniem (8.5), by praktycznie cała moc obu wiązek mieściła się w jednym szerokim prążku.

8.1.1. Wpływ fluktuacji amplitudy na sygnał zdudniany

Jeśli rozważyć obie zdudniane wiązki przedstawione wyrażeniem (8.1) poddane fluktuacjom amplitudy według (7.4), to sygnał zdudniania (8.3) dla ustalonego punktu w płaszczyźnie $z=0$ /np. $x=0, y=0$ / zostanie uzupełniony członami reprezentującymi fluktuacje amplitudy:

$$\begin{aligned} \langle I(t) \rangle_{t,T} = & \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{2} \left\{ E_{01}^2 [1 + \xi_1(t)]^2 + E_{02}^2 [1 + \xi_2(t)]^2 + \right. \\ & \left. + 2 E_{01} E_{02} [1 + \xi_1(t)] [1 + \xi_2(t)] \cos [\phi_1(t) - \phi_2(t) + (\omega_{01} - \omega_{02})t] \right\} \end{aligned} \quad (8.7)$$

Rejestrowane w rozważanym punkcie natężenie składa się z czterech zasadniczych członów:

$$I_1 = \frac{1}{2} \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{\frac{1}{2}} (E_{01}^2 + E_{02}^2) \quad (8.8)$$

jest składową stałą natężenia promieniowania,

$$I_2 = \frac{1}{2} \left\{ E_{01}^2 [2\xi_1^2(t) + \xi_2^2(t)] + E_{02}^2 [2\xi_2^2(t) + \xi_1^2(t)] \right\} \quad (8.9)$$

reprezentuje fluktuacje amplitudowe składowej stałej natężenia promieniowania,

$$I_3 = E_{01} E_{02} \cos [\phi_1(t) - \phi_2(t) + (\omega_{01} - \omega_{02})t] \quad (8.10)$$

jest "czystą" składową sygnału zdudniania

$$I_4 = E_{01} E_{02} [\xi_1(t) + \xi_2(t) + \xi_1(t) \xi_2(t)] \cos [\phi_1(t) - \phi_2(t) + (\omega_{01} - \omega_{02})t] \quad (8.11)$$

przedstawia fluktuacje amplitudowe sygnału zdudnianego.

Jeżeli za miarę fluktuacji amplitudy sygnałów obu fal przyjąć odchylenie standardowe $\sigma[\xi(t)]$, to interesującym jest postawienie zagadnienia; jakie warunki muszą spełniać amplitudy E_{01} i E_{02} aby składowe fluktuacyjne I_2 oraz I_4 według (8.9) i (8.11) względem "czystej" składowej sygnału zdudnianego I_3 były minimalne.

Wprowadzając oznaczenie

$$Z = \frac{I_2 + I_4}{I_3} \Big|_{\phi_1(t) - \phi_2(t) + (\omega_{01} - \omega_{02})t = \text{const.}} \quad (8.12)$$

można znaleźć stosunek $m = \frac{E_{02}}{E_{01}}$, przy którym Z będzie minimalne. Warunek ten przybiera postać:

$$m = \frac{E_{02}}{E_{01}} = \frac{\sigma[\xi_1(t)] \{2 + \sigma[\xi_1(t)]\}}{\sigma[\xi_2(t)] \{2 + \sigma[\xi_2(t)]\}} \quad (8.13)$$

Szczególnie gdy względne poziomy fluktuacji amplitudowych obu wiązek są jednakowe, co można przedstawić warunkiem:

$$\sigma^2[\xi_1(t)] = \sigma^2[\xi_2(t)] , \quad (8.14)$$

a co dla dwóch konstrukcyjnie identycznych laserów jest spełnione; wówczas warunek (8.13) przybiera postać:

$$m = \frac{E_{02}}{E_{01}} = 1 \quad (8.15)$$

i pokrywa się z warunkiem na maksymalną kontrastowość V sygnału interferencyjnego przedstawionego według [51] zależnością

$$V = \frac{2 E_{01} E_{02}}{(E_{01}^2 + E_{02}^2)} = 1 \quad (8.16)$$

Z rozważań powyższych wynika, że natężenia zdudnianych wiązek powinny być porównywalne, co zapewnia minimalizację wpływu fluktuacji amplitud obu wiązek na sygnał dudnienia.

8.2. Metody pomiaru stabilności częstotliwości

Dwa zdudniane lasery He-Ne/CH₄ stabilizowane na centrum pików absorpcyjnego dają według (8.10) sygnał zdudniania o częstotliwości $\nu_{01} - \nu_{02} + \frac{1}{2\pi} [\dot{\phi}_1(t) - \dot{\phi}_2(t)]$. Ponieważ $\nu_{01} - \nu_{02} \approx 0$, analiza sygnału zdudniania $\cos [\phi_1(t) - \phi_2(t)]$ potrzebna dla określenia stabilności zgodnie z (7.25) metodą zliczania przesuwających się w czasie prążków w określonym czasie uśredniania τ nie rozróżnia znaku zliczanych prążków i kierunku ich przesuwania się. Zmierzona ilość prążków w czasie τ wynosi:

$$N(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_t^{t+\tau} |\dot{\phi}_1(t) - \dot{\phi}_2(t)| dt , \quad (8.17)$$

podczas gdy rzeczywista ilość prążków $N_r(\tau)$ zmierzona w czasie τ z dokładnością do znaku wynosi:

$$N_r(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_t^{t+\tau} [\dot{\phi}_1(t) - \dot{\phi}_2(t)] dt. \quad (8.18)$$

Ponieważ $N(\tau) \gg N_r(\tau)$ metoda ta pogarsza zmierzoną wartość stabilności w stosunku do stabilności rzeczywistej. Tego niepożądanego efektu można uniknąć stosując przesunięcie częstotliwości jednej ze zdudnianych wiązek o wartość $\Delta\nu_0 = \nu_{02} - \nu_{01}$, taką aby $|\Delta\nu_0|$ przewyższało bezwzględną wartość maksymalnych chwilowych fluktuacji obu laserów. Zrealizować to można w dwóch podstawowych układach przedstawionych na rys. 8.2 i 8.3. Najczęściej stosowana metoda przesunięcia częstotliwości polega na użyciu trzeciego lasera /rys. 8.2/ stabilizowanego za pomocą pętli synchronizacji fazowej względem jednego z laserów stabilizowanych na tak zwany "odstęp częstotliwości"* [113,114].

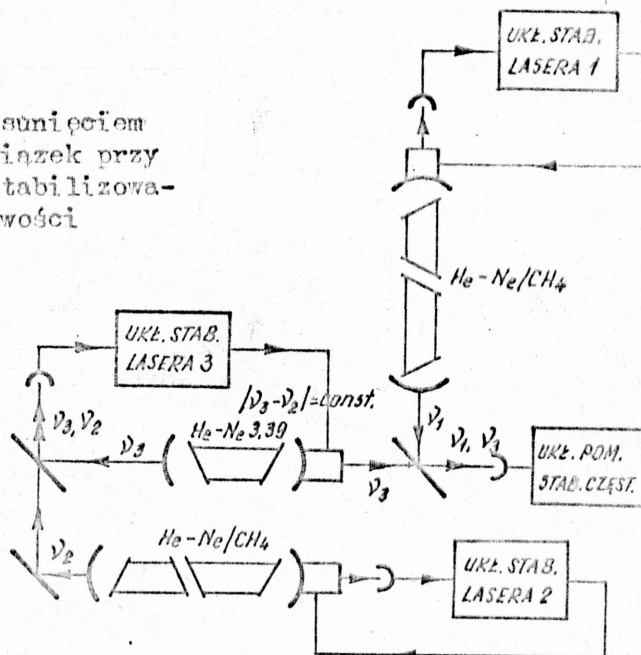
Wówczas sygnał zdudniania ma postać: $\cos [\Delta\nu_0 \cdot t + \phi_1(t) - \phi_3(t)]$, prążki przesuwają się w jednym kierunku i $N(\tau) = N_r(\tau)$.

Przesunięcia częstotliwości wiązki jednego z laserów można dokonać stosując akustooptyczną komórkę opartą na efekcie Ramana-Natha lub Bragga [115], otrzymując w ten sposób do zdudniania jedną z ugiętych na fali ultradźwiękowej wiązek, której częstotliwość przesunięta jest o częstotliwość ultradźwięków /rys. 8.3/ [116,117]. Autor skonstruował i przebadął szereg modulatorów akustooptycznych na ciele stałym [118]; jednak ze względu na małą sprawność konwersji ugiętych wiązek /brak sprawnych przetworników ultradźwiękowych/ skuteczne stosowanie tej metody do przesunięcia częstotliwości jednego lasera było niemożliwe.

* Autor opracowuje obecnie konstrukcję pętli fazowej do stabilizacji laserów na odstęp $\Delta\nu \approx 3$ MHz.

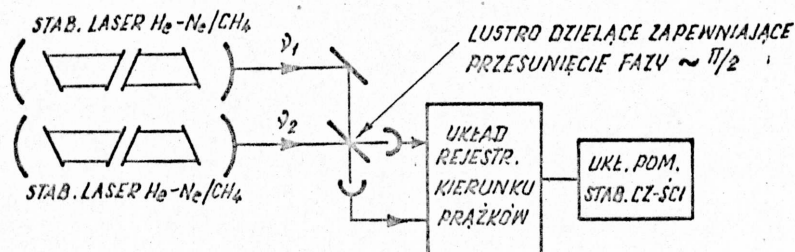
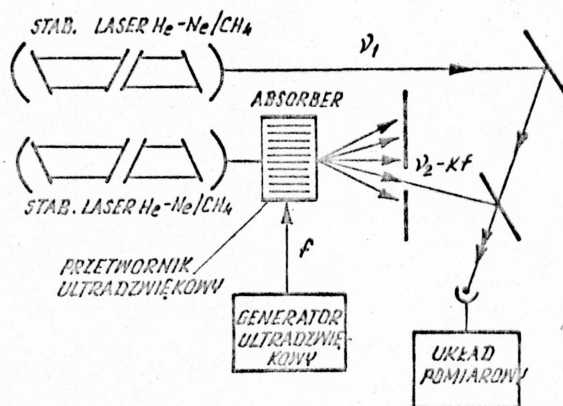
Rys.8.2.

Zdudnianie laserów z przesunięciem częstotliwości jednej z wiązek przy użyciu trzeciego lasera stabilizowanego na odstęp częstotliwości



Rys.8.3.

Metoda przesunięcia częstotliwości jednej ze zdudnianych wiązek laserowych za pomocą akustooptycznej komórki Ramana-Natha

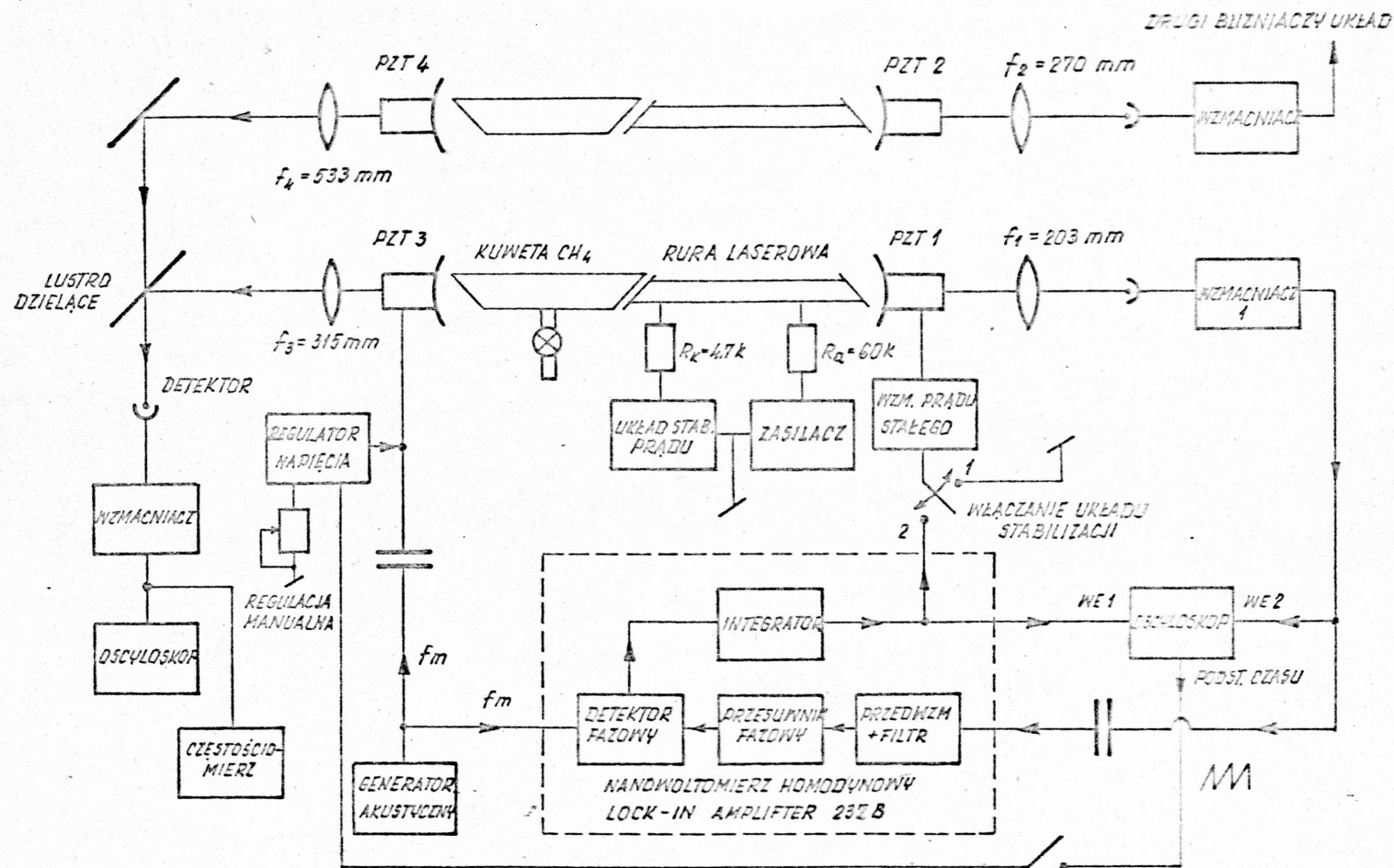


Rys.8.4. Zdudnianie wiązek laserowych z zastosowaniem elektronicznego układu rozróżniania kierunku prążków interferencyjnych sygnału zdudniania

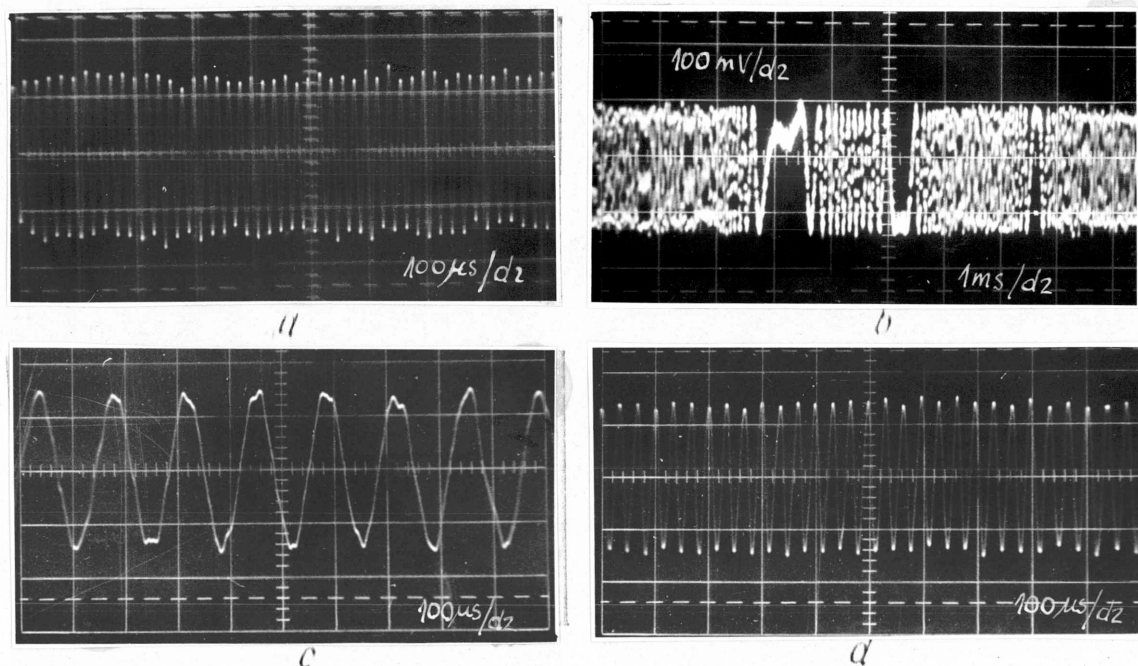
Inny sposób zliczania prążków z uwzględnieniem kierunku ich przesuwania dla układu dwóch laserów stabilizowanych na tę samą częstotliwość $\nu_{01} = \nu_{02} = \nu_0$ zaproponował Rowley [119,120]; polega ona na analizie sygnału zdudniania dwoma detektorami, przy czym detektory rejestrują identyczne sygnały lecz przesunięte wzajemnie w fazie o około $\pi/2$ na lustrze dzielącym /rys. 8.4/. Zastosowanie rewersyjnego zliczania prążków interferencyjnych umożliwia rejestrację znaku chwilowej wartości różnicy częstotliwości oraz pozwala zliczać prążki interferencyjne w czasie τ z dokładnością do znaku według wyrażenia (8.18).

8.3. Opis układu i wyniki pomiarów stabilności częstotliwości

Na rys. 8.5 przedstawiono układ stabilizacji, zdudniania i pomiaru stabilności częstotliwości skonstruowanych laserów. Do dzielenia wiązek zastosowano kwarcowe lustro z napyłoną warstwą złota o transmisji $T \simeq 65\%$. Dla zwiększenia sygnału zdudniania obie wiązki były skupione poprzez soczewki f_3 i f_4 na detektorze /J-12LD/, przez co detektor znajdował się w taliach obu wiązek. Sygnały z obu laserów podzielono w stosunku $\frac{E_{01}}{E_{02}} = \left(\frac{1}{3}\right)^{1/2}$, a po precyzyjnym wjustowaniu obu wiązek kontrastowość zdudniania wynosiła około 0,9. Sygnał z detektora wzmacniano we wzmacniaczu szerokopasmowym o szerokości pasma $B = 300$ kHz i wzmocnieniu napięciowym $K_u \simeq 1000$. Na rys. 8.6 pokazano oscylogramy sygnałów zdudniania dwóch laserów niestabilizowanych. Stosunek sygnału szumów do sygnału zdudniania był mniejszy od 0,1, co pozwalało łatwo zliczać impulsy sygnału zdudniania bez obawy przekłamań, gdyż poziom zliczania /50 mV/ licznika impulsów PFL-23 leżał znacznie powyżej poziomu szumów, podczas gdy amplituda sygnału zdudniania wynosiła około 150 mV.



Rys.8.5.
Schemat układu stabilizacji, zdudniania oraz pomiaru stabilności częstotliwości skonstruowanych laserów He-Ne/ CH_4



Rys.8.6. Przykłady oscylogramów sygnału zdudniania skonstruowanych laserów He-Ne/ CH_4 . Na oscylogramie b widoczne charakterystyczne zagęszczenia i rozrzedzenia prążków interferencyjnych spowodowane fluktuacjami częstotliwości zdudnianych wiązek laserowych.

Realizację stabilizacji częstotliwości laserów He-Ne/ CH_4 oparto na zasadzie automatycznego podstrajania częstotliwości z wykorzystaniem detekcji fazowej sygnału modulującego długość rezonatora lasera /rys. 8.5/. Układ pętli zawiera te same elementy jak układ obserwacji krzywych dyskryminacyjnych /rozdział 6.3.1/. Akustyczny sygnał modulujący o częstotliwości f_m podawany na przesuwnik PZT 1 wprowadza modulację lasera o dewiacji $\Delta \nu_m$ oraz modulację mocy wyjściowej lasera rejestrowaną przez detektor. Amplituda i faza sygnału z detektora zależy od odstrojenia chwilowej częstotliwości lasera względem centrum piku absorpcyjnego. Wzmocniony sygnał podawany jest na oscyloskop, gdzie można bezpośrednio obserwować poziom mocy lasera oraz podawany jest na wejście nanowoltomierza homodynowego /typ 232 B/, zawierającego

podstawowe układy bloku dyskryminacyjnego: przedwzmacniacz, filtr pasmowy, przesuwnik fazowy, detektor fazy oraz układ całkujący. Sygnałem odniesienia dla detektora fazowego jest sygnał modulujący o częstotliwości f_m . Sygnał z detektora fazowego zcałkowany w układzie integratora o określonej stałej czasowej T_0 , wzmocniony przez wysokonapięciowy różnicowy wzmacniacz prądu stałego /rys. 5.5b/ podany na przesuwnik PZT3 stanowi sygnał błędu dla automatycznego podstrajania częstotliwości lasera. Zastosowanie nanowoltomierza homodynowego pozwalało wygodnie regulować wzmocnienie napięciowe pętli $/0 \div 100 \text{ dB}/$ oraz stosować różne stałe czasowe $T_0 /1 \text{ ms} \div 100 \text{ s}/$. Precyzyjne manualne wstrajanie się w obręb piku absorpcyjnego w jednoczesną obserwacją krzywej dyskryminacyjnej na oscyloskopie /wejście 1/ realizowano za pomocą regulatora napięcia /rys. 5.5a/.

Lasery ustawiono na ciężkim stole granitowym w piwnicznym pomieszczeniu laboratorium bez specjalnych konstrukcji poprawiających bierną stabilność częstotliwości, a pomiarów stabilności dokonywano w godzinach wieczornych po około dwugodzinnej pracy laserów, kiedy warunki termiczne ustaliły się.

8.3.1. Parametry pętli

Pętlę sprzężenia zwrotnego charakteryzują trzy podstawowe parametry przedstawione w rozdziale 7.7: wzmocnienie $K(0)$ dla małych częstotliwości, stała czasowa T_0 oraz częstotliwość krytyczna f_{kr} . W zrealizowanych przez autora układach pętli automatycznej regulacji częstotliwości wzmocnienie $K(0)$ oraz stałą czasową T_0 dobierano metodą prób. Eksperymentalnie dobrane optymalne warunki, przy których realizowano stabilizację, wynosiły:

$K(0) \approx 1500$ oraz $\tau_0 = 1$ s. Częstotliwość krytyczna $f_{kr} = \frac{\omega_{kr}}{2\pi}$, którą można utożsamić z częstotliwością pierwszego rezonansu mechanicznego przesuwników piezoelektrycznych /rys. 5.6 cd./, ogranicza według zależności (7.36) maksymalny stosunek $\frac{K(0)}{\omega_{kr}}$. Zakładając $f_{kr} = 400$ Hz warunek (7.36) dla $K(0) = 1500$ daje $\tau_0 > 0,6$ s, co dobrze potwierdza dobraną eksperymentalnie stałą czasową $\tau_0 = 1$ s. Zmniejszenie stałej czasowej τ_0 lub zwiększenie wzmocnienia $K(0)$ powodowało "wyskakiwanie pętli z pasma trzymywania".

8.3.2. Pomiary stabilności

Dla układu pomiarowego przedstawionego na rys. 8.5 dokonano pomiarów stabilności częstotliwości dwóch laserów He-Ne/ CH_4 metodą zliczania prążków interferencyjnych zdudnianych wiązek przebiegających przez detektor w określonym czasie τ . Wyniki pomiarów przedstawiono na rys. 8.6. Dla porównania wpływu pętli na stabilność laserów przedstawiono wyniki pomiarów stabilności laserów niestabilizowanych /krzywa 3/ oraz laserów stabilizowanych /krzywe 1 i 2/. Pomiarów dokonano dla następujących podstawowych parametrów laserów:

- prądy wyładowania $i_1 = i_2 = 5,7$ mA
częstotliwości modulacji $f_{m1} = 1054$ Hz, $f_{m2} = 956$ Hz
unormowana dewiacja $m_1 = 0,6$, $m_2 = 0,6$
stała czasowa $\tau_{01} = \tau_{02} = \tau_0 = 1$ s ,
- dla układu drugiego zastosowano te same dane oprócz:
 $m_1 = m_2 = 0,3$ oraz $f_{m1} = 14.291$ Hz, $f_{m2} = 11.943$ Hz .

Obliczenia stabilności dokonywano zgodnie z zależnościami (7.25 - 7.26) definiującymi wariancję Allana:

$$S_t(\tau) = \frac{\hat{\sigma}^2(2, \tau, \tau, 300 \text{ kHz})}{\Omega_0} = \frac{1}{\Omega_0 \sqrt{2}} \sqrt{\frac{1}{2m} \sum_{k=1}^m (y_{k+1} - y_k)^2} \quad (8.19)$$

dla czasów uśredniania $\tau = 0,01; 0,1; 1; 10; 100 \text{ s}$; ilości pomiarów $m \approx 100$, gdzie $\Omega_0 = 88.376.181.608 \pm 13 \text{ kHz}$ według bezwzględnych pomiarów Blaney'a i innych [121].

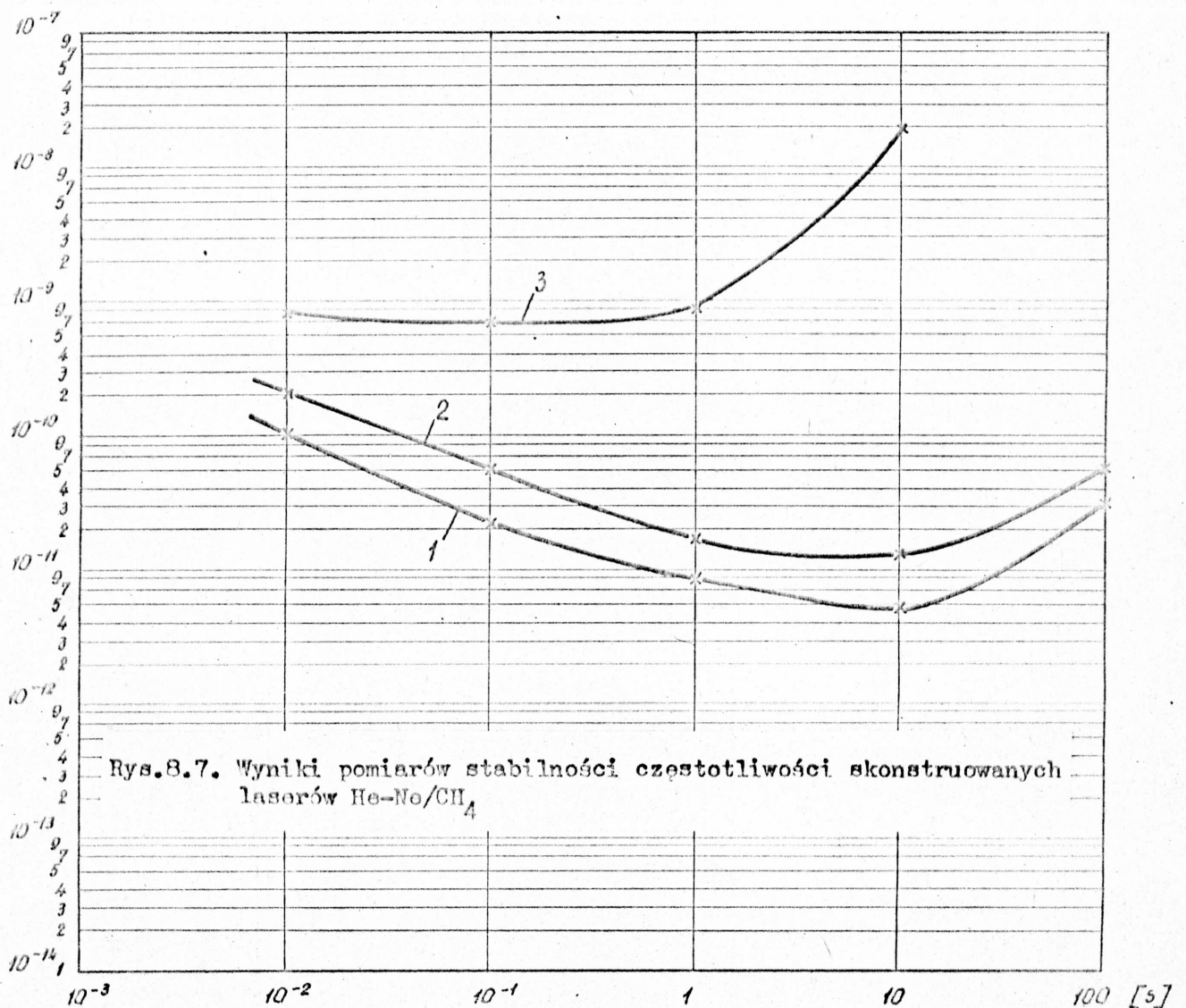
8.3.3. Porównanie wyników stabilności częstotliwości z wynikami innych autorów

Dane literaturowe obejmują wyniki kilku podobnych konstrukcji jednomodowych laserów He-Ne/CH₄. W tabeli 2 przedstawiono wyniki pomiarów stabilności dla czasów uśredniania $\tau = 10 \text{ s}$ uzyskane przez autorów z zagranicznych placówek badawczych.

Tabela 2

Lp.	Autorzy	Laboratorium	Stabilność	Literatura
1.	B.W. Jolliffe i inni	National Physical Lab. Teddington	$6 \cdot 10^{-12}$	[94]
2.	G. Kramer i inni	Physikalisch-Tech- nische Bundesanstalt Braunschweig	$3 \cdot 10^{-13}$	[78]
3.	Y. Akimoto, M. Ohi	National Research Laboratory of Metro- logy, Tokyo	$7 \cdot 10^{-12}$	[92]
4.	R.L. Barger, J.L. Hall	Joint Institute for Laboratory Astrophy- sics, Boulder	$6 \cdot 10^{-12}$	[7]
5.	H. Hellwig i inni	National Bureau of Standards, Boulder	$1 \cdot 10^{-13}$	[83]
6.	N.G. Basow i inni	Instytut Fizyki im. Lebediewa, Moskwa	$5 \cdot 10^{-12}$	[84]

Znacznie lepsze stabilności rzędu 10^{-14} uzyskano ostatnio w Nowosybirsku [47,48] w układzie teleskopowego He-Ne/CH₄ lasera o długości rezonatora 5 m z długimi $l_{\perp} = 3$ m komórkami absorpcyjnymi. Należy dodać, iż wyniki pomiarów stabilności przeprowadzone przez autora są zawyżone, ponieważ zastosowany układ pomiarowy nie zapewniał przesunięcia częstotliwości zdudnianych wiązek i zliczanie odbywało się bez rozróżniania kierunku poruszania się prążków. Można zatem stwierdzić, że stabilność laserów dla czasu uśredniania $\tau = 10$ s była lepsza niż $5 \cdot 10^{-12}$ /rys. 8.6/.



Rozdział 9. PRZEGLĄD WYBRANYCH ZAGADNIEŃ BADAWCZYCH LASERA He-Ne/CH₄

Rozdział ten dotyczy zagadnień, które wyłoniły się w trakcie badań laserów, a które nie obejmowały podstawowego cyklu badawczego przedstawionego w poprzednich rozdziałach. Każdy z podrzdziałów dotyczy zasadniczo różnych problemów, obejmujących zjawiska zaobserwowane w trakcie eksperymentów z nasycalną absorpcją, bądź propozycje nowych badań i metod dotyczących laserów He-Ne/CH₄.

9.1. Wpływ częstotliwości modulacji i dewiacji częstotliwości laserów na pomiar stabilności częstotliwości.

Wprowadzenie niezbędnej dla detekcji fazowej dewiacji częstotliwości $\Delta\nu_m$ jest źródłem dodatkowej niestabilności krótko-terminowej lasera poddanego modulacji. Poniżej zostanie przeanalizowany wpływ modulacji obu laserów na pomiar stałości sygnału dudnieniowego.

Zakładając, że lasery pracują na częstotliwości ν_{01} i ν_{02} oraz poddane są modulacji z częstotliwościami f_1 i f_2 o dewiacjach $\Delta\nu_{m1}$ i $\Delta\nu_{m2}$, pomijając fluktuacje częstotliwości w obu laserach, sygnał dudnieniowy (8.14) ma postać:

$$I(t) = I_0 \cos \left[2\pi (\nu_{02} - \nu_{01} + \Delta\nu_{m2} \cos 2\pi f_1 t - \Delta\nu_{m1} \cos 2\pi f_2 t) t \right] \quad (9.1)$$

Dla uwzględnienia wielkości niestabilności wprowadzanych przez modulację, istotny jest przebieg prążków interferencyjnych $N(t)$ przebiegających przez powierzchnię detektora. Ilość

prążków jaka przebiega przez detektor w interwale $t-t_0$ jest równa:

$$N(t) = \frac{\phi(t) - \phi(t_0)}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \int_{t_0}^t [2\pi(\nu_{02} - \nu_{01} + \Delta\nu_{m_2} \cos 2\pi f_1 t - \Delta\nu_{m_2} \cos 2\pi f_2 t)] dt, \quad (9.2)$$

gdzie $[\phi(t) - \phi(t_0)]$ jest fazą, przesunięciu której ulegnie sygnał zdudniania w interwale czasowym $t - t_0$. Obliczając (9.2) otrzymujemy dla $t = t_1$:

$$N(t_1) = (\nu_{02} - \nu_{01})(t_1 - t_0) + \frac{\Delta\nu_{m_1}}{2\pi f_1} (\sin 2\pi f_1 t_1 - \sin 2\pi f_1 t_0) - \frac{\Delta\nu_{m_2}}{2\pi f_2} (\sin 2\pi f_2 t_1 - \sin 2\pi f_2 t_0). \quad (9.3)$$

Z analizy wyrażenia (9.3) wynikają następujące ważne wnioski praktyczne:

1. Pierwszy człon $(\nu_{02} - \nu_{01})(t_1 - t_0)$ reprezentuje pojawienie się poruszających się prążków na skutek różnicy średnich częstotliwości obu wiązek laserowych.

2. Pozostałe człony reprezentują wpływ dewiacji obu laserów na pomiar zliczanych prążków, zależny od czasów t_0 i t_1 , co jest źródłem błędu przy przypadkowym czasie włączania i wyłączania interwału pomiarowego $t_1 - t_0$. Zmniejszenia tego błędu w zliczeniu prążków można dokonać stosując synfazową modulację obu laserów tą samą częstotliwością $f_1 = f_2 = f$ oraz stosując te same wartości dewiacji częstotliwości

$\Delta\nu_{m_1} = \Delta\nu_{m_2} = \Delta\nu_m$. Wówczas człony harmoniczne w równaniu (9.3) po prostu kompensują się. Ponieważ w praktyce trudno jest dobrać dokładnie jednakowe dewiacje, wygodnie jest synchronizować interwał pomiarowy $\tau = t_1 - t_0$ z częstotliwością modulującą f_m tak by

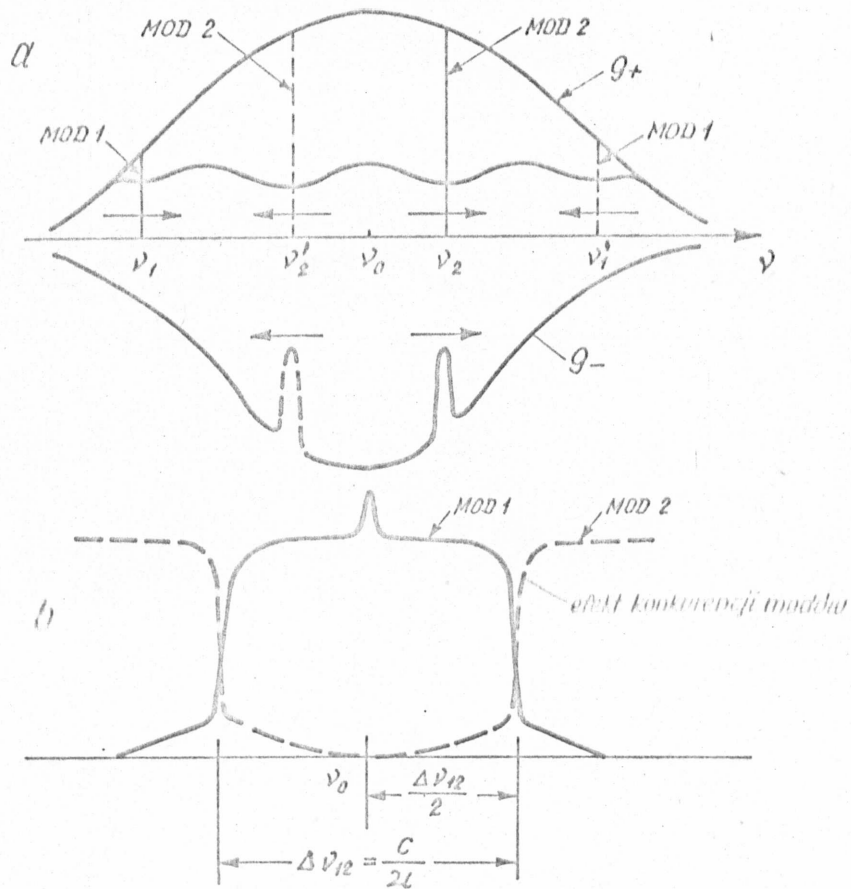
$$\tau = n \cdot \frac{1}{f_m}, \text{ gdzie } n - \text{liczba całkowita} \quad (9.4)$$

3. Wpływ modulacji na zliczoną ilość prążków (9.3) zmniejsza się, gdy maleje wskaźnik dewiacji częstotliwości $\frac{\Delta \nu_m}{f_m}$. Ponieważ dewiacji nie można zmniejszać ze względu na zachowanie optymalnego kształtu krzywej dyspersyjnej $S_1(x, m)$ /rozdział 6.3.1/, należy stosować wysokie częstotliwości f_m modulacji.

Dla zapewnienia wyżej wymienionych warunków układy pomiarowe wymagają konstrukcji dodatkowej aparatury elektronicznej. Obecnie aparatura taka jest konstruowana w Laboratorium Technik Laserowych i pomiary stałości częstotliwości będą przeprowadzane z uwzględnieniem powyższych uwag.

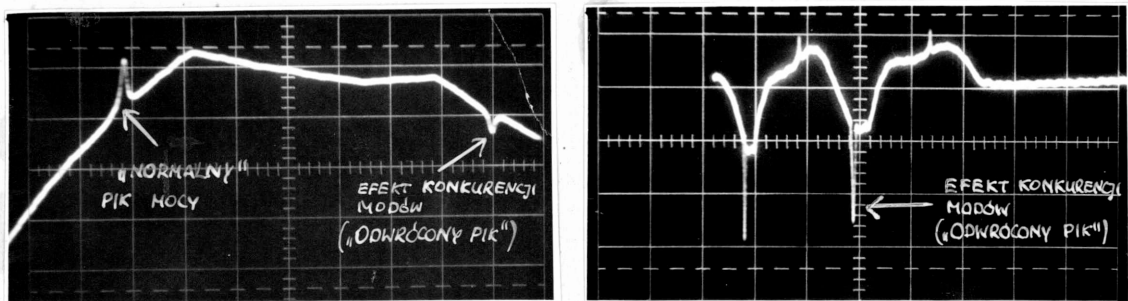
9.2. O możliwości uzyskania dużych kontrastowości piku za pomocą efektu konkurencji modów

W laserze generującym jednocześnie dwa bądź więcej modów podłużnych, w trakcie przestrajania zachodzi zjawisko konkurencji modów. Jeśli rozważyć laser pracujący dwumodowo, to wewnątrz rezonatora pojawiają się dwie fale stojące o częstotliwościach ν_1 i ν_2 , przy czym $\nu_2 - \nu_1 = \frac{c}{2L}$. Fale stojące tworzą cztery fale biegnące oddziaływujące z różnymi grupami cząsteczek ośrodka wzmacniającego i absorpcyjnego /rys. 9.1/. Jeśli linia wzmocnienia jest linią bliską jednorodnej, mody podłużne leżące daleko od centrum linii wzmocnienia nie generują wcale, bądź generują bardzo słabo /np. mod 1 - rys. 9.1/. Silny mod 2 "wypala" w absorberze "dziury Bennetta" na częstotliwości ν_2 i ν_2' . Przestrajając rezonator lasera, częstotliwości modów podłużnych wzajemnie "zbliżają się" do symetrycz-



Rys.9.1. Ilustracja powstawania odwróconego pik mocy w laserze z wewnętrzną komórką absorpcyjną w wyniku konkurencji modów podłużnych

- a - wysycenie linii wzmocnienia i absorpcji w wyniku generacji dwóch modów podłużnych
- b - moc wyjściowa lasera przestrajanego generującego dwa mody podłużne



Rys.9.2. Przykłady oscylogramów przedstawiających pojawianie się odwróconego pik mocy w wyniku konkurencji modów w laserze He-Ne/CH₄

- a - efekt konkurencji modu podłużnego z modelem poprzecznym TEM₁₀
- b - efekt konkurencji dwóch modów podłużnych

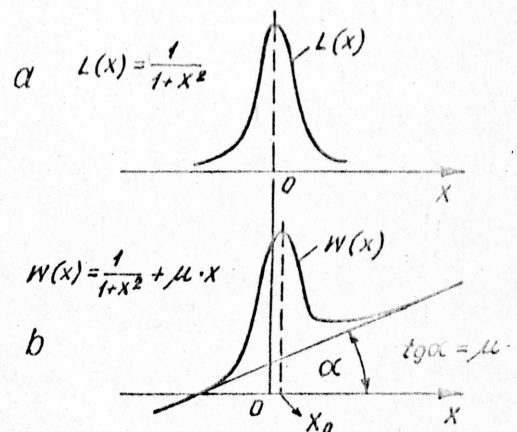
nego położenia względem częstotliwości ν_{0+} tzn. $|\nu_{0+}-\nu_1| \approx |\nu_{0+}-\nu_2|$. Jest to obszar silnej konkurencji, w którym wzrasta gwałtownie wzmocnienie modu 1, gdyż natrafia on na "odwróconą dziurę Ben-
netta" wypaloną modem 2. Następuje wówczas efekt gwałtownego zwiększenia mocy modu 1 i zmniejszenia bądź wręcz wygaszenia modu 2, a objawia się to wystąpieniem "odwróconego piku" w mocy wyjściowej. W wyniku działania dwóch mechanizmów: konkurencji modów i nasycenia CH_4 można uzyskać dużą kontrastowość oraz zawężenie szerokości "odwróconego piku" [122]. Komórka absorpcyjna spełnia tu rolę szybkiego komutatora przesko-
ku modowego. Autor w trakcie badań zaobserwował efekt konkurencji modów w la-
serze He-Ne/ CH_4 . Na rys. 9.2 przedstawiono zaobserwowane "odwró-
cone piki" absorpcyjne uzyskane w badanych laserach w wyniku konkurencji modów. Na rys. 9.2b przedstawiono "odwrócony pik" uzyskany w laserze He-Ne/ CH_4 w wyniku konkurencji modów podłuż-
nych w odległości $\nu - \nu_0 = \frac{\Delta \nu_{12}}{2} \approx 125 \text{ MHz}$ od normalnego piku, co dobrze zgadza się z interpretacją z rys. 9.1. Kontrastowość "odwróconego piku" wynosiła $A \approx 20\%$. Na rys. 9.2a przedsta-
wiono oscylogram "odwróconego piku" uzyskany w laserze w wyniku konkurencji modu poprzecznego TEM_{10} z modem podłużnym. Odległość między normalnym pikiem a "pikiem odwróconym" wynosi około 43 MHz, co według (6.5) odpowiada $\frac{1}{2} \Delta(1,0,0)$. To bardzo sub-
telne zjawisko ma skomplikowany mechanizm fizyczny, a przedsta-
wiony powyżej opis ma bardzo jakościowy charakter. Dla dokładnej obserwacji efektu "odwróconego piku" należy zastosować laser dłuższy, tak aby odstęp-
y między modami podłużnymi były mniejsze, wówczas konkurencja modów powinna być silniejsza. Efekt ten moż-
na wykorzystać do stabilizacji laserów, jednak trudno jest wtedy zapewnić dobrą powtarzalność częstotliwości, gdyż wiąże się to z zachowaniem stałej częstotliwości międzymodowej $\Delta \nu_{12}$.

9.3. Wpływ tła mocy wyjściowej na przesunięcie centrum pików absorpcyjnego

Lorentzowski pik absorpcyjny występuje na tle krzywej mocy, która z różnych przyczyn /efekt nakładania się modów poprzecznych, nie pokrywanie się ν_{0+} i ν_{0-} , refleksy nakładające się na wiązkę analizowaną przez detektor/ może mieć pewne nachylenie w okolicach pików absorpcyjnych /np. rys. 9.2 /. Na skutek nałożenia się pików absorpcyjnych i krzywej mocy wykazującej nachylenie, centrum pików absorpcyjnych ulega pozornemu przesunięciu /rys. 9.3/, które rejestruje detektor. Poniżej przedstawiono obliczenia wielkości przesunięcia centrum pików dla różnych nachyleń tła. Aproxymując tło mocy w okolicach pików prostą $y = \mu x$ /rys. 9.3/, moc wyjściowa w funkcji odstrojenia x ma postać:
$$W(x) = \mu x + \frac{1}{1+x^2} \quad (9.5)$$

Rys. 9.3.

- a - Pik absorpcyjny mocy bez "efektu tła"
- b - Pik absorpcyjny mocy z uwzględnieniem wpływu nachylenia krzywej mocy lasera



Znajdując drugą pochodną (9.5) i przyrównując do zera, można obliczyć wartości odstrojenia x_0 dla których $W(x)$ ma swoje

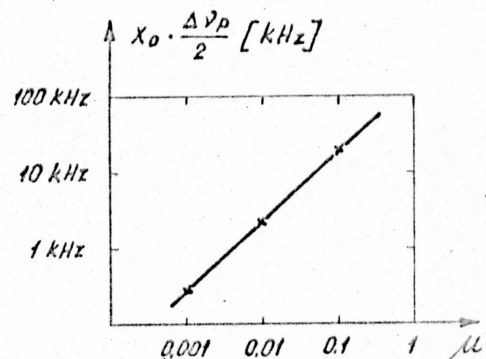
maksimum, a co sprowadza się do znalezienia miejsc zerowych wielomianu:

$$y = x^4 + 2x^2 - \frac{2}{\mu}x + 1 \quad (9.6)$$

Obliczenia numeryczne dla piksu o szerokości $\Delta\nu_p = 500$ kHz przedstawiono na rys. 9.4. Jak wynika z przytoczonych obliczeń efekt przesunięcia centrum piksu na skutek nachylenia tła odgrywa niepomijalną rolę w uzyskaniu dobrej powtarzalności częstotliwości lasera stabilizowanego na centrum piksu i jest przyczyną przesunięcia stabilizowanej częstotliwości [123].

Rys. 9.4.

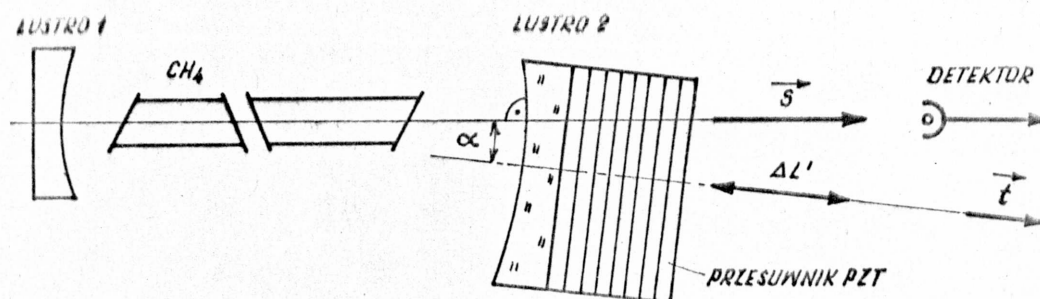
Przesunięcie częstotliwości centrum absorpcyjnego piksu mocy w funkcji parametru μ będącego miarą nachylenia "tła mocy wyjściowej", obliczone z zależności (9.6). Obliczenia przeprowadzono dla piksu o szerokości $\Delta\nu_p = 500$ kHz.



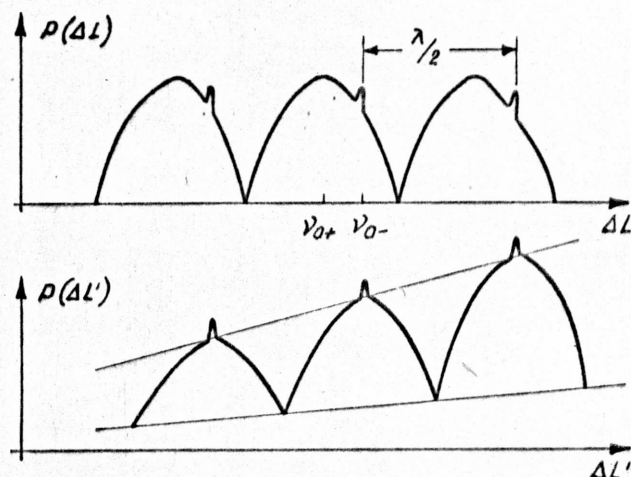
9.4. Eliminacja efektu tła mocy wyjściowej metodą rozjustowania rezonatora

Poniżej zostanie przedstawiona metoda eliminacji efektu tła, którą autor skutecznie stosował w laserach He-Ne/CH₄. W układzie rezonatora z komórką i rurą laserową /rys. 9.5/, kiedy oba zwierciadła i przesuwnik PZT ustawione są prostopadle do osi optycznej rezonatora $/\alpha = 0, \vec{t} \parallel \vec{s}/$, przy liniowym przestrajaniu wnęki rezonansowej przesuwnikiem, obraz mocy wyglądać może jak na rys. 9.6.a gdzie $\nu_{0+} \neq \nu_{0-}$. Ustawienie lustra 2 z przesuwnikiem tak by lustro 2 było nadal prostopadłe do osi optycznej $\vec{s}$,

lecz kierunek wektora translacji $\vec{t}$ zmienił się względem osi optycznej rezonatora $\vec{s}$ o kąt α , powoduje rozjustowywanie się lasera w trakcie przestrajania wnęki wzdłuż wektora $\vec{t}$. Jest to niejako efekt liniowego tłumienia mocy z przestrajaniem rezonatora, co powoduje pozorne "przebunięcie" krzywej mocy na osi pików. Justując manualnie położenie przesuwnika z lustrem można dobrać takie położenie, by pozbyć się efektu tła jak pokazano na rys. 9.6b.



Rys.9.5. Sposób rozjustowania lustra z przesuwnikiem piezoelektrycznym pozwalający wyeliminować "efekt tła mocy wyjściowej".



Rys.9.6. Ilustracja wpływu rozjustowania rezonatora lasera He-Ne/CH₄ na eliminowanie "efektu tła mocy wyjściowej lasera" według zasady z rys.9.5.

- a - $\vec{t} \parallel \vec{s}$
b - $\vec{t} \not\parallel \vec{s}$

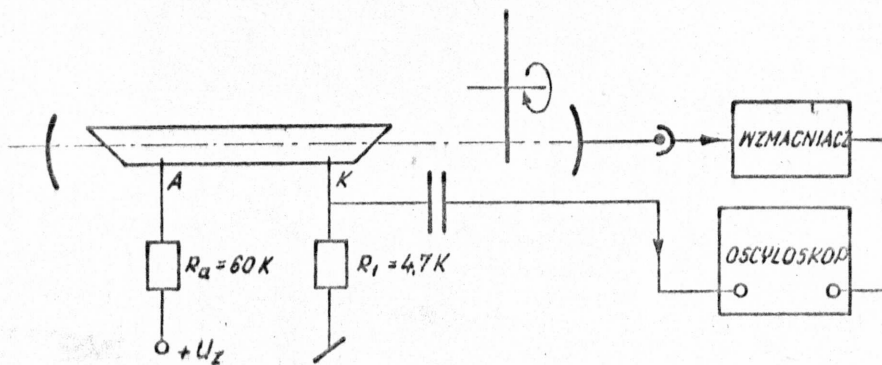
9.5. Wpływ mocy wewnątrz rezonatora lasera na prąd wyładowania

W laserze He-Ne $3,39\ \mu\text{m}$ podobnie jak w laserze He-Ne $0,63\ \mu\text{m}$ obserwuje się wpływ poziomu mocy wewnątrz rezonatora na prąd wyładowania. Zjawisko to związane jest z korelacją między prądem wyładowania i mocą promienistą, spowodowaną oddziaływaniem poziomów laserujących z poziomami jonizacji, a także oddziaływaniem wzbudzonych atomów ze swobodnymi elektronami [124] .

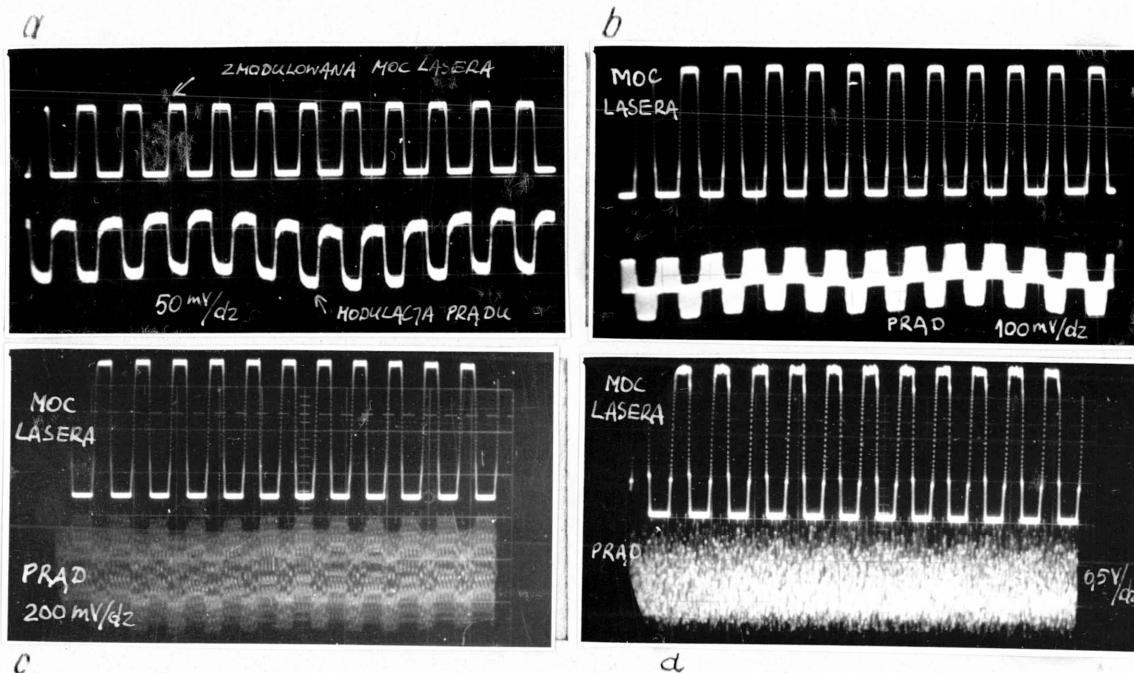
Na rys. 9.7 przedstawiono układ eksperymentalny do obserwacji tego zjawiska. Przerywacz ustawiony w obrębie wnęki rezonansowej lasera^{wywołuje} mechaniczną komutacją dobroci z częstotliwością 420 Hz. Efekt modulacji prądu z opornika katodowego obserwowano na oscyloskopie. Rurę laserową zasilano ze stabilizowanego zasilacza napięcia. Na rys. 9.8 przedstawiono efekt modulacji prądu wywołany przerywaniem promieniowania dla trzech podstawowych obszarów prądu wyładowania. W obszarze bezszumowym /rys. 9.8a/ modulacja odtwarza się bez szumów plazmy, w obszarze szumów oscylacyjnych modulacja nakłada się na oscylacyjne szумы prądu /rys. 9.8b i c/, w obszarze szumów przypadkowych /rys. 9.8d/ modulacja staje się nieidentyfikowalna.

9.5.1. Wykorzystanie zjawiska modulacji prądu do justowania lasera

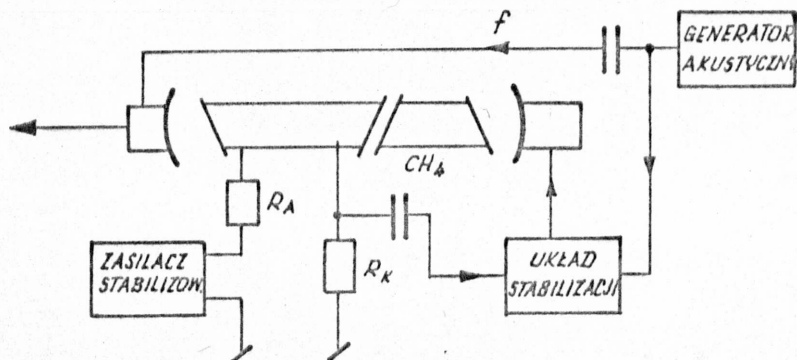
Autor wykorzystał efekt wpływu mocy lasera na wartość prądu wyładowania do oryginalnej metody justowania lasera He-Ne $3,39\ \mu\text{m}$. Metoda ta polega na wyjustowaniu jednego z luster lunetką na



Rys.9.7. Schemat eksperymentalnego układu do badania wpływu mocy promieniowania wewnątrz rezonatora na prąd wyładowania.



Rys.9.8. Oscylogramy przedstawiające moc wyjściową i prąd wyładowania przy przerywaniu wiązki laserowej wewnątrz rezonatora
 a - obszar bezszumowy, $i = 5\text{mA}$
 b - obszar szumów oscylacyjnych, $i = 6\text{mA}$
 c - obszar szumów oscylacyjnych, $i = 7,5\text{mA}$
 d - obszar szumów przypadkowych, $i = 12\text{mA}$.



Rys.9.9. Proponowany układ bezdetektorowej stabilizacji częstotliwości lasera He-Ne/ CH_4

odbicie promieniowania spontanicznego, a po wstawieniu przerywacza drugie lustro można justować obserwując prąd wyładowania. Pojawienie się charakterystycznego przebiegu prostokątnego /rys. 9.8a-c/ świadczy o generacji lasera. Jest to szczególnie przydatna metoda, gdy dysponuje się detektorem o małej powierzchni czynnej, co sprawia duże kłopoty z dokładnym ustawieniem detektora na drodze wiązki przed wyjustowaniem.

9.5.2. Koncepcja bezdetektorowej stabilizacji częstotliwości

Zjawisko korelacji prądu wyładowania z mocą lasera nasuwa koncepcję wykorzystania tego efektu do bezdetektorowej stabilizacji częstotliwości lasera He-Ne/CH₄. Proponowana idea przedstawiona na rys. 9.9 polega na homodynowej detekcji piku absorpcyjnego w prądzie wyładowania modulowanego częstotliwościowo lasera z zastosowaniem podobnej pętli sprzężenia zwrotnego jak przy stabilizacji z detektorem. Z wstępnie przeprowadzonych pomiarów wynika, że czułość metody jest wystarczająca, aby rozróżnić kilkuprocentową kontrastowość piku w prądzie wyładowania. Laser wymaga zastosowania zasilania o dobrej stabilizacji napięciowej. Podobna idea była wykorzystana do stabilizacji częstotliwości lasera CO₂ na "zagłębienie Lamba" w pracach [125,126]. Proponowana metoda stanowi znacznie prostszy układ stabilizacji i mogłaby stanowić podstawę do budowy prostych stabilizowanych bezdetektorowych laserów He-Ne/CH₄. Zjawisko to jest obecnie przedmiotem badań autora.

Rozdział 10. PODSUMOWANIE

Przedstawiona praca jest zasadniczo pracą doświadczalną. Zawiera opis zjawiska nasycalnej absorpcji, konstrukcyjne i technologiczne zagadnienia związane z budową laserów He-Ne/CH₄, prace badawcze nad zjawiskiem nasycalnej absorpcji oraz badania stabilności częstotliwości skonstruowanych laserów He-Ne/CH₄. Przeprowadzono optymalizację konstrukcji i technologii stabilizowanych laserów He-Ne/CH₄ w miarę dość skromnych możliwości technologicznych i aparaturowych. Badania przeprowadzono pod kątem maksymalizacji nachylenia rzeczywistej krzywej dyskryminacyjnej uzyskanej w wyniku analizy piku absorpcyjnego metodą detekcji fazowej na drodze doboru ciśnienia metanu, wypełnienia rury laserowej, parametrów rezonatora oraz na drodze doboru amplitudy dewiacji częstotliwości. Z drugiej strony własności dyskryminacyjne analizy można poprawić przez zmniejszenie szumów amplitudowych mocy wyjściowej lasera, detektora oraz elektronicznej pętli sprzężenia zwrotnego. Praktycznie możliwa była realizacja ograniczania szumów lasera na drodze doboru pracy lasera w obszarze bezszumowym oraz zastosowanie stabilizacji prądu wyładowania. Brak detektorów o dużej detekcyjności i czułości ograniczał możliwości zmniejszenia szumów detektorów.

Przeprowadzone badania potwierdziły słuszność tezy o konieczności maksymalizacji nachylenia rzeczywistej krzywej dyskryminacyjnej względem poziomu szumów. Szczególnego podkreślenia wymagają ponadto następujące wyniki uzyskane w pracy:

- szerokość pików zależy istotnie od zastosowanej metody analizy pików /rozdz. 2.6/
- warunki pracy rury laserowej winny być ustalone pod kątem kryterium doboru wypełnienia przedstawionego w rozdz. 4.4
- badania wykazały, że efekt nasycalnej absorpcji można uzyskać w laserze ze złotymi lustrami transmisyjnymi
- przedstawiona w rozdz. 6 analiza modowa metodą dudnieniową może mieć użyteczne zastosowanie w technice laserowej
- znaczenie praktyczne może mieć zaproponowana wygodna metoda justowania lasera oraz metoda eliminacji tła mocy /rozdz. 9/

Dalszą poprawę stabilności można będzie uzyskać, poprawiając bierną stabilność laserów, poprzez stosowanie bezszumowych rur laserowych oraz znacznie lepszych detektorów, poprzez rozbudowę układu lasera stosując dłuższe i szersze komórki absorpcyjne wypełnione niskim ciśnieniem. Odrębną problematykę stanowi optymalizacja układu pomiarowego stabilności. Zagadnienia te są przedmiotem dalszych badań prowadzonych przez autora.

Wykorzystanie zjawiska nasycalnej absorpcji do konstrukcji laserów gazowych a w przyszłości laserów barwnikowych o bardzo dużej stabilności częstotliwości jest podstawowym bodźcem do rozwoju nieliniowej spektroskopii laserowej w celu uzyskania stabilnych wzorców częstotliwości w zakresie widzialnym i podczerwieni.

Skonstruowane modele laserów He-Ne/CH₄ mogą być przyrządami wykorzystywanymi w spektroskopii, diagnostyce plazmy, interferometrii a w perspektywie być może i w telekomunikacji.

SPIS CYTOWANEJ LITERATURY

- 1 W.R. Bennett; Hole Burning Effects in a He-Ne Optical Maser. Physical Review, 126 /1962/ 2, 580-593.
- 2 W.E. Lamb; Theory of an Optical Maser. Physical Review, 134/1964/6A, 1429-1450.
- 3 W.S. Letochov; Avtostabilizacija častoty svetovych kolebanij lazera nelinejnom pogloščenijem v gaze. Pisma ZETF, 6 /1967/ 4, 597-600.
- 4 P.H. Lee, M.L. Skolnick; Saturated Neon Absorption Inside a 6328 Å Laser. Appl. Phys. Lett., 10 /1967/, 303-305.
- 5 V.P. Chebotayev, I.M. Beterov, V.N. Lisicyn; Selection and Sel-Locking of Modes in a He-Ne Laser with Nonlinear Absorption. IEEE Journal Quantum Electronics, 4 /1968/ 11, 788-790.
- 6 K. Shimoda; Absolute Frequency Stabilization of the 3,39 μ m Laser on CH₄ Line. IEEE Trans. in Instr. and Measurement, IM-17 /1968/ 4, 343-346.
- 7 R.L. Barger, J.L. Hall; Pressure Shift and Broadening of Methane Line at 3,39 μ m Studied by Laser-Saturated Molecular Absorption. Physical Review Letters, 22 /1969/ 1, 4-8.
- 8 V.S. Letochov; Častotnyje efekty v lazere s nelinejno pogloščajuščim gazom. ZETF, 54 /1968/ 4, 1244-52.
- 9 H. Greenstein; Theory of a Signale-Mode Gas Laser. Physical Review, 175 /1968/ 2, 438-452.
- 10 H. Greenstein; Theory of a Gas Laser with Internal Absorption Cell. Journal of Applied Physics, 43 /1972/ 4, 1732-1750.
- 11 A. Yariv; Quantum Electronics. John Wiley and Sons Inc., 1967, New York, London, Sydney /tłum. rosyjskie Kvantovaja elektronika i nelinejnaja optika, "Sov. Radio", 1973, Moskva/.
- 12 A. Maitland, M.H. Dunn; Laser Physics. North-Holland Publishing Company, 1969, Amsterdam-London.
- 13 P.H. Pantell, H.E. Puthoff; Fundamentals of Quantum Electronics. John Wiley and Sons Inc., 1969, New York, London, Sydney, Toronto /tłum. rosyjskie, Osnovy kvantovoj elektroniki, Izd. "Mir", 1973, Moskva/.
- 14 F. Kaczmarek; Wstęp do fizyki laserów. PWN, 1978, Warszawa.
- 15 V.S. Letochov, W.P. Čebotayev; Principy nelinejnoj lazernoj spektroskopii. Izd. "Mir", 1975, Moskva.
- 16 K.M. Abramski; Ob invertirovannoj dyrke Bennetta v lazere s vnerezonatornoj pogloščajuscej jacejkoj. Kvantovaja elektronika, 5 /1978/ 10, 2289-2290.
- 17 T. Tako, M. Ohi, Y. Akimoto, A. Sugiyama; Frequency stabilization of the 3,39 μ m Laser on a CH₄ Line. Japan Journal Applied Physics 9/1970/12, 1535.
- 18 J.L. Hall, C.J. Bordé; Shift and Broadening of Saturated Absorption Rezonanses due to curvature of the Laser Wave Fronts. Applied Physics Letters, 29/1976/12, 788-790.

- 19 O.N. Kompanec, A.R. Kukudžanov, V.S. Letochov, E.L. Michajlov; Stabilizacija častoty lazera na dvoukisi yglroda z pomoščju vnesnej nelinejno pogloščajusčej jačejki na SF₆. Kvantovaja Elektronika, /1973/ 4, 28-34.
- 20 E.F. Pliński, R.Nowicki, J.Pieńkowski; Observation of Absorption Peak in SF₆ by Means of a CO₂ Laser. Abstracts of VIII Conference EKON-78, Poznań, 1978, 96-98.
- 21 N.G. Basov, E.M. Belenov, M.V. Danilejko, V.V. Nikitin; Kolcevyy lazera s nelinejno-pogloščajusčej jačejkoj. ŽETF, 57 /1969/ 6, 1992-1997.
- 22 N.G. Basov, E.M. Belenov, N.V. Danilejko, V.V. Nikitin, A.N. Orajevskij; Intensivnyje rezonansy moschnosti kolcevogo lazera z pogloščajusčej jačejkoj. Pisma v ŽETF, 12 /1979/, 145-147.
- 23 N.G. Basov, E.M. Belenov, M.V. Danilejko, V.V. Nikitin; Issledovaniya rezonansov moschnosti kolcevogo lazera z nelinejno pogloščajusčej jačejkoj. ŽETF, 60 /1971/ 1, 117-123.
- 24 A.V. Gnotovskij, M.V. Danilejko, M.T.Špak; Kolcevoj optičeskij standart častoty. Kvantovaja Elektronika, 14/1973/2, 122-123.
- 25 M.B. Danilejko, A.P. Nedavnyj; Rezonansnyje javleniya v kolcevych lazerach z nelinejnym pogloščeniem. Kvantovaja Elektronika /Ukr./, 13 /1977/, 3-17.
- 26 J. Helmcke, F. Bayer-Helms; He-Ne Laser Stabilized by Saturated Absorption in J₂. IEEE Trans. in Instr. and Measurement, 23 /1974/ 4, 529-531.
- 27 A.J. Wallard, J.M. Chartier, J.Hamon; Wavelength Measurements of the Iodine Stabilized Helium-Neon Laser. Metrologia, /1975/ 11, 89-95.
- 28 H.G. Heard; Laser Parameter Measurement Handbook. John Wiley and Sons Inc., 1968, New York, London, Sydney /tłum. rosyjskie, Izmereniya lazernych parametrov, Izd. "Mir", 1970, Moskva/.
- 29 Stankowski J., A. Graja; Wstęp do elektroniki kwantowej. WKiŁ, 1972, Warszawa.
- 30 A.V. Jelickij, B.H. Smirnov; Gazovyje lazery. Atomizdat, Moskva, 1971.
- 31 D. Kunisz; Fizyczne podstawy emisyjnej analizy widmowej. PWN, 1973, Warszawa.
- 32 V.R. Bennett, Jr.; Mechanizmy vozbuždeniya gazovykh lazerov. Appl. Optics., Suppl., Chemical Lasers, 3/1965/ /tłum. rosyjskie w książce "Gazovyje lazery", Izd. "Mir", 1968, Moskva/.
- 33 W.L. Faust, R.A. Mc Farlane, C.K.N. Patel, G.G.B. Garret; Noble Gas Optical Maser Lines at Wavelengths Between 2 and 35 μm. Physical Review, 133/1964/6A, 1476.
- 34 A.D. White, J.D. Rigden; Applied Physic Letters, 2 /1963/211
- 35 G.K. Moeller, T.K. Mc Cubbin; Study of Helium-Neon Laser Amplification at 3,39 μm. Applied Optics, 11 /1965/ 4, 1412-1415
- 36 A.J. Popov, J.D. Procenko; Usileniye na lazernom perechode $5s'[1/2]_1 - 4p'[3/2]_2$ neona z dlinnoj vołny 3,39 μm. Kvantovaja Elektronika, 2 /1975/ 9, 2106-2107.

- 37 E.I. Gordon, A.D. White, J.D. Rigden; Gain Saturation at 3,39 Microns in the He-Ne Maser. Proceedings of the Symposium on Optical Masers, Vol. XII, New York 1963 - Polytechnic Press, Brooklyn, 309-319.
- 38 D.F. Hotz; Gain Narrowing in a Laser Amplifier. Applied Optics, 4 /1965/, 527-530.
- 39 J. Groszkowski; Technologia wysokiej próżni. PWN, 1953, Warszawa.
- 40 D.H. Close; Strong Saturation Effects in Laser Media. Physical Review, 153 /1967/ 2, 360-371.
- 41 M.A. Gubin, A.I. Popov, J.D. Procenko; Issledovanija konkurenciji dvuch aksialnykh mod v OKG s odnorodno usilennoj liniej. Kvantovaja Elektronika, /1971/4, 34-40.
- 42 V.I. Machorin, A.I. Popov, J.D. Procenko; Vlijanie vnutrizonatornykh poter na moščnost' gelij-neonovogo lazera rabotajuščego v obłasti 3,39 μ m. Žurnal Prikladnoj Spektroskopii, 27 /1977/ 3, 418-422.
- 43 C.T. Meneely; Laser Mirror Transmissivity Optimization in Night Power Optical Cavities. Applied Optics, 6 /1967/, 1434.
- 44 P.E. Herzberg; Infrared and Raman Spectra of Polyatomic Molecules. Van Nostrand, 1959, Princeton.
- 45 K.T. Hecht; Vibration - Rotation Energies of Tetrahedral XY_4 Molecules. Part II. The Fundamental ν_3 of CH_4 . Journal of Molecular Spectroscopy, 5 /1960/, 390-404.
- 46 A.S. Baškin; Sostrojanije i perspektivy razviti'ja kvantovykh standartov častoty. Kvantovaja Elektronika, 5 /1971/, 3-25.
- 47 S.N. Bagayev, i inni; A. Tunable Laser at $\lambda = 3,39 \mu$ m with Line Width of 7 Hz used in Investigating a Hyperfine Structure of the $F_2^{(u)}$ Line of Methane. Applied Physics, /1977/13, 291-297.
- 48 V.P. Čebotajev; Ispolzovanije sverchuzkikh rezonansov v spektroskopii i dla stabilizacii častot gazovykh lazerov. Kvantovaja Elektronika, 5 /1978/ 9, 2004-2014.
- 49 K. Shimoda; Ultimate Stability of Methane-Stabilized Lasers. Japanese Journal of Applied Physics, 12 /1973/8, 1222-1225.
- 50 N.B. Košelajevskij, V.M. Taternikov, A.N. Titov; Sdvig versiny molekularnogo rezonansa v gelij-neonovom lazere s metanovoj pogloščajuščej jačejkoj ot davlenija metana. Kvantovaja Elektronika, 3 /1976/ 10, 2284-2286.
- 51 R.W. Ditchburn; Fizičeskaja optika. Izd. "Nauka", 1965, Moskva.
- 52 K. Shimoda; Frequency Shifts in Methane-Stabilized Lasers. Japanese Journal of Applied Physics, 12 /1975/ 9, 1393-1402.
- 53 E.E. Uzgiris, J.L. Hall, R.L. Barger; Precision Infrared Zeeman Spectra of CH_4 Studied by Laser-Saturated Absorption. Physical Review Letters, 26 /1971/ 6, 289-292.
- 54 J.L. Hall, C. Borde; Measurement of Methane Hyperfine Structure Using Laser Saturated Absorption. Physical Review Letters, 30 /1973/ 22, 1101-1104.

- 55 J.V. Baklanov, J.A. Titov; Nelinejnyj rezonans moščnosti v gaze pri učote magnitnogo sverchtonkogo rassčepnenija linii. Kvantovaja Elektronika, 2 /1975/ 9, 1893-1901.
- 56 Y.V. Baklanov, M.V. Belyayer; Concerning the Shift on Nonlinear Optical Resonators in Magnetic Field. Applied Physics /1977/ 14, 389-391.
- 57 J.M. Belenov, M.V. Danilejko, A.P. Nedavnyj, M.T. Špak; Častotnyje sdvigi stabilizirovannyh gazovyh lazerov. Ukrainskij Fizičeskij Žurnal, 22 /1977/ 11, 1765-1778.
- 58 T. Suzuki; A Low-Noise He-Ne Laser Tube. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2 /1969/, 132-133.
- 59 T. Suzuki; Discharge Current Noise in He-Ne Laser and its Suppression. Japanese Journal of Applied Physics, 8/1970/3, 309-316.
- 60 R. Nowicki; Wire cone calorimeter for absolute laser continuous wave radiation-power measurements. Infrared Physics, 8 /1968/, 223-232.
- 61 Refractive Index of Fused at 24°C, American Institute of Physics Handbook, rozdz. 6-25.
- 62 T. Li; Diffraction Loss and Selection of Modes in Maser Resonators with Circular Mirrors. The Bell System Technical Journal, 5 /1965/, 917-932.
- 63 P.W. Smith; On the Optimum Geometry of a 6328 Å Laser Oscillator. Journal of Quantum Electronics, 2/1966/4, 77-79.
- 64 A.L. Bloom; Gas Laser. Proceedings of the IEEE, 4/1966/10, 1262-1276.
- 65 E.I. Gordon, A.D. White; Similarity Laws for the Effects of Pressure and Discharge Diameter on the Gain of He-Ne Lasers. Applied Physics Letters, 3/1963/12, 199-201.
- 66 V.J. Privalov, S.A. Fridrichov; Ob optimalnoj sootnošenii komponent smesi v He-Ne lazere, generirujuščem odnovenno izlučenijs s $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$ i $\lambda = 3,39 \mu\text{m}$. Žurnal Prikladnoj Spektroskopii, 12/1979/3, 446-449.
- 67 N.G. Basov, J.N. Markin, V.V. Nikitin; Nekotoryje charakterystyki kvantovogo generatora na smesi He i Ne dla $\lambda = 3,39 \mu\text{m}$. Radiotekhnika i Elektronika, /1963/12, 2084-2086.
- 68 V.A. Bažakin, I.P. Konovnikov, J.D. Prosenko; Izmerenijs spektralnyh charakteristik linii $3s_2 - 3p_4$ Ne. Kvantovaja Elektronika, 2/1975/, 1064-1068.
- 69 E.I. Gordon, A.D. White; Single Frequency Gas Lasers at 6328 Å. Proceedings of the IEEE, 52/1964/2, 206-207.
- 70 F.W. Crawford, G.S. Kino; Oscillation and Noise in Low-Pressure D.C. Discharge. Proceedings of the IRE, 12/1961/, 1767-1788.
- 71 L. Pekarek; Factors Affecting the Self-Excitation of Low-Frequency Oscillations in an Electric Discharge. Czechosl. Journal Physics, 8 /1968/, 32-45.
- 72 A. Waksberg, J. Wood; Noise Power Spectrum Characteristics for an He-Ne Laser Operating under Various Discharge Conditions. The Review of Scientific Instruments, 40/1969/10, 1306-1313.

- 73 J. Bellisio; Noise Measurements on He-Ne Laser Oscillators. Applied Physics Letters, 4 /1964/ 1, 5-6.
- 74 M. Ohi, Y. Akimoto; Improvements in Methane-Stabilized Lasers, Japan. J. Phys., 15/1976/9, 1853-1854.
- 75 A. Dmitrev; prywatne informacje.
- 76 A.J. Wallard; Frequency Stabilization of the Helium-Neon Laser by Saturated Absorption in iodine vapour. Journal of Physics E.: Scientific Instruments, 5/1972/, 926-930.
- 77 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.
- 78 G. Kramer, C.O. Weiss, J. Helmcke; Laser Frequency Stabilization by Means of Saturation Dispersion. Z.Naturforsch. 30a /1975/, 1128-11.32
- 79 A.L. Bloom, D.L. Wright; Pressure Shift in a Stabilized Single Wavelength Helium-Neon Laser. Proceedings of the IEEE, 54/1966/10, 1290-1294.
- 80 R.H. Cordover, T.S. Jaseja, A. Javan; Isotope Shift Measurement for 6328 Å, He-Ne Laser Transition. Applied Physics Letters, 7/1965/15, 322-324.
- 81 V.M. Danilejko, B.D. Pavlik; Uzkije opticeskije spektralnyje linii i stabilizacija častoty gazovych lazerov. Kvantovaja Elektronika /Ukr./, /1975/ 9, 3-51.
- 82 N.B. Košelajevskij, V.H. Taternikov, A.N. Titov; Mery častoty na osnove He-Ne OKG. Izmeritel'naja Technika, /1972/ 11, 32-35.
- 83 M. Hellwing, H.E. Bell, P. Kartashoff, J.O. Berquist; Frequency Stability of Methane-Stabilized He-Ne Laser. Journal Applied Physics, 43/1972/2, 450-452.
- 84 N.G. Basov, J.H. Belenov, M.V. Danilejko, V.V. Nikitin; Rezonansy moščnosti i stabilizacija častoty gazovogo lazera s nelinejnoj pogłoščajušeej jačejkoi. Kvantovaja Elektronika, 1/1971/1, 42-52.
- 85 V.J. Privałov; Kolebanija v razr'ade gazovogo lazera. Kvantovaja Elektronika, 4/1977/4, 2085-2119.
- 86 J.P. Goldsborough; Laser Handbook. North Holland, 1 /1972/, 597-629.
- 87 K. Abramski, Z. Godziński; Krajowa ceramika piezoelektryczna - własności, parametry i zastosowanie w technice laserowej. PAK, /1978/ 12, 452-454.
- 88 B. Jaffe, W.R. Cook, H. Jaffe; Piezoelectric ceramics. London, New York, 1971, Academic Press /tłum.rosyjskie/.
- 89 Lansing Catalog F, January, 1972, Lansing Research Corporation, Ithaca, New York.
- 90 M. Hercher; The Spherical Mirror Fabry-Perot Interferometer. Applied Optics, 7 /1968/ 5, 951-966.
- 91 P.W. Smith; Observation on the Transverse Modes of Laser with Scanning Interferometer. Applied Optics, 4 /1968/ 8, 1038-1039.

- 92 Y. Akimoto, M. Ohi; Frequency Fluctuation Analysis of CH₄ Stabilized He-Ne Lasers. Japan J. Appl. Phys., 16/1977/2, 385-386.
- 93 G. Kramer, C.O. Weiss; Collision Broodening of the 3,39 μ m Methane Line. Z. Physik, 271 /1974/, 311-316.
- 94 B.W. Jalliffe, W.R.C. Rowley, K.C. Shotton, P.T. Woods; Some Experimental Factors Affecting the Reproducibility and Stability of Methane-Stabilized Helium-Neon Lasers. Atomic masses and fundamental constants 5; Proceedings of the international conference, held in Paris, June 1975; London, 1976, 357-363.
- 95 S.V. Bagajev, S.N. Bakkanov, J.V. Čebotajev; Izmerenije sečenij uprugnogo rassejanija v gazy metodami lazernoj spektroskopii. Pisma v ZETF, 16 /1972/, 15-18.
- 96 W. Radloff, V. Stert; O kontrastnosti invertirovannogo lembovskogo provala v lazere s vnytrennoj pogloščajuscej jacejkoj. Kvantovaja Elektronika, 3 /1976/ 7, 1509-1516.
- 97 H. Kogelnik, T. Li; Laser Beams and Resonators. Proceedings of the IEEE, 54 /1966/ 10, 1312-1329.
- 98 L.S. Cuttler, C.L. Searle; Some Aspects of the Theory and Measurements of Frequency Fluctuation in Frequency Standards. Proceedings of the IEEE, 54 /1966/ 2, 136-154.
- 99 D.W. Allan; Statistics of Atomic Frequency Standart. Proceedings of the IEEE, 54 /1966/ 2, 221-230.
- 100 J.A. Barnes i inni; Charakterization of Frequency Stability. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, IM-20 /1971/ 2, 105-120.
- 101 G.V. Galutva, A.J. Razancev; Selekcija tipov kolebanij i stabilizacija častoty opticeskich kvantovyh generatorov. Izd. Svez, 1972, Moskva.
- 102 J.L. Berštejn; Fluktuacii častoty generatora pri primenenii schem avtomatičeskoj stabilizacii častoty. Radiofizika, 7 /1964/ 2, 328-336.
- 103 M. Lax; Fluctuation and Coherence Phenomena in Classical and Quantum Physics. Gordon and Brach, 1968, New York /tłum. rosyjskie, Fluktuacii i kogerentnyje javlenija, Izd. "Mir", 1974/.
- 104 F. Arecchi, M. Scully, H. Haken, W. Weidlich; Quantum Optics, Academic Press, New York, 1969 /tłum. rosyjskie, Kvantovyje fluktuacii izlučeniya lazera, Izd. Mir, 1974/.
- 105 A.L. Schawlow, C.H. Townes; Infrared and Optical Masers Physical Review, 112 /1958/ 6, 1940-1949.
- 106 T.S. Jaseja, A. Javan, J. Murray, C.H. Townes; Test of Special Relativity or of the Isotropy of Soaca by Use of Infrared Masers. Physical Review, 133 /1964/ 5A, 1920-1925.
- 107 Z. Godziński; Influence of Gas Density Fluctuations on Frequency Stability of Gas Lasers. Optica Aplicata, IV /1974/ 3, 25-36.
- 108 L. Mandel, E. Wolf; Coherence Properties of Optical Fields. Review of Modern Physics, 37 /1965/ 2, 231-287.
- 109 J.S. Bendat, A.G. Piersol; Metody analizy i pomiaru sygnałów losowych. PWN, Warszawa, 1976.

- 110 V.I. Tichonov; Statističeskaja radiotekhnika. Izd. Sovetskogo Radio, Moskva, 1966.
- 111 W. Davenport, W. Root; An Introduction to the Theory of Random Signals and Noise. Mc Graw-Hill, New York, Toronto, London, 1958.
- 112 V.S. Letochov, B.D. Pavlik; Fluktuacii častoty v gazovom lazere s nelinejnym pogloščeniem. Kvantovaja Elektronika, 10 /1972/ 4, 32-39.
- 113 W. Enloe, S. Rodda; Laser Phase-Locked Loop. Proceedings of IEEE, 53 /1965/ 2, 165-166.
- 114 W.R.C. Rowley; A Digital Frequency-Offset Lock System Designet for Use with Stabilized Lasers. National Physical Laboratory Report /Teddington, England/, QU 40, September 1977.
- 115 J.R. Mustel, V.N. Parygin; Metody modulacii i skanirovanija sveta. Izd. Nauka, Moskva, 1970, rozdz. 7 i 8.
- 116 S.N. Bagaev, V.P. Chebotaev; Frequency Stability and Reproducibility of the 3,39 μm He-Ne Laser Stabilized on the Methane Line. Applied Physics, /1975/ 7, 71-76.
- 117 K. Abramski, Z. Godziński, E. Talarczyk; Doświadczenia nad przesunięciem częstotliwości światła laserowego ugiętego w polu biegnącej fali ultradźwiękowej. Pr. Nauk.Inst.Telekom. i Akustyki Polit. Wrocławskiej, Studia i Materiały /1973/ 6, 131-141.
- 118 K.M. Abramski; Akustooptyczna stabilizacja mocy wyjściowej lasera. Elektronika, /1978/ 11, 470-472.
- 119 W.R.C. Rowley; Some Aspects of Fringe Counting in Laser Interferometers. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, IM-15 /1966/ 4, 146-149.
- 120 W.R.C. Rowley; Bidirectional Counting for the Measurement of Laser Beat Frequencies. Journal of Physics E; Scientific Instruments /1975/ 8, 223-226.
- 121 T.G. Blaney, G.J. Edwards, B.W. Jolliffe, D.J.E. Knight, P.T. Wood; Absolute Frequencies of the Methane-Stabilized He-Ne Laser /3,39 μm / and CO₂:R 32 Stabilized Laser /10.17 μm /. J.Phys. D; Appl. Phys. 9 /1976/, 1323-1330.
- 122 M.A. Gubin, A.J. Popov, J.D. Procenko; Kontrastnyje rezonansny moščnosti v gelij-neonovom lazere s pogloščajuščej jačejkoj. Kvantovaja Elektronika, /1971/ 3, 99-102.
- 123 B.W. Jolliffe, G. Kramer, J.M. Chartier; Methane-Stabilized He-Ne Lasers Intercomparisons 1976. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, IM-25 /1976/ 4, 447-450.
- 124 L.A. Weaver, R.J. Freiberg; Laser-Induced Perturbations of Excited-State Populations in He-Ne Discharge. Journal of Applied Physics, 37 /1968/ 4, 1528-1535.
- 125 M.G. Bourdet, A. Orszag, V. de Valeace; Utylization de la variation d'impédance du plasma d'un laser CO₂ pour la stabilisation on frequence sur la "Lamb dip". C.R. Acad. Sc. Paris, 277 /1973/ 3, 207-209.
- 126 W.H. Thomason, D.C. Elbers; An Inexpansive Method to Stabilize the Frequency of a CO₂ laser. Rev. Sc. Instrum., 46 /1975/ 4, 409-412.

Lista odbiorców

	egz.
1. Ośrodek Informacji Naukowo-Technicznej I-28 PWr	1
2. Biblioteka Główna Politechniki Wrocławskiej	1
3. Biblioteka Główna Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza w Poznaniu	1
4. Biblioteka Główna Politechniki Warszawskiej	1
5. Biblioteka Główna Politechniki Gdańskiej	1
6. Recenzenci	3
7. Promotor	1
8. Autor	4

razem: 13