### Na prawach rękopisu

INSTYTUT TELEKOMUNIKACJI I AKUSTYKI POLITECHNIKI WROCŁAWSKIEJ

> Analiza zjawisk spektralnych w obrębie linii emisyjnych laserów CO<sub>2</sub> i CO<sub>2</sub>/SF<sub>6</sub> w zastosowaniu do stabilizacji częstotliwości promieniowania laserowego

> > Edward F. Pliński

PRACA DOKTORSKA

Promotor: Prof. dr hab. inż. Romuald Nowicki

Słowa kluczowe:

laser CO<sub>2</sub>, laser CO<sub>2</sub>/SF<sub>6</sub>, spektroskopia nasyceniowa, nasycalna absorpcja, efekt opto-woltaiczny, stabilizacja częstotliwości. mgr Edward F. Pliński Instytut Telekomunikacji i Akustyki Politechniki Wrocławskiej ul. Wybrzeże Wyspiańskiego 27 50-370 Wrocław tel. 206 285

"Analiza zjawisk spektralnych w obrębie linii emisyjnych laserów CO<sub>2</sub> i CO<sub>2</sub>/SF<sub>6</sub> w zastosowaniu do stabilizacji częstotliwości promieniowania laserowego"

2

Raport wpłynął do redakcji 02- marca /1983 r.

### Mojemu Promotorowi

Panu Prof. dr hab. inż. ROMUALDOWI NOWICKIEMU, któremu obecność swą w zespole zawdzięczam, serdecznie dziękuję za okazane zaufanie i powierzenie mi tak pasjonującego tematu pracy. Dziękuję za dyskretną opiekę podczas przebiegu mojej pracy oraz za udzielenie mi wielu owocnych rad i skutecznych konsultacji naukowych, które przyczyniły się w sposób zdecydowany do ostatecznego kształtu prezentowanej dysertacji.

## Spis treści

		str.
1.	WSTĘP	9
2.	LASEROWA SPEKTROSKOPIA NASYCENIOWA	17
	2.1. Wprowadzenie	17
	2.2. Zjawiska nasyceniowe w ośrodkach rezonansowo-emi-	
	syjnych. "Zagłębienie Lamba"	18
	2.3. Zjawiska nasyceniowe w ośrodkach rezonansowo-	
	absorpcyjnych. "Odwrócone zagłębienie Lamba"	21
	2.4. Teoretyczna analiza zjawisk nasyceniowych w zew-	
	nętrznej komórce absorpcyjnej	25
	2.4.1. Wysokość, kontrast i szerokość piku	
	absorpcyjnego	36
	2.4.2. Nachylenie pierwszej pochodnej piku	
	absorpcyjnego	38
•	2.4.3. Wyznaczanie szerokości spektralnej piku	
	absorpcyjnego metodą pierwszej pochodnej	39
	2.4.4. Wnioski końcowe	41
	2.5. Absorbery nasycalne: model trójpoziomowy	42
	2.6. Absorbery nasycalne: model czteropoziomowy	46
3.	KONSTRUKCJA HETERODYNY LASEROWEJ CO2	49
	3.1. Stanowisko antywstrząsowe	49
	3.2. Rezonator mechaniczny	50
	3.3. Układ zasilania rury wyładowczej	52
	3.4. Opto-woltaiczna metoda justowania lasera CO <sub>2</sub>	57
	3.5. Rura wyładowcza	58
	3.6. Układ pompowo-dozujący	64
	3.7. Rezonator optyczny	65
	3.7.1. Heterodynowa analiza składu modowego pro-	
	mieniowania lasera CO <sub>2</sub>	65
	3.7.2. Praca jednomodowa. Mody podłużne	69

0

3.7.3. Praca jednoczęstotliwościowa – selekcja linii emisyjnych 3.8. Szerokość spektralna linii emisyjnej ośrodka	71
linii emisyjnych	71
3.8. Szerokość spektralna linii emisyjnej ośrodka	76
	76
aktywnego w laserze CO <sub>2</sub>	
3.8.1. Temperatura gazu w rurze wyładowczej lase-	
ra CO <sub>2</sub>	76
3.8.2. Poszerzenie niejednorodne Szerokość do-	
pplerowska linii emisyjnej ośrodka aktyw-	
nego lasera CO <sub>2</sub>	78
3.8.3. Poszerzenie jednorodne. Szerokość zderze-	
niowa linii emisyjnej ośrodka aktywnego	
lasera CO <sub>2</sub>	79
3.9. Lustro wyjściowe	80
3.9.1. Transmisja lustra z otworem	81
3.9.2. Moc wyjściowa lasera CO2	84
3.10. Heterodyna laserowa CO <sub>2</sub> - zebranie podstawowych	
danych	90
3.11. Aparatura próżniowa do napełniania komórek	
sześciofluorkiem siarki SF <sub>6</sub> i konstrukcja komó-	
rek absorpcyjnych	91
4. ZJAWISKA NASYCENIOWE W OSRODKACH REZONANSOWO-ABSORP-	
CYJNYCH I REZONANSOWO-EMISYJNYCH. EKSPERYMENT	94
4.1. Symetria i podstawowe typy drgań molekuły SF <sub>6</sub>	95
4.2. Model poziomów energetycznych pasma 👌 molekuły	
SF <sub>6</sub>	97
4.3. Eksperymentalne potwierdzenie dla SF <sub>6</sub> czteropo-	
ziomowego modelu absorberów nasycalnych	100
4.4. Charakter poszerzenia linii absorpcyjnej SF <sub>6</sub>	1.06
4.5. Laserowa spektroskopia nasyceniowa molekuły SF <sub>6</sub>	
Piki absorpcyjne	107

2

- 5 -

4.6. Metoda obserwacji i rejestracji profilu linii	
absorpcyjnych	115
4.7. "Zagłębienie Lamba" w profilu linii emisyjnej	
lasera CO <sub>2</sub>	120
5. ODWZOROWANIE KRZYWEJ MOCY WYJSCIOWEJ LASERA CO2 W RE-	
ZYSTENCJI STATYCZNEJ RURY WYŁADOWCZEJ LASERA	124
5.1. Teoria	124
5.2. Eksperyment	132
6. STABILIZACJA CZĘSTOTLIWOŚCI PROMIENIOWANIA LASERÓW	
MOLEKULARNYCH CO2	141
6.1. Przegląd układów stabilizacji częstotliwości la-	
serów CO2	141
6.2. Ekstremalna stabilizacja częstotliwości laserów	
co <sub>2</sub>	147
6.3. Metoda pomiaru stabilności częstotliwości promie-	
niowania laserów	152
6.4. Stabilizacja częstotliwości laserów CO <sub>2</sub> i CO <sub>2</sub> /SF <sub>6</sub> ;	159
6.4.1. Stabilizacja częstotliwości na centrum	
krzywej mocy wyjściowej lasera CO <sub>2</sub>	160
6.4.2. Stabilizacja częstotliwości na centrum	
krzywej mocy wyjściowej lasera odwzorowa-	
nej w rezystancji statycznej rury wyła-	
dowczej	163
6.4.3. Stabilizacja częstotliwości na centrum piku	
absorpcyjnego SF <sub>6</sub>	165
6.5. Inne układy stabilizacji	172
7. DYSKUSJA OTRZYMANYCH WYNIKÓW I WNIOSKI	178
8. SPIS CYTOWANEJ LITERATUTY	182
Streszczenie	195

- 6 -

Spis najczęściej używanych oznaczeń

A	-	współczynnik kierunkowy liniowej zależności przewod-
•		ności cieplnej $\lambda$ od temperatury T.
а	-	straty na rozproszenie
E	-	natężenie pola elektrycznego
9.	-	współczynnik wzmocnienia dla małego sygnału
I	-	prąd, natężenie promieniowania
Isa	-	natężenie nasycenia absorpcji
Ise	-	natężenie nasycenia wzmocnienia
L	-	długość rezonatora optycznego
1	-	długość obszaru aktywnego rury wyładowczej lasera
1.	-	długość obszaru wyładowania rury laserowej
Р	-	moc lasera, nazwa gałęzi pasma spektralnego
р	-	ciśnienie
R	-	współczynnik odbicia, promień krzywizny lustra, nazwa
		gałęzi pasma spektralnego
r	-	promień otworu w lustrze wyjściowym
8	-	parametr nasycenia absorpcji
t	-	transmisja
Uak	-	napięcie anoda – katoda
d	-	współczynnik absorpcji
do	-	współczynnik absorpcji dla małego sygnału
β	-	parametr nasycenia wzmocnienia, współczynnik absorpcji
		gorącego pasma
٣	-	współczynnik określający udział garącego pasma w procesie
		absorpcji

2

 $\Delta v_{a}$  - odległość piku od centrum linii emisyjnej  $\Delta v_{p}$  - poszerzenie niejednorodne /dopplerowskie/  $\Delta v_{L}$  - poszerzenie jednorodne /zderzeniowe/  $\Delta v_{L}^{s}$  - poszerzenie "mocowe"  $\Delta v_{L}^{s}$  - poszerzenie związane ze zderzeniami molekuł absorbera

ze ściankami komórki absorpcyjnej Δω<sub>k</sub>- częstość różnicowa

θ - współczynnik osłabienia wiązki detekującej

 $\lambda_{c}$  - sumaryczny współczynnik przewodności cieplnej.

- 8 -

#### 1. WSTEP

Technika laserowa wzbogacona w 1964 r. o pierwszy na świecie laser molekularny na dwutlenku węgla skonstruowany przez C.K.N. Patela [1] jest do dzisiaj jedną z najbardziej dynamicznie rozwijających się dziedzin nauki. Spośród wielu powstałych od tego czasu typów laserów, laser molekularny CO, znalazł jak dotąd najszersze zastosowanie nie tylko w wielu dziedzinach nauki takich, jak fizyka /w tym optyka nieliniowa/, chemia, medycyna ale również w wielu gałęziach przemysłu. Jest on wykorzystywany w bezwzględnych pomiarach częstotliwości, prędkości światła, spektroskopii laserowej, diagnostyce plazmy, w pompowaniu optycznym laserów submilimetrowych, w chirurgii, obróbce technologicznej trudno topliwych materiałów itd. Takie cechy lasera CO2, jak długość promieniowanej fali mieszczącej się w zakresie średniej podczerwieni a przede wszystkim uzyskiwana duża moc wyjściowa stawiają go na pozycji jednego z bardziej atrakcyjnych przyrządów badawczych jakimi dotąd dysponowała nauka i technika.

2

W wielu zagadnieniach badawczych, gdzie stosowane są omawiane lasery, konieczna jest stabilizacja częstotliwości promieniowania wyjściowego laserów CO<sub>2</sub>. W zależności od wymaganej stabilności częstotliwości<sup>speryfi</sup>. Jub specyfiki eksperymentu stosuje się różne metody stabilizacji.

- 9 -

C e l e m pracy było skonstruowanie i doświadczalna analiza heterodynowego układu laserów CO<sub>2</sub> i CO<sub>2</sub>/SF<sub>6</sub> oraz eksperymentalne badania zjawisk spektralnych w obrębie linii emisyjnych obydwu układów heterodyny laserowej w zastosowaniu do stabilizacji częstotliwości promieniowania laserowego 10,6 μm.

W związku z tak wytyczonym celem przeanalizowano w pracy najczęściej spotykane metody stabilizacji częstotliwości laserów molekularnych CO<sub>2</sub> i dokonano podziału tych metod, ze względu na uzyskiwane wyniki stabilności, na dwie grupy: grupę stabilności wysokiej /grupa pierwsza/ i grupę stabilności średniej /grupa druga/[2]. Do grupy pierwszej zaliczono metody wykorzystujące zjawiska nasyceniowe w ośrodkach rezonansowo-emisyjnych oraz rezonansowo-absorpcyjnych, tzn. takie zjawiska spektralne, jak "zagłębienie Lamba" w profilu linii emisyjnej[8]i "odwrócone zagłębienie Lamba" w profilu linii absorpcyjnej[9]. Do grupy drugiej zaliczono metody wykorzystujące takie zjawiska spektralne, jak krzywa mocy wyjściowej lasera oraz krzywa mocy wyjściowej odwzorowana w rezystancji statycznej rury wyładowczej z ośrodkiem aktywnym lasera CO<sub>2</sub>.

Po przeanalizowaniu metod wybrano do realizacji i dalszych badań trzy metody stabilizacji:

- z grupy pierwszej metodę stabilizacji częstotliwości na centrum piku absorpcyjnego, który pojawia się na krzywej mocy wyjściowej lasera jako konsekwencja "odwróconego zagłębienia Lamba" w profilu linii spektralnej absorbera współpracującego z laserem;

- z grupy drugiej metodę stabilizacji na centrum krzywej mocy wyjściowej lasera CO<sub>2</sub> oraz metodę stabilizacji na centrum krzy-

- 10 -

wej mocy lasera CO<sub>2</sub> odwzorowanej w rezystancji statycznej rury wyładowczej[3].

W pracy podjęto próbę uzyskania "zagłębienia Lamba" w profilu linii emisyjnej ośrodka aktywnego lasera CO<sub>2</sub> w celu wykorzystania efektu w metodzie stabilizacji częstotliwości mieszczącej się w grupie pierwszej. Jednakże z przyczyn opisanych w dalszej części pracy próba ta nie powiodła się.

Realizację wytyczonego celu pracy rozpoczęto od zaprojektowania i skonstruowania zestawu heterodynowego laserów CO, wraz z komórkami absorpcyjnymi oraz odpowiedniej aparatury próżniowej do napełniania komórek absorberem. Jako absorber wybrano sześciofluorek siarki SF<sub>6</sub>. Konstrukcja zestawu dwóch identycznych laserów pozwoliła na wykonanie heterodynowych pomiarów porównawczych stabilności częstotliwości laserów stabilizowanych wybranymi trzema metodami. Heterodynę laserową poddano wielostronnej analizie eksperymentalnej pod kątem wykorzystania jej w stabilizacji częstotliwości laserów. Uzyskano piki absorpcyjne SF<sub>6</sub> na krzywych 🖉 mocy wyjściowej lasera dla różnych linii emisyjnych ośrodka aktywnego lasera CO2. Następnie wykonano szereg eksperymentalnych badań krzywej mocy wyjściowej skonstruowanych laserów dla wybranych linii emisyjnych ośrodka aktywnego oraz odpowiednich badań odwzorowania krzywej mocy wyjściowej w rezystancji statycznej rury wyładowczej lasera CO2. Końcowym etapem eksperymentów była stabilizacja częstotliwości oraz pomiar stabilności laserów w wybranych układach stabilizacji.

W świetle dotychczasowej literatury światowej, dotyczącej zagadnień związanych ze stabilizacją częstotliwości promieniowania wyjściowego laserów CO<sub>2</sub>, nowością w tej pracy jest to, że

- 11 -

wszystkie wybrane przez autora metody stabilizacji zrealizowane zostały na tej samej heterodynie laserowej, w tych samych warunkach pracy laserów, przy zachowaniu tych samych wartości parametrów obydwu laserów. Pozwoliło to na wiarygodne porównanie otrzymanych wyników stabilności i wyciągnięcie wniosków zgodnych z założoną tezą pracy.

T e z a pracy została sformułowana następująco: stabilizacja częstotliwości promieniowania lasera CO<sub>2</sub> na centrum odwzorowanej krzywej mocy wyjściowej w rezystancji statycznej jego rury wyładowczej /metoda bezdetektorowa/ i stabilizacja częstotliwości na centrum krzywej mocy wyjściowej lasera CO<sub>2</sub> są metodami równorzędnymi, dającymi porównywalne wartości stabilności.

Z przeglądu literatury dotyczącej tematyki stabilizacji częstotliwości promieniowania laserów  $\rm CO_2$  wynika, że dotychczas nie podjęto prób mających na celu zweryfikowanie równorzędności obu metod. Podkreśla się raczej niskie koszta metody bezdetektorowej o czym świadczę chociażby poczętki tytułów niektórych publikowanych prac: "Low-cost method..." [129] lub "An inexpensive method,.." [144]. Corraz częstsze zastosowanie omawianej metody w stabilizacji częstotliwości laserów  $\rm CO_2$  małej mocy [3, 35], a ostatnio /w 1982 r./ również laserów  $\rm CO_2$  falowpdowych [135] sugeruje, że może być pożyteczne umiejscowienie wyników stabilizacji uzyskanych metodą bezdetektorową wśród wyników stabilizacji uzyskiwanymi innymi znanymi metodami. Na tle zastanego przez autora stanu wiedzy w tematyce stabilizacji częstotliwości laserów  $\rm CO_2$  postawienie tak sformułowanej jak wyżej tezy wydaje się być słuszne. Dysertacja składa się, włączając wstęp, z siedmiu rozdziałów. W rozdziale drugim, którego ideą wiodącą jest laserowa spektroskopia nasyceniowa, przedstawiono jakościowy opis rezonansowego oddziaływania promieniowania laserowego z ośrodkiem emisyjnym i ośrodkiem absbrpcyjnym. Następnie teoretycznie przeanalizowano efekt "odwróconego zagłębienia Lamba" w profilu linii spektralnej absorbera w zewnętrznej komórce absorpcyjnej i jako konsekwencję tej teorii, końcową część rozdziału poświęcono teoretycznemu modelowi absorberów nasycalnych. Praktyczne wskazówki i wnioski wyciągnięte z przedstawionych teorii wykorzystano w eksperymencie ze stabilizacją częstotliwości laserów CO<sub>2</sub> na centrum piku absorpcyjnego SF<sub>6</sub>.

Obszerny z konieczności rozdział trzeci poświęcono opisowi konstrukcji zestawu dwóch małej mocy laserów CO<sub>2</sub> o pracy ciągłej i dodatkowej aparatury z tę konstrukcją związanej. Pracy nad heterodyną laserową CO<sub>2</sub> poświęcono wiele czasu w celu rozwiązania, opisanych w tym rozdziale, niekończących się problemów związanych z konstrukcją rur laserowych, zasilaniem laserów, układem dozowania, pracą jednomodową i jednoczęstotliwością, optymalnym ze względu na uzyskiwaną moc lustrem z otworem - ansmisyjnym itd. Nakład pracy włożony w konstrukcję heterodyny, który był znacznie wyższy od pracy włożonej w zasadnicze, ze względu na cel pracy, eksperymenty był niezbędny do jednoznacznego dowodu założonej tezy pracy. Końcową część rozdziału przeznaczono na opis aparatury próżniowej i konstrukcji komórek absorpcyjnych.

W rozdziałe czwartym, w oparciu o przedstawione wcześniej rozważania teoretyczne, eksperymentalnie potwierdzono dla sześciofluorku siarki SF czteropoziomowy model absorberów

- 13 -

nasycalnych. Następnie zaprezentowano uzyskany efekt pików absorpcyjnych w krzywych mocy wyjściowej lasera CO<sub>2</sub> jako konsekwencję omówionego w rozdziale drugim "odwróconego zagłębienia Lamba" w profilu linii absorpcyjnej SF<sub>6</sub>. Rozdział poprzedzono opisem symetrii i podstawowych typów drgań molekuły SF<sub>6</sub> oraz analizę struktury poziomów energetycznych rozpatrywanego absorbera. W dalszej części rozdziału przedstawiono proponowaną przez autora prostą metodę obserwacji i rejestracji kształtu profilu linii absorpcyjnych, ze szczególnym zastosowaniem metody w spektroskopii linii poszerzonych jednorodnie. Na końcu rozdziału opisano eksperyment, który podjęto w celu uzyskania "zagłębienia Lamba" w profilu linii emisyjnej ośrodka aktywnego lasera CO<sub>2</sub>.

Rozdział piąty zawiera opis zaproponowanego w[110] modelu zjawisk zachodzących w ośrodku aktywnym lasera CO<sub>2</sub>, będący jedną z pierwszych prób teoretycznego wyjaśnienia zjawiska odwzorowania krzywej mocy wyjściowej lasera CO<sub>2</sub> w rezystancji jego rury wyładowczej. W drugiej części rozdziału przedstawiono eksperymentalną weryfikację przytoczonej teorii. Wnioski wypływające z teorii, a przede wszystkim z jej eksperymentalnej weryfikacji wykorzystano do realizacji bezdetektorowej stabilizacji częstotliwości laserów CO<sub>2</sub>.

W rozdziale szóstym przedstawiono eksperymenty ze stabilizacją częstotliwości skonstruowanych laserów w wytypowanych trzech układach stabilizacji. Rozdział poprzedzono wstępem, gdzie opisano zasadę działania elektronicznej pętli stabilizacji częstotliwości oraz zasadę pomiaru stabilności pracy laserów. Na końcu rozdziału zaprezentowano proponowane przez autora inne

- 14 -

niż dotychczas stosowane układy stabilizacji.

Rozdział siódmy zawiera dyskusję otrzymanych wyników oraz wyciągnięte z nich i ze zrealizowanych w pracy eksperymentów wnioski, które pozwoliły wytyczyć autorowi dalszy kierunek badań nad stabilizacją częstotliwości promieniowania laserów molekularnych CO<sub>2</sub>.

W części ósmej pracy podano spis cytowanej literatury.

Pragnę podziękować wszystkim moim kolegom i znajomym, którzy swoją życzliwą pomocą przyczynili się do realizacji celu prezentowanej pracy a przede wszystkim: kol. K.M. Abramskiemu, który niejednokrotnie wspierał mnie w chwilach załamania, niemal fizycznie zmuszał mnie do systematycznej pracy i doszczętnie przedyskutował ze mną problemy związane z interpretacją otrzymanych wyników; kol. E. Matrasowi /obecnie WSI-Radom/, znakomitemu elektronikowi, bez którego układów elektronicznych trudno byłoby zrealizować opisane w niniejszej pracy eksperymenty; kol. J. Pieńkowskiemu za merytoryczną pomoc w wyjaśnieniu zjawisk zachodzących w plaźmie laserowej; kol. W. Michalskiemu, z którym to uruchomiliśmy 26-go listopada 1975 r. pierwszy w zespole laser molekularny CO2; dr K. Sołtyńskiemu /IEK WAT Warszawa/, dr H. Dymaczewskiemu /WSI-Zielona Góra/ oraz wielu innym życzliwym mi osobom za udzielone cenne wskazówki przy projektowaniu opisanych w pracy konstrukcji. Dziękuję również panu inż. I. Sulikowskiemu, kierownikowi warsztatu mechanicznego, który z niespożytą energią realizował wszystkie projektowane przeze mnie konstrukcje. Osobne podziękowania należą się panu profesorowi Z. Godzińskiemu, kierownikowi byłego Zakładu Techni-

- 15 -

ki Laserowej, za jego duże zainteresowanie przebiegiem mojej pracy a szczególnie za zapobiegliwość, dzięki której miałem do dyspozycji siatki dyfrakcyjne, sześciofluorek siarki, dystansowniki kwarcowe, płytę granitową na stanowisko antywstrząsowe, bez których to elementów trudno byłoby sobie wyobrazić zrealizowanie wytyczonego celu pracy.

Na końcu chciałbym serdecznie podziękować dr J. Żebrowskiemu z Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego, u którego miałem niezapomnianą przyjemność robić pracę dyplomową i który poprzez swoją delikatną opiekę i zachęcający współudział w relizacji mojej pracy dyplomowej, pierwszy rozbudził we mnie chęć poświęcenia się pracy naukowej.

Tego, co wycierpiałymoje dzieci a przede wszystkim moja żona, zwłaszcza w końcowym okresie mojej pracy nie zrównoważą żadne podziękowania. Stanowi to osobne zagadnienie "ne".owe", któremu obiecuję z całym pozostałym zapasem sił witalnych poświęcić czas po szczęśliwym zamknięciu przewodu doktorskiego.

4

- 16 -

#### 2. LASEROWA SPEKTROSKOPIA NASYCENIOWA

# 2.1. Wprowadzenie

Metoda laserowej spektroskopii nasyceniowej, spektroskopii wolnej od poszerzenia dopplerowskiego, umożliwiła prowadzenie badań i obserwacji subtelnej i nadsubtelnej struktury linii emisyjnych lub absorpcyjnych wielu ośrodków [4,5]. Szczególnie metoda laserowej spektroskopii nasyceniowej przydatna jest w zakresie podczerwieni. W zakresie tym znajduje się wiele, charakterystycznych dla molekuł, widm absorpcyjnych składających się z dużej liczby wąskich i często zachodzących na siebie linii spektralnych [6]. Badanie skomplikowanej struktury widm absorpcyjnych ciężkich molekuł metodami konwencjonalnej spektroskopii było dotychczas ograniczone a często zupełnie niemożliwe z powodu rozmycia dopplerowskiego poszczególnych linii widma.

Ogromny wpływ laserów na rozwój spektroskopii zaznaczył się po odkryciu zjawiska rezonansowego spadku mocy w centrum dopplerowskiej linii wzmocnienia lasera /zjawisko nasycenia wzmocnienia/. Zjawisko to po raz pierwszy zostało przeanalizowane w 1964 r. przez W.R. Lamba [7] i od jego nazwiska nosi nazwę "zagłębienia Lamba" / Lamb-dip/ [8].

Kolejnym krokiem w kierunku powiększenia czułości i dokładności metody spektroskopii laserowej wewnątrz linii dopple-

- 17 -

rowskiej było przejście do obserwacji tzw. "odwróconego zagłębienia Lamba" w ośrodkach rezonansowo-absorpcyjnych /zjawisko nasycenia absorpcji/ [9,10,11]. Niżej, w p. 2.2 i 2.3 przedstawiono jakościowy opis wymienionych zjawisk.

Jak powiedziano we wstępie do pracy, jedną z metod stabilizacji częstotliwości laserów CO<sub>2</sub> jaką zrealizował autor była metoda wykorzystująca zjawisko "odwróconego zagłębienia Lamba". Zrealizowano wersję metody z zewnętrzną komórką absorpcyjną tzn. komórką znajdującą się poza rezonatorem laserowym. W związku z tym w p. 2.4 przedstawiono teoretyczną analizę zjawisk nasyceniowych w ośrodku rezonansowo-absorpcyjnym wypełniającym zewnętrzną komórkę absorpcyjną. Oparto się na teoretycznym modelu zaproponowanym przez T. Hensch'a [12], który w rozdziale tym został rozwinięty przez autora w sposób umożliwiający wykorzystanie go zgodnie z założonym celem pracy. Przeprowadzono interpretację otrzymanych wyników teoretycznych i jako konsekwencję jednego z nich, w p. 2.5 i 2.6 przeprowadzono teoretyczną analizę absorberów nasycalnych.

2.2. Zjawiska nasyceniowe w ośrodkach rezonansowo-emisyjnych

"Zagłębienie Lamba"

Jeśli profil linii emisyjnej lasera poszerzony jest jednorodnie tzn. poszerzenie zderzeniowe  $\Delta V_{L}$  linii przewyższa poszerzenie dopplerowskie  $\Delta V_{D} / \Delta V_{L} \ge \Delta V_{D}$  /, to padające na ośrodek promieniowanie wymuszające akcję laserową o natężeniu I i przemiatające ten ośrodek w zakresie szerokości spektralnej linii, oddziaływuje ze wszystkimi cząsteczkami ośrodka zmniejszając wzmocnienie g lasera proporcjonalnie na całym profilu linii emisyjnej /rys.2.1a/. W laserze CO<sub>2</sub> zjawisko to zacho-



Rys.2.1 a - profil linii spektralnej poszerzonej jednorodnie, b-- profil linii spektralnej poszerzonej niejednorodnie.

dzi przy ciśnieniach gazu roboczego powyżej 133 Pa/1Tr/ - patrz rozdz. 3.8.3 i rozdz. 4.7.

Jeśli profil linii emisyjnej lasera jest poszerzony niejednorodnie /  $\Delta V_{\perp} \ll \Delta V_{D}$  /, to przechodzące przez ośrodek emisyjny promieniowanie o częstotliwości V oddziaływuje tylko z grupą cząsteczek, których rzut prędkości na kierunek promieniowania wynosi  $v = c(4 - v/V_0)$ . Wynika to z efektu Dopplera. Na profilu linii emisyjnej pojawia się zagłębienie zwane "dziurą Bennettä" [13]. Obserwujemy tzw. niejednorodne nasycenie wzmocnienia /rys.2.1b/.

W rezonatorze laserowym, gdzie z ośrodkiem aktywnym oddziaływują dwie, przeciwnie biegnące fale /rys.2.5a/ na profilu linii emisyjnej lasera pojawiają się dwie, symetrycznie położone względem centrum linii, "dziury Bennetta". Jest to tzw. efekt "wypalania dziur" /rys.2.2a/. Dla częstotliwości 🔊o centrum

- 19 -

linii emisyjnej obie przeciwnie biegnące fale nasycające ośrodek, oddziaływują z tą samą grupą cząsteczek, o prędkościach skierowanych poprzecznie do kierunku promieniowania. Następuje "zlanie" obydwu "dziur Bennetta" i w centrum profilu linii emisyjnej pojawia się "zagłębienia Lamba" /rys.2.2b/.



Rys.2.2 Efekt "wypalania dziur" w profilu linii spektralnej, a - "dziury" Bennetta, b - "zaglebienie" Lamba.

Ponieważ z grupą cząsteczek o rzucie prędkości na kierunek promieniowania równym zero oddziaływują dwie przeciwnie biegnące fale, mamy zatem zwiększoną gęstość promieniowania oddziaływującego z tymi cząsteczkami. Wraz ze zwiększenie gęstości promieniowania rośnie prawdopodobieństwo przejść między górnym a dolnym poziomem laserowym. Odpowiada to zmniejszeniu czasu życia górnego poziomu laserowego a co za tym idzie, zwiększeniu szerokości profilu zagłębienia. Jest to efekt niepożądany /tzw. efekt poszerzenia "mocowego"/ ze względu na stabilizecję częstotliwości laserów na centrum "zagłębienia Lamba".

W laserze CO<sub>2</sub> "zagłębienie Lamba" występuje dla małych ciśnień gazu roboczego, poniżej 133 Pa/1Tr/ co odpowiada poszerzeniu zderzeniowemu linii CO<sub>2</sub> rzędu kilku MHz – patrz rozdz. 4.7. 2.3. Zjawiska nasyceniowe w ośrodkach rezonansowo-absorpcyjnych

"Odwrócone zagłębienie Lamba"

Rys. 2.3 wyjaśnia zjawiską zachodzące w rezonatorze laserowym zawierającym rurę wyładowczą lasera i komórkę absorpcyjną. /rys.2.5b/. Dla częstotliwości promieniowania laserowego równej częstotliwości centrum linii absorpcyjnej gazu w komórce, pojawia się w centrum jej profilu tzw. "odwrócone zagłębienie Lamba". Następuje lokalne/w skali częstotliwości/ obniżenie absorpcji promieniowania co powoduje pojawienie się na profilu linii emi-



Rys.2.3 Ilustracja powstawania piku absorpcyjnego w profilu linii emisyjnej.

syjnej lasera, dla częstotliwości Ŋ₀, piku mocy lub tzw. piku absorpcyjnego. Po raz pierwszy efekt ten zaobserwowano w laserze He-Ne 0,63µm z wewnętrzną komórką absorpcyjną wypełnioną neonem Ne [9].

W przypadku, gdy widmo badanego absorbera składa się z wielu nakładających się na siebie linii, rozmytych na skutek poszerzenia dopplerowskiego, przestrajanie częstotliwości lasera W zakresie szerokości spektralnej jego linii emisyjnej /krzywej

- 21 -

mocy wyjściowej/ powoduje pojawienie się na każdej z linii absorpcyjnych, leżących w zakresie częstotliwości pracy lasera, "odwróconego zagłębienia Lamba", W efekcie na krzywej mocy la-



Rys. 2.4 Przykład rozdzielenia nałożonych na siebie linii absrpcyjnych metodą laserowej spektroskopii nasyceniowej.

sera pojawiają się piki absorpcyjne odpowiadające centrom linii absorpcyjnych – rozmyte dopplerowsko linie absorpcyjne stają się rozróżnialne. Sytuację tę ilustruje rys. 2.4. Metodami klasycznej spektroskopii rozróżnienie tych linii byłoby niemożliwe [14]. Efekt ten można zaobserwować w laserze He-Ne 0,63 µm z wewnętrzną komórką absorpcyjną wypełnioną parami jodu J<sub>2</sub>, którego widmo składa się z wielu blisko siebie położonych linii absorpcyjnych mieszczących się w zakresie szerokości spektralnej krzywej mocy lasera He-Ne /  $\Delta v_D \approx$  1,5 GHz/ [15].

Nie zawsze możliwe jest stosowanie absorpcyjnej komórki wewnątrz rezonatora laserowego. Do tego celu wymagane jest aby parametr nasycenia wzmocnienia  $\beta$  /patrz (3.34)/ ośrodka laserowego był porównywalny lub przewyższał parametr nasycenia absorpcji s /patrz (2.29)/ badanego absorbera [16]. Poza tym stosowanie wewnętrznej komórki absorpcyjnej posiada inne wady.

- 22 -

W komórce wewnętrznej na skutek oddziaływania z absorberem dwóch silnych, biegnących przeciwnie fal występuje efekt poszerzenia "mocowego" piku absorpcyjnego /aż do jego zaniku dla dużych natężeń wiązki laserowej wewnątrz rezonatora/. Komórka wewnątrz rezonatora laserowego jest wzajemnie sprzężona z laserem wpływwając na jego pracę. Występuje tu zjawisko przeciągania piku absorpcyjnego, spowodowane ewentualnym przesunięciem centrum krzywej mocy lasera względem centrum linii absorpcyjnej gazu w komórce absorpcyjnej. Dlatego korzystne jest oddzielenie źródła promieniowania od badanego absorbera. Z tych powodów, w przypadku zastosowań spektroskopowych i zastosowań w stabilizacji częstotliwości laserów efektu piku absorpcyjnego, lepsze jest stosowanie komórek zewnetrznych.

Zachodzą w niej podobne zjawiska jak zilustrowane na rys. 2.2. W odróżnieniu od komórki wewnętrznej, w komórce absorpcyjnej zewnętrznej nasycenie absorpcji powoduje silna fala nasycająca, padająca z lasera bezpośrednio na absorber a fala powrotna, odbita od dodatkowego lustra i kilkakrotnie osłabiona, spełnia rolę fali detekującej /rys.2.5c/. Absorber nasycony silną falą nasycającą dla słabej fali detekującej wykazuje lokalny /w skali częstotliwości/ wzrost transmisji. W wyniku tego na profilu krzywej mocy lasera, po dwukrotnym przejściu wiązki przez absorber pojawia się pik absorpcyjny zwany też pikiem transmisji [11].

Opisane jakościowo zjawiska nasyceniowe tworzą ideę spektroskopii laserowej o wysokiej rozdzielczości, wolnej od poszerzenia dopplerowskiego, laserowej spektroskopii nasyceniowej. Na rys. 2.5.e,b,c zilustrowano podstawowe metody spektroskopii laserowej.

- 23 -

W przypadku zastosowań lasera CO<sub>2</sub> jako spektrometru laserowego, należy mieć na uwadze, że pasmo takiego spektrometru jest bardzo ograniczone ze względu na małą szerokość krzywej mocy lasera CO<sub>2</sub>, w zakresie której musi leżeć badane pasmo absorpcyjne. Wiadomo, że szerokość dopplerowska krzywej mocy lasera CO<sub>2</sub>



Rys.2.5 Układy laserowej spektroskopii nasyceniowej,
a - w ośrodkach emisyjnych,
b - w ośrodkach absorpcyjnych, metoda komórki wewnętrznej,
o - w ośrodkach absorpcyjnych, metoda komórki zewnętrznej.

wynosi około 60-80 MHz – patrz rozdz. 3.8. W celu poszerzenia tego zakresu pomiarowego stosuje się lasery falowodowe  $CO_2$ , w których szerokość spektralna krzywej mocy takiego lasera sięga wartości 1,5 GHz [17,18,19]. Inną metodą, najczęściej stosowaną, jest zastosowanie dla celów spektroskopii laserowej przestrajalnych laserów półprzewodnikowych Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te, o płynnie przestrajanym paśmie od 6 do 28  $\mu$ m, gdzie linie lasera  $CO_2$  pełnią rolę znaczników częstotliwości [20,21].

Wymienione zjawiska, na których opiera się metoda laserowej spektroskopii nasyceniowej, znalazły zastosowanie w stabilizacji częstotliwości pracy laserów gazowych o pracy cięgłej. Najbardziej perspektywistyczne, ze względu na osiągane wyniki stabilności, okazały się metody wykorzystujące efekt "odwróconego zagłębienia Lamba" w ośrodkach rezonansowo-absorpcyjnych a szczególnie w sześciofluorku siarki SF<sub>6</sub> [22], metanie CH<sub>4</sub> [23] oraz w parach jodu J<sub>2</sub> [24]. W ośrodkach tych, co ma istotne znaczenie w stabilizacji częstotliwości laserów, w związku z niskim ciśnieniem, brakiem jakiegokolwiek wzbudzenia częsteczek gazu w komórce absorpcyjnej, szerokość "zagłębienia Lamba" jest bardzo mała w porównaniu z szerokością linii absorpcyjnej a częstotliwość centrum linii jest wysoko stabilna.

# 2.4. <u>Teoretyczna analiza zjawisk nasyceniowych</u> w zewnętrznej komórce absorpcyjnej

W celu otrzymania and itycznego wyrażenia, ktorym można opisać profil omówionego wcześniej, "odwróconego zagłębienia Lamba" w konturze linii spektralnej absorbera umieszczonego na zewnątrz rezonatora laserowego, rozpatrzmy dwa wybrane poziomy energetyczne cząsteczek gazu atomowego wypełniającego zewnętrzną komórkę absorpcyjną. Niech dwie równoległe, monochromatyczne wiązki, nasycająca 1 i detekująca 2 o natężeniach odpowiednio I<sub>1</sub> i I oraz częstościach  $\omega_1$  i  $\omega$  rozprzestrzeniają się przez rozpatrywany ośrodek wzdłuż osi komórki w dwóch wzajemnie przeciwnych kierunkach. Obliczmy zmiany współczynnika absorpcji  $\alpha(\omega)$ , rozpatrywanego ośrodka absorpcyjnego,dla wiązki detekującej w obecności wiązki nasycającej w absorberze. Zaniedbujemy dla uproszczenia polaryzację wiązek i ewentualną degenerację poziomów energetycznych, do których mogą

- 25 -

być wzbudzone cząsteczki gazu. Wyłońmy spośród wszystkich możliwych poziomów energetycznych, obsadzonych rozpatrywanymi cząsteczkami, dwa poziomy a i b. Równania kinetyczne na gęstość obsadzeń n(v) wybranych poziomów,zależne od składowej prędkości cząsteczek wzdłuż osi komórki absorpcyjnej,mają postać [12]:

$$dn_{a}(v)/dt = \lambda_{a}(v) - n_{a}(v) \cdot y_{a} - [F_{4}G_{4}(v) + FG_{2}(v)] \cdot [n_{a}(v) - n_{b}(v)] \quad (2.1)$$

$$dn_{b}(v)/dt = \lambda_{b}(v) - n_{b}(v) \cdot y_{b} + [F_{1}G_{1}(v) + FG_{2}(v)] \cdot [n_{a}(v) - n_{b}(v)] \quad (2.2)$$
gdzie:

$$\begin{split} F_{4} = I_{4}/\hbar \omega_{4}, F = I/\hbar \omega - \text{strumien} \text{ fotonów odpowiednio wiązki} \\ & \text{nasycającej 1 i detekującej 2,} \\ & \left[ m^{-2} \text{ s}^{-1} \right]; \\ & \omega_{4}, \omega - \text{częstość wiązek 1 i 2 [s^{-1}];} \\ & n_{\alpha}(v), n_{b}(v) - \text{gęstość obsadzeń poziomów a i b na} \\ & \text{ jednostkowy przedział prędkości} \\ & \left[ m^{-3}(m/s)^{-1} \right] = \left[ \text{s} \cdot m^{-4} \right]; \\ & \gamma_{\alpha}, \gamma_{b} - \text{szybkość spontanicznego rozpadu pozio-} \\ & \text{mów a i b [s^{-1}];} \\ & \lambda_{\alpha}(v), \lambda_{b}(v) - \text{wzbudzenia zderzeniowe poziomów a i b} \\ & \text{w jednostce czasu na jednostkowy przedział prędkości [m^{-3}\text{s}^{-1}(m/s)^{-1}] = [m^{-4}]; \\ & \mathcal{G}_{4}(v), \mathcal{G}_{2}(v) - \text{przekroje czynne na absorpcję dla wiązek} \\ & 1 \text{ i 2 [m^{2}];} \end{split}$$

W nieobecności wiązek 1 i 2, dla stanu stacjonarnego otrzymujemy:

$$0 = \lambda_a(v) - n_a^o(v) \cdot y_a \qquad (2.3)$$
$$0 = \lambda_b(v) - n_b^o(v) \cdot y_b \qquad (2.4)$$

Wprowadzenie do komórki absorpcyjnej wiązki nasycającej 1 powoduje zmianę gęstości obsadzeń poziomów a i b odpowiednio o  $\Delta n_a i \Delta n_b$ . W stanie stacjonarnym równania (2.1) i (2.2) przyjmą postać:

$$0 = \lambda_{a}(v) - [n_{a}^{o}(v) + \Delta n_{a}(v)] \cdot y_{a} - F_{4} \overline{G}_{4}(v) \{ [n_{a}^{o}(v) + \Delta n_{a}(v)] - [n_{b}^{o}(v) + \Delta n_{b}(v)] \}$$
(2.5a)  
$$0 = \lambda_{b}(v) - [n_{b}^{o}(v) + \Delta n_{b}(v)] \cdot y_{b} + F_{4} \overline{G}_{4}(v) \{ [n_{a}^{o}(v) + \Delta n_{a}(v)] - [n_{b}^{o}(v) + \Delta n_{b}(v)] \}$$
(2.5b)

Różnica  $n_a(v) - n_b(v)$  jest dużo większa od różnicy  $\Delta n_a(v) - \Delta n_b(v)$ , a zatem tę ostatnią można w równaniach (2.5a)i(2.5b) pominąć. Korzystając z równań (2.3) i (2.4) otrzymujemy:

$$\Delta n_{a}(v) = -F_{1} \cdot G_{1}(v) [n_{a}^{\circ}(v) - n_{b}^{\circ}(v)] \cdot f_{a}^{-1}$$
(2.6)

$$\Delta n_{b}(v) = F_{4} \mathcal{G}_{1}(v) [n_{a}^{o}(v) - n_{b}^{o}(v)] \cdot y_{b}^{-1}$$
(2.7)

Dla wiązki detekującej 2 o częstości $\omega$ , w nieobecności wiązki nasycającej 1, współczynnik absorpcji  $\alpha_2^0(\omega)$  jest równy:

$$\alpha_{2}^{\circ}(\omega) = \int [n_{a}^{\circ}(v) - n_{b}^{\circ}(v)] G_{2}(v) dv \qquad (2.9)$$

Zmiana absorpcji  $\Delta d_2(\omega)$  wiązki detekującej 2 pod wpływem padającej na absorber wiązki nasycającej 1 jest równa:

$$\Delta a_2(\omega) = \int [\Delta n_a(v) - \Delta n_b(v)] G_2(v) dv \qquad (2.10)$$

Podstawiając wyrażenia (2.6) i (2.7) do wyrażenia (2.10) otrzymujemy:

$$\Delta \alpha_2(\omega) = -F_4(\bar{y}a^4 + \bar{y}b^4) \int_{-\infty}^{\infty} [n_a^o(v) - n_b^o(v)] G_1(v) G_2(v) dv \qquad (2.11)$$

Jeśli rozkład prędkości cząsteczek rozpatrywanego gazu jest opisany funkcją f(v), to możemy napisać:

$$n_{a}^{o}(v) = N_{a} \cdot f(v), \quad n_{b}^{o}(v) = N_{b} \cdot f(v)$$
 (2.12)

gdzie: N<sub>Q</sub>,N<sub>b</sub> - gęstość cząsteczek odpowiednio na poziomie a i b. Wyrażenia (2.9) i (2.11) po podstawieniu zależności (2.12) przyjmą postać:

$$\alpha_2^{\circ}(\omega) = (N_a - N_b) \int_{-\infty}^{\infty} f(v) G_2(v) dv \qquad (2.13)$$

$$\Delta a_{2}(\omega) = -F_{1}(y_{a}^{-1} + y_{b}^{-1})(N_{a} - N_{b}) \int_{-\infty}^{\infty} f(v) G_{1}(v) G_{2}(v) dv \qquad (2.14)$$

W celu otrzymania jawnej postaci wyrażeń na przekroje czynne  $G_1(v)$  i  $G_2(v)$  rozpatrzmy ośrodek rezonańsówy-absorpcyjny, w którym rozprzestrzenia się elektromagnetyczna fala płaska. Dla takiego ośrodka możemy napisać, że wektor indukcji elektrycznej D jest równy[25]:

$$\bar{D} = \varepsilon_0 \bar{E} + \bar{P}_r + \bar{P}_n = \varepsilon_0 \bar{E} + \varepsilon_0 \eta_r \bar{E} + \varepsilon_0 \eta_n \bar{E}$$
(2.15)

gdzie: Ē - wektor natężenia pola elektrycznego,

Pr - rezonansowa składowa wektora polaryzacji,

Pn - nierezenansowa składowa wektora polaryzacji opisująca wszystkie inne wkłady w polaryzację ośrodka,

Eo - przenikalność elektryczna próżni,

Ponieważ człon  $\overline{P}_n = \varepsilon_o \eta_n \overline{E}$  wyrażenia (2.15) daje stały wkład w wartość wektora indukcji  $\overline{D}$  możemy zapisać to wyrażenie następująco:

$$\bar{D} = \varepsilon \bar{E} + \varepsilon_0 \eta_r \bar{E} \qquad (2.16)$$

gdzie:  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_o(1+\eta_n)$ 

lub zapisać powyższe wyrażenie w postaci:

$$\bar{D} = \varepsilon (1 + \varepsilon_0 \eta_r / \varepsilon) = \varepsilon_f \bar{E}$$
 (2.17)

gdzie

$$\varepsilon_{f} = \varepsilon (1 + \varepsilon_{o} \eta_{r} / \varepsilon) \qquad (2.18)$$

jest efektywną przenikalnością elektryczną rozpatrywanego ośrodka.

- 29 ....

Rozprzestrzeniającą się elektromagnetyczną falę płaską wzdłuż osi z w ośrodku o efektywnej przenikalności elektrycznej & możemy zapisać w postaci:

$$E(z,t) = \operatorname{Re} E E_0 e^{i(\omega t - k_f z)}$$
(2.19)

gdzie:

$$k_{f} = \omega \sqrt{\mu \varepsilon_{f}} = \omega \sqrt{\mu \varepsilon'} \cdot \sqrt{\varepsilon (1 + \varepsilon_{0} \eta_{r} / \varepsilon)}$$
(2.20)

Rozwijając wyrażenie na  $k_f$  w szereg ze względu na  $\eta_r$  i opuszczając wyrazy wyższych rzędów otrzymujemy:

$$k_{f} \approx \omega \sqrt{\mu \varepsilon} (1 + \eta_{r} \varepsilon_{o}/2\varepsilon) = k + k \eta_{r} \varepsilon_{o}/2\varepsilon$$
 (2.21)

gdzie: k=ω√με Ponieważ dla ośrodków dielektrycznych stratnych,podatność elektryczna ηr ma postać zespoloną:

$$\eta_r = \eta'_r - \eta''_r \qquad (2.22)$$

wyrażenie na kŗ możemy przekształcić jak niżej:

$$k_{f} \approx k(1+\eta'_{r}\varepsilon_{o}/2\varepsilon) - ik\eta''_{r}\varepsilon_{o}/2\varepsilon = k' - ik'' \qquad (2.23)$$

gdzie: 
$$k' = k(1+\eta' r \epsilon_0/2\epsilon) = k + k\eta' r \epsilon_0/2\epsilon = k + \Delta k$$
 (2.24)

$$k'' = k \eta_r^{"} \varepsilon_0 / 2 \varepsilon \qquad (2.25)$$

Podstawiając wyrażenie (2.23) do (2.19) mamy:

$$E(z,t) = \operatorname{ReLE}_{o}e^{i(\omega t - k'z) - k''z}] = (2.26)$$
$$= \operatorname{ReLE}_{o}e^{i(\omega t - k'z)}e^{-k''z}]$$

Z otrzymanego matematycznego opisu rozchodzącej się elektromagnetycznej fali płaskiej w rozpatrywanym ośrodku rezonansowo-absorpcyjnym wynika, że rezonansowa polaryzacja takiego - 30 -

ośrodka powoduje zmianę fazy spowodowanę zmianę wartości k o  $\Delta k$ . Rozważany ośrodek jest zatem ośrodkiem dyspersyjnym, a własności dyspersyjne ośrodka reprezentuje zgodnie z (2.24) część rzeczywista podatności elektrýcznej  $\eta_r$ . Z wyrażenia (2.26) wynika poza tym, co jest istotne dla naszych rozważań, że elektromagnetyczna fala płaska jest tłumiona w rozpatrywanym ośrodku ze współczynnikiem & równym:

$$d/2 = -k'' = -k\eta''_{r} \varepsilon_{0}/2\varepsilon \qquad (2.27)$$

Zatem za opis absorpcji fali w takim ośrodku odpowiada część urojona ημ podatności elektrycznej.

Podatność elektryczną ośrodka dyspersyjnego η<sub>r</sub>(ω) możemy przedstawić w postaci [25]:

$$\eta_{r}(\omega) = \frac{\mu_{a}^{2}(N_{a}-N_{b})}{\varepsilon_{o}\hbar} \cdot \frac{\omega_{-}(\omega_{ab}-i\gamma_{ab})}{[\omega_{-}(\omega_{ab}-i\gamma_{ab}\sqrt{1+s'})][\omega_{-}(\omega_{ab}+i\gamma_{ab}\sqrt{1+s'})]}$$
(2.28)

gdzie:  $y_{ab} = (y_a + y_b)/2 - zależność ta jest prawdziwa w nie-$ 

obecności poszerzenia zderzeniowego linii absorpcyjnej,

Md - moment dipolowy cząsteczki,

ω<sub>ab</sub> - częstość przejścia z poziomu a do b,

S - parametr nasycenia.

Parametr nasycenia jest zdefiniowany jako:

$$s = I / I_{SQ}$$
(2.29)

gdzie: I - natężenie padającej na absorber fali elektromagnetycznej,

> Isa- natężenie nasycenia dla linii poszerzonych niejednorodnie zdefiniowane poprzez współczynnik absorpcji α(ω) następująco [8]:

$$\alpha(\omega) = \alpha_{o}(\omega) / (1 + 1/I_{sa})^{1/2}$$
(2.30)

gdzie:  $d_0(\omega)$  - współczynnik absorpcji dla małego sygnału. Natężenie nasycenia można przedstawić wyrażeniem [12]:

$$I_{sa}^{-1} = \mu_{d}^{2} (y_{a}^{-1} + y_{b}^{-1}) / \hbar^{2} c \varepsilon y_{ab}$$
(2.31)

W celu otrzymania wyrażenia na część urojoną podatności elektrycz nej η" występującą w wyrażeniu na współczynnik absorpcji – wzór (2.27), przekształćmy zależność (2.28) następująco:

$$\eta_{r}(\omega) = \frac{\mu_{a}^{2}(N_{a}-N_{b})}{\hbar \varepsilon_{o}} \left[ \frac{\omega - \omega_{ab}}{(\omega - \omega_{ab})^{2} + (1+s)\gamma_{ab}^{2}} + \frac{i\gamma_{ab}}{(\omega - \omega_{ab})^{2} + (1+s)\gamma_{ab}^{2}} \right] = (2.32)$$
$$= \eta_{r}^{\prime}(\omega) + i\eta_{r}^{\prime\prime}(\omega)$$

gdzie: 
$$\eta'_{r}(\omega) = \frac{\mu_{d}^{2}(N_{a}-N_{b})}{k\epsilon_{o}} \frac{\omega - \omega_{ab}}{(\omega - \omega_{ab})^{2} + (1+s)\gamma_{ab}^{2}}$$
 (2.33)

$$\eta_{r}^{*}(\omega) = \frac{\mu_{d}^{2}(N_{a}-N_{b})}{k\varepsilon_{o}} \frac{\Gamma_{ab}}{(\omega-\omega_{ab})^{2}+(1+s)\gamma_{ab}^{2}}$$
(2.34)

Podstawiając wyrażenie (2.34) do (2.27) otrzymujemy współczynnik absorpcji  $d_2^o(\omega)$  dla wiązki detekującej 2 o natężeniu I w pobliżu częstotliwości rezonansowej  $\omega_{ab}$ :

$$\iota_{2}^{\circ}(\omega) = - \frac{\mu_{d}^{\circ}(N_{a}-N_{b})\omega}{\kappa c \varepsilon} \cdot \frac{\gamma_{ab}}{(\omega-\omega_{ab})^{2}+(1+s)\cdot\gamma_{ab}^{2}}$$
(2.35)

Z kolei wyrażenie (2.13) można przepisać w postaci:

$$d_2^{\circ}(\omega) = (N_a - N_b) \cdot \overline{G}_2(\omega) \qquad (2.36)$$

Porównując wyrażenie (2.35) i(2.36) otrzymujemy zależność na  $G_2(\omega)$ :

$$\sigma_{2}(\omega) = -\frac{\mu_{d}^{2} \cdot \omega}{h \cdot c \cdot \varepsilon} \cdot \frac{\gamma_{ab}}{[\omega - \omega_{ab}]^{2} + (1 + s)\gamma_{ab}^{2}}$$
(2.37)

W celu znalezienia jawnej postaci przekrojów czynnych  $G_1(v)$ i $G_2(v)$ , wyrażenie na  $G_2(\omega)$  uzależniamy od prędkości cząsteczek rozpatrywanego gazu w sposób następujący:

gdzie: k - moduł wektora falowego fali detekującej o częstości ω równy

$$k = \omega \sqrt{\mu \varepsilon} \approx \omega/c$$

Jeśli ośrodek napromieniowany jest dodatkowo falą nasycającą I<sub>1</sub>. to przekrój czynny na absorpcję dla tej fali ma postać:

$$G_{1}(v) = - \frac{\mu a \cdot \omega_{1}}{h c \cdot \varepsilon} \cdot \frac{\gamma a b}{[\omega_{ab} - (\omega_{1} - k_{1}v)]^{2} + \gamma^{2}_{ab}(1 + s_{1})}$$
(2.39)

gdzie: k<sub>1</sub> - moduł wektora falowego fali nasycającej I<sub>1</sub> o częstości ω<sub>1</sub> równy

$$k_1 = \omega_1 \sqrt{\mu \epsilon} \approx \omega_1 / c$$

 $s_1 = I_1/I_{sa}$  - parametr nasycenia fali  $I_1$ .

Takie uzależnienie wyrażeń na przekroje czynne  $\mathbb{G}_{4}(v)$  i  $\mathbb{G}_{2}(v)$ od prędkości v cząsteczek dla fali nasycającej i fali detekującej wynika bezpośrednio z efektu Dopplera. Częstość tych fal jest "widziana" przez poruszającą się z prędkością v cząsteczką względem kierunku propagacji obu fal jako zmienioną o składnik kv.

Ponieważ proces termalizacji jest szybszy od wszelkich innych procesów obsadzeń poziomów energetycznych w rozpatrywanym gazie, rozkład prędkości cząsteczek jest rozkładem maxwellowskim. A zatem występującą w wyrażeniach (2.13) i (2.14) funkcję rozkładu prędkości f(v) można przedstawić następująco:

 $f(v) = (1/\sqrt{\pi} \Delta \omega_p)(\omega_{ab}/c) \exp[-(kv)^2/\Delta \omega_p^2] \qquad (2.40)$ 

$$\Delta \omega_{\rm p} = 2 \omega_{\rm ab} [(2 k_{\rm B} T \ln 2) / Mc^2]^{1/2}$$
(2.41)

k<sub>p</sub> - stała Boltzmana , M - masa cząsteczki,

T - temperatura gazu,

 $\Delta\omega_{\rm D}$  jest szerokością profilu /szerokość dopplerowska/ opisanego funkcją f(v). Profile opisane przez występujące w wyrażeniach (2.38) i(2.39) funkcje  $G_1(v)$  i  $G_2(v)$  mają charakter lorentzowski o szerokości połówkowej odpowiednio:

$$\Delta \omega_{L}^{(1)} = 2\sqrt{1+s_{1}} \cdot f_{ab}$$
 i  $\Delta \omega_{L}^{(2)} = 2\sqrt{1+s} \cdot f_{ab}$  (2.42)

Dla małych natężeń I ~s ,  $I_1 ~s_1$  :

$$\Delta \omega_{L}^{(1)} \ll \Delta \omega_{D} \ i \ \Delta \omega_{L}^{(2)} \ll \Delta \omega_{D}$$

A zatem w okolicy częstości rezonansowej  $\omega_{ab}$  funkcja f(v)zmienia się znacznie wolniej niż funkcje podcałkowe  $\overline{b_4}(v)$  i  $\overline{b_2}(v)$ i możemy ją wynieść przed znak całki. Podstawiając do (2.13) zależność na  $\overline{b_2}(v) - (2.38)$  oraz do (2.14) zależność na  $\overline{b_4}(v)$  i  $\overline{b_2}(v) - (2.39)$ , (2.38) i biorąc pod uwagę to,że dla częstości obu fal, detekującej i nasycającej, bliskiej częstości rezonansowej  $\omega_{ab}$ , jest k  $\approx k_1 \approx \omega_{ab}/c$ , otrzymujemy:

$$\alpha_{2}^{\circ}(\omega) = -\frac{\mu_{d}^{2}\omega}{\kappa c \cdot \varepsilon} (N_{a} - N_{b}) \frac{\sqrt{\pi}}{\Delta \omega_{p}} \exp[-(\omega - \omega_{ab})^{2} / \Delta \omega_{p}^{2}] \qquad (2.43)$$

$$\Delta d_{2}(\omega) = -F_{1}(y_{a}^{-1} + y_{b}^{-1})(N_{a} - N_{b})\frac{\sqrt{\pi}}{\Delta \omega_{b}} \exp[-(\omega - \omega_{ab})^{2}/\Delta \omega_{b}^{2}].$$

$$\cdot \left(\frac{\mu_{d}^{2} \cdot \omega}{k \cdot c \cdot \varepsilon}\right)^{2} \frac{1}{\sqrt{(1+s)(1+s_{4})^{2}}}.$$

$$\cdot \frac{y_{ab}(\sqrt{1+s^{2}} + \sqrt{1+s_{4}})}{[(\omega_{4} - \omega_{ab}) + (\omega - \omega_{ab})]^{2} + y_{ab}^{2}(\sqrt{1+s^{2}} + \sqrt{1+s_{4}})^{2}} \qquad (2.44)$$

Przy częstości fali nasycającej równej częstości fali detekują- cej, tzn. dla  $\omega_4 = \omega$  mamy:

$$\Delta \mathcal{L}_{2}^{\circ}(\omega) = -F_{4}(y_{a}^{-4} + y_{b}^{-4})(N_{a} - N_{b})(\sqrt{\pi}/\Delta \omega_{D})\exp[-(\omega - \omega_{ab})^{2}/\Delta \omega_{D}] \cdot \left(\frac{\mu_{d}^{2} \cdot \omega}{h c \epsilon}\right)^{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{(1+s)(1+s_{1})^{2}}} \cdot \frac{y_{ab}(\sqrt{1+s} + \sqrt{1+s_{1}})}{4(\omega - \omega_{ab})^{2} + y_{ab}^{2}(\sqrt{1+s} + \sqrt{1+s_{1}})^{2}}$$
(2.45)

Szukany współczynnik absorpcji dla wiązki detekującej 2 w obecności wiązki nasycającej 1 równa się:

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\lambda}_{2}(\boldsymbol{\omega}) &= \boldsymbol{\lambda}_{2}^{\circ}(\boldsymbol{\omega}) - \Delta \boldsymbol{\lambda}_{2}^{\circ}(\boldsymbol{\omega}) = \\ &= - \left( \boldsymbol{\mu}_{d}^{2} \cdot \boldsymbol{\omega} / \hbar c \varepsilon \right) \cdot \left( N_{a} - N_{b} \right) \left( \sqrt{\pi} / \Delta \boldsymbol{\omega}_{p} \right) \exp\left[ - \left( \boldsymbol{\omega} - \boldsymbol{\omega}_{ab} \right)^{2} / \Delta \boldsymbol{\omega}_{p} \right] \cdot \end{aligned}$$

•  $[1 - F_1(y_a^{-1} + y_b^{-1}) \frac{\mu_a^2 \omega}{h c \epsilon} \frac{1}{\sqrt{(1+s)(1+s_4)}} \cdot \frac{y_{ab}(\sqrt{1+s} + \sqrt{1+s_4})}{4(\omega - \omega_{ab})^2 + y_{ab}^2(\sqrt{1+s} + \sqrt{1+s_4})^2}$  (2.46) Korzystając z zależności (2.31) oraz z tego, że dla  $\omega_1 = \omega$ mamy  $F_1 = I_1/\hbar\omega_1 = I/\hbar\omega$ , otrzymujemy:

Uwzględniając to, że  $I_4 \cdot I_{sa}^{-4} = s_4$  oraz wyłaniając z powyższego wyrażenia człon gaussowski G i człon lorentzowski L otrzymujemy wygodną do dalszych interpretacji postać wyrażenia na współczynnik absorpcji  $d_2(\omega)$  dla fali detekującej:

$$a_{2}(\omega) = G(\omega) [1 - S(s, s_{1}) \cdot L(\omega, s, s_{1})]$$
(2.48)

gdzie:

$$G(\omega) = -\frac{\mu_{d}^{2} \omega}{\hbar c \varepsilon} (N_{a} - N_{b}) \frac{\sqrt{\pi}}{\Delta \omega_{p}} \exp[-(\omega - \omega_{ab})^{2} / \Delta \omega_{p}] \qquad (2.49)$$

$$S(s_1s_4) = \frac{8ab}{\sqrt{(1+s_1)}} (1+s_4)^{(2.50)}$$

$$L(\omega, s, s_{1}) = \frac{y_{ab}(\sqrt{1+s'} + \sqrt{1+s_{1}'})}{4(\omega - \omega_{ab})^{2} + y_{ab}^{2}(\sqrt{1+s'} + \sqrt{1+s_{1}'})^{2}}$$
(2.51)

Z powyższej analizy wynika, że wprowadzenie do rozważanego absorbera wiązki nasycającej o natężeniu  $I_1 \sim S_1$  powoduje zniekształcenie gaussowskiego profilu G( $\omega$ ) linii absorpcyjnej ze współczynnikiem [ $1 - S(s, s_1) \cdot L(\omega, s, s_1)$ ]. Przedstawiony funkcją  $S(s, s_1) \cdot L(\omega, s, s_1)$  profil rozpatrywanego zniekształcenia, zwanego "odwróconym zagłębieniem Lamba", jak widać z (2.51) ma charakter lorentzowski o szerokości spektralnej  $\Delta \omega_L^S$ /to jest takiej wartości  $\Delta \omega_L^S = 2 | \omega - \omega_{\alpha b} |$ , dla której wartość funkcji  $S(s, s_1) \cdot L(\omega, s, s_1)$  spada do połowy/ równej:

$$\Delta \omega_{\rm L}^{\rm S} = \gamma_{\rm ab} \left( \sqrt{1+s} + \sqrt{1+s_4} \right) \qquad (2.52)$$

W rozważanym wyżej przypadku, "odwrócone zagłębienie Lamba" o szerokości  $\Delta \omega_L^S$  pojawia się w centrum gaussowskiego profilu linii absorpcyjnej o szerokości  $\Delta \omega_D$  przy częstości rezonansowej  $\omega_{ab}$  /patrz rys. 2.3 rozdz. 2.3/. Efekt ten występuje wtedy, gdy obie równoległe, biegnące w przeciwnych kierunkach wiązki oddziaływują z tą samą grupą cząsteczek, których rzut na kierunek propagacji obu wiązek jest równy zeru. Sytuacja taka zachodzi w takich układach optycznych,gdzie przechodząca przez absorber wiązka nasycająca, po odbiciu od zwierciadła i odpowiednim wytłumieniu, wraca po tej samej drodze przez absorber pełniąć rolę wiązki detekującej /patrz rys. 2.5c - rozdz. 2.3/.

Możliwe jest uzyskanie efektu "odwróconego zagłębienia Lamba" w dowolnej części profilu linii absorpcyjnej przez odpowiednie przesunięcie częstotliwości wiązki nasycającej przed powtórnym wprowadzeniem jej w absorber [26]. Innym sposobem jest zastosowanie niezależnej wiązki detekującej. Opisane wyżej zjawisko można zaobserwować przy pomocy lasera o pracy ciągłej,emitującego łatwo przestrajalną monochromatyczną wiązkę promieniowania, która może być wykorzystana zarówno jako wiązka nasycająca jak i detekująca. W układzie optycznym,takim gdzie wiązka laserowa spełnia rolę wiązki nasycającej i detekującej, na skutek dwukrotnego przejścia przestrajanej częstotliwościowo wiązki laserowej przez absorber, na profilu krzywej mocy lasera możne zaobserwować pik absorpcyjny /patrz rys. 2.3, rozdz. 2.3/. Pojawienie się piku, będącego odwzorowaniem "odwróconego zagłębienia Lamba" w krzywej mocy lasera, spowodowane jest zmniejszeniem absorpcji lub inaczej zwiększeniem transmisji dla wiązki detekującej w pobliżu częstości rezonansowej  $\omega_{a,b}$  centrum linii absorpcyjnej. Z tego powodu obserwowany pik zwany jest również pikiem transmisji.

2.4.1. Wysokość, kontrast i szerokość piku absorpcyjnego

Przy wykorzystaniu piku absorpcyjnego do stabilizacji częstotliwości laserów gazowych, w celu uzyskania jak najlepszych wyników stabilności, konieczne jest optymalizowanie takich parametrów piku, jak jego wysokość, kontrast, szerokość oraz nachylenie jego pierwszej pochodnej /ten ostatni parametr omówiono w rozdz. 2.4.2/.

Wysokość Hp piku absorpcyjnego z (2.48) wynosi:

$$H_{p} = G(\omega) \cdot S(s, s_{1}) \cdot L(\omega, s, s_{1}) |_{\omega = \omega_{ab}}$$
(2.53)
W celu pominięcia wpływu wiązki detekującej na parametry piku załóżmy, że jej natężenie jest małe tzn. S≈0 . Wysokość piku równa się zatem:

$$H_{p} = \frac{S_{1}}{\sqrt{1 + S_{1}} (1 + \sqrt{1 + S_{1}})} G(\omega_{ab})$$
(2.54)

Dla dużych natężeń  $I_1 \sim s_1$  wiązki nasycającej otrzymujemy: (2.55) lim Hp=G( $\omega_{ab}$ ), S<sub>1</sub>  $\rightarrow \infty$ 

Przy tym warunku współczynnik absorpcji  $d_2(\omega_{\alpha b})=0$ . Oznacza to, że nastąpiło całkowite nasycenie absorbera wiązką I<sub>1</sub> i absorber dla wiązki detekującej I stał się całkowicie przeźroczysty.

Kontrast Kp piku absorpcyjnego można określić jako:

$$K_{p} = \frac{H_{p}}{G(\omega_{ab})} = S(s_{1}) \cdot L(\omega_{ab}, s_{1})$$
(2.56)

Wraz ze zwiększeniem natężenia wiązki nasycającej  $I_1 \sim s_1$  otrzy-mujemy:

$$\lim K_p = 1, s_1 - \infty$$
 (2.57)

czyli wysokość piku staje się równa wysokości linii absorpcyjnej. Dla małych s <u>azerokość</u> piku absorpcyjnego jest dana /zgodnie z (2.52)/wyrażeniem:

$$\Delta \omega_{\rm L}^{\rm S} = \chi_{\rm ab} (1 + \sqrt{1 + s_4})$$
 (2.58)

Jak wynika z tego wyrażenia oraz z (2.54) i (2.56) wraz ze wzrostem natężenia wiązki nasycającej rośnie nie tylko,jak stwierdzono wyżej,wysokość i kontrast piku ale również jego szerokość. To poszerzenie "mocowe" piku absorpcyjnego deformuje kształt piku aż do jego całkowitego rozmycia /patrz rys.2.6/. Dla dużych wartości natężenia I<sub>1</sub> wiązki nasycającej,niejednorodnie poszerzony profil linii absorpcyjnej przechodzi w profil poszerzony jednorodnie.



2.4.2. Nachylenie pierwszej pochodnej piku absorpcyjnego

Podstawą działania pętli stabilizacji częstotliwości lasera gazowego jest dyskryminacyjna zależność sygnału błędu na wyjściu układu autoregulacji od odstrojenia lasera. W przypadku stabilizacji lasera na centrum piku absorpcyjnego, zależność ta jest proporcjonalna do pierwszej pochodnej profilu piku opisanego funkcją  $S(s,s_4) \cdot L(\omega,s,s_4)$ . Ze względu na stosunek sygnał-szum, w układach pętli stabilizacji częstotliwości laserów, wymagane jest aby wartość nachylenia charakterystyki dyskryminacyjnej była jak największa [27]. W tym celu niżej obliczono, wykorzystując rezultaty przedstawionej w rozdziale teorii, optymalną wartość natężenia  $I_4 \sim s_4$  wiązki nasycającej, dla którego pierwsza pochodna profilu piku absorpcyjnego osiąga wartość maksymalną.

Wartość nachylenia pochodnej piku jest dana przez drugą pochodną funkcji  $S(s,s_1) \cdot L(\omega, s, s_1)$  w punkcie  $\omega = \omega_{ab}$ .

- 38 --

Dla małych s otrzymujemy:

$$\frac{\partial^2}{\partial \omega^2} S(s_1) \cdot L(\omega, s_1) \bigg|_{\omega = \omega_{ab}} = -\frac{8}{\delta_{ab}} \frac{s_1}{\sqrt{1 + s_1} (1 + \sqrt{1 + s_1})^3}$$
(2.59)

Otrzymana funkcja osiąga maksymalną wartość ze względu na s $_1$ dla takiej wartości s $_1$  kiedy:

$$\frac{\partial}{\partial s_{4}} \left[ \frac{\partial^{2}}{\partial \omega^{2}} S(s_{4}) \cdot L(\omega, s_{4}) \right]_{\omega = \omega_{ab}} = 0 \qquad (2.60)$$

tzn., gdy:

$$-\frac{8}{\sqrt[3]{ab}} \cdot \frac{\sqrt{1+s_1}(1+\sqrt{1+s_1})-s_1(1+\sqrt{1+s_1})/2\sqrt{1+s_1}-3s_1/2}{(1+s_1)(1+\sqrt{1+s_1})^4} = 0 \quad (2.61)$$

Warunek powyższy spełniony jest dla:

$$s_1 = I_1 / I_{sa} = (5 + 3\sqrt{17})/8$$
 (2.62)

Jak wynika z powyższych obliczeń pierwsza pochodna piku absorpcyjnego w punkcie  $\omega = \omega_{\alpha b}$  /odpowiadającym centrum piku/ osiąga maksymalne nachylenie dla natężenia wiązki nasycającej równym:

$$I_1 = I_{sa} (5+3\sqrt{17})/8 \approx 2.17 \cdot I_{sa}$$
 (2.63)

### 2.4.3. Wyznaczanie szerokości spektralnej piku absorpcyjnego metodą pierwszej pochodnej

Rejestracja pierwszej pochodnej profilu spektralnego piku absorpcyjnego pozwala na wyznaczenie szerokości spektralnej piku. Miarą szerokości piku absorpcyjnego może być, jak to wyjaśnia bliżej rys. 2.7, odległość między tymi punktami, dla



-dbserwowany profil spektralny .piku absorpcyjnego

realizacja I-ej pochodnej piku absorpcyjnego

-II-ga pochodna piku absorpcyjnego

2(ω2<sup>-</sup>ω<sub>ab</sub>)-Δω<sub>p</sub> - wielkość proporcjonalna do szerokości połówkowej piku absorpcyjnego

Rys.2.7 Metoda wyznaczania szerokości połówkowej piku absorpcyjnego. Objaśnienie w tekście.

$$\frac{\partial^2}{\partial \omega^2} \left[ S(s,s_1) \cdot L(\omega,s_1s_1) \right] = -\frac{8b[4(\omega - \omega_{ab})^2 + a^2] - 128b(\omega - \omega_{ab})^2}{[4(\omega - \omega_{ab})^2 + a^2]^3} (2.64)$$

gdzie:

$$a = y_{ab} \cdot (\sqrt{1+s'} + \sqrt{1+s_1'})$$
  
$$b = y_{ab}^2 \cdot s_1 \cdot (\sqrt{1+s_1} + \sqrt{1+s'}) / \sqrt{(1+s_1) \cdot (1+s)'}$$

Wartość drugiej pochodnej funkcji  $S(s_1s_4) \cdot L(\omega_1s_1s_4)$  opisującej pik jest równa zeru, gdy:

$$\omega - \omega_{ab} = \pm \sqrt[4]{ab} (\sqrt{1+s} + \sqrt{1+s_1})/2\sqrt{3} \qquad (2.65)$$

A zatem zmierzona wartość  $\Delta \omega_p$  szerokości spektralnej piku metódą pierwszej pochodnej /patrz rys. 2.7./ jest równa:

$$\Delta \omega_{p} = 2 |\omega - \omega_{ab}| = \sqrt[3]{ab} (\sqrt{1 + s} + \sqrt{1 + s_{1}})/\sqrt{3}$$
 (2.66)

Zmierzona wartość  $\Delta \omega_p$  szerokości piku ma się tak do jego rzeczywistej szerokości  $\Delta \omega_L^S$ , jak /zgodnie z (2.52)/:

$$\Delta \omega_{\rm L}^{\rm S} = \sqrt{3} \cdot \Delta \omega_{\rm p} \approx 1.73 \Delta \omega_{\rm p} \tag{2.67}$$

#### 2.4.4. Wnioski końcowe

Przedstawiona wyżej teoretyczna analiza zjawisk nasyceniowych, zachodzących w komórce absorpcyjnej umieszczonej na zewnątrz rezonatora laserowego i oświetlonej laserową wiązką nasycającą i detekującą, prowadzi do kilka ważnych wniosków i wskazówek:

a — optymalna wartość natężenia I<sub>1</sub> wiązki nasycającej, ze względu na uzyskanie naksymalnej stabilności częstotliwości /pracy laserów winna być równa  $I_4 \approx 2.47 I_{50}$ , guzie  $I_{50}$ – natężenie nasycenia absorpcji; stąd wynika kolejny

wniosek, że

- b należy wyznaczyć wartość natężenia nasycenia absorpcji  $I_{Sa}$ w absorberze dla odpowiedniej linii emisyjnej promieniowania lasera CO<sub>2</sub>,
- c natężenie I ~ S wiązki detekującej powinno być kilkakrotnie mniejsze od wartości natężenia  $I_4 ~ S_4$  wiązki nasycającej aby można było /zgodnie z (2.58)/ zaniedbać wpływ wiązki detekującej na poszerzenie "mocowe" piku absorpcyjnego,

d - szerokość spektralną piku absorpcyjnego można wyznaczyć rejestrując pierwszą pochodną piku.

### 2.5. Absorbery nasycalne: model trójpoziomowy

Absorpcja nasycalna jest efektem zmniejszania wartości absorpcji wraz ze zwiększaniem natężenia promieniowania padającego na absorber. Najistotniejsze w tym efekcie jest to, że wraz ze wzrostem natężenia promieniowania absorpcja osiąga wartość stałą i dalsze zwiększanie natężenia promieniowania nie zmienia tej wartości – absorber wchodzi w stan nasycenia.

Rozważmy trójpoziomowy model absorbera /rys.2.8/, złożony z wyłonionych spośród wszystkich możliwych poziomów energetycznych ośrodka absorpcyjnego trzech poziomów 1, 2 i 3 [28].



W modelu tym zakłada się, że procesy związane z pobudzeniem termicznym poziomów absorbera zachodzą szybciej niż procesy zachodzące w absorberze pod wpływem padającego promieniowania. Stąd pobudzenia termiczne w tym modelu nie są uwzględnione. Niech: ω<sub>13</sub>, ω<sub>31</sub> – szybkość absorpcji między poziomami odpowiednio 1 i 3 oraz 3 i 1 [s<sup>-1</sup>].

- 42 -

 $A_{31}, A_{32}, A_{24}$  - odpowiednie prawdopodobieństwa przejść

spontanicznych między poziomami 3 i 1,

3 i 2 oraz 2 i 1 [s<sup>-1</sup>].

Zakładamy dla uproszczenia, że W<sub>13</sub>=W<sub>31</sub>. Niech n', n", n" oznaczają gęstości obsadzeń odpowiednio poziomów 1, 2 i 3 unormowaną w sposób następujący:

$$n' = n_1/N$$
,  $n'' = n_2/N$ ,  $n''' = n_3/N$ 

gdzie: $n_1, n_2, n_3$  - gęstość obsadzeń poziomów 1, 2 i 3 $[m^{-3}]$ .

N - całkowita ilość cząsteczek na poziomach 1, 2 i 3. Równania kinetyczne na szybkość zmian, zdefiniowanych jak wyżej, gęstości obsadzeń n', n", n" poziomów 1, 2 i 3 mają postać:

$$dn'/dt = -\omega_{13}n' + \omega_{13}n'' + A_{31}n'' + A_{21}n''$$
 (2.68)

$$dn''/dt = A_{32}n''' - A_{21}n''$$
 (2.69)

$$dn'''/dt = W_{13}n' - W_{13}n''' - A_{32}n''' - A_{31}n''' \qquad (2.70)$$

Dla otrzymania niezerowego rozwiązania powyższego układu równań zakładamy dodatkowy warunek:

$$n' + n'' + n''' = 1$$
 (2.71)

W stanie stacjonarnym rozwiązanie układu równań (2.68) - (2.71), ze względu na n'-n'''=n ma postać:

$$n = \{1 + W_{13}[(2 + A_{32}/A_{21})/(A_{31} + A_{32})]\}^{-1}$$
(2.72)

gdzie: N - unormowana, jak wyżej gęstość częstek przecho-

chących ze stanu 1 do 3. Biorąc pod uwagę, że czas życia  $\tau_{ji} = A_{ji}^{-1}$ , można równanie (2.72)

zapisać w postaci:

$$n = \left\{ 1 + w_{13} \left[ (2 \cdot \tau_{31} \cdot \tau_{32} + \tau_{21} \cdot \tau_{32}) / (\tau_{32} + \tau_{31}) \right] \right\}^{-1}$$
 (2.73)

Definiując przez:

$$\tau = (2\tau_{31} \cdot \tau_{32} + \tau_{21} \cdot \tau_{32})/(\tau_{32} + \tau_{31}) \qquad (2.74)$$

efektywny czas życia rozważanego układu, wyrażenie (2.73) można przedstawić w postaci:

$$n = (1 + W_{13}\tau)^{-1}$$
 (2.75)

Niech przez rozważany absorber przechodzi wiązka promieniowania o strumieniu  $F = I/\hbar \omega_{43} [m^{-2} s^{-1}]$ , gdzie I – natężenie wiązki w absorberze  $[Wm^{-2}], \omega_{43}$  – częstość wiązki równa częstości rezonansowej przejścia z poziomu 1 na 3. Jeśli przekrój czynny na absorpcję dla padającej wiązki jest równy  $O_{43} [m^2]$ , to szybkość absorpcji  $W_{43}$  można zapisać jako:

$$W_{13} = F \cdot G_{13}$$
 (2.76)

Stad:

$$n = (1 + F G_{13} \tau)^{-1}$$
 (2.77)

Definiując wielkość  $(G_{13},\tau)^{-1}$  jako strumień nasycenia ebsorpcji  $F_{sa} = I_{sa}/\hbar\omega_{13}$ , gdzie  $I_{sa}$  – natężenie nasycenia, to (2.77) można przedstawić jako:

$$n = (1 + F/F_{sa})^{-1} = (1 + I/I_{sa})^{-1}$$
(2.78)

možemy zatem napisać, že:  $d = d_0 \cdot n$  (2.79)

Zmianę natężenia I promieniowania przechodzącego przez absorber wzdłuż osi z można zapisać jako:

$$dI/dz = -\lambda I \qquad (2.80)$$

gdzie: L - współczynnik absorpcji.

Uwzględniając to, że dla z=0: I=I\_o , gdzie I\_o natężenie wiązki przed absorberem, otrzymujemy rozwiązanie równania

(2.80) w postaci:

$$d_{0} z = \ln (I_{0}/I) + (I_{0}-I)/I_{sa}$$
(2.81)

gdzie: do – współczynnik absorpcji dla małego sygnału. Definiując transmisję t wiązki przez absorber jako:

$$t = I/I_0 \tag{2.82}$$

równanie 2.81 możemy przekształcić do postaci:

$$lnt + d_0 z = I_0 (1-t)/I_{sa}$$
 (2.83)

Dzieląc obustronnie równanie (2.80) przez  $I_o$  korzystając z (2.82) oraz z tego, że dla z=0 : I =  $I_o$  a stąd t = 1, otrzymujemy rozwiązanie:

$$lnt = -dz \qquad (2.84)$$

Wprowadzając pojęcie transmisji t<sub>o</sub> dla małego sygnału poprzez wyrażenie:

$$lnt_0 = -d_0Z \qquad (2.85)$$

równanie (2.83) możemy przedstawić ostatecznie w postaci:

$$lnt - lnt_0 = I_0 (1-t)/I_{sa}$$
 (2.86)

Analiza wyrażenia (2.86) wskazuje na to, że dla dużych natężeń Io wiązki padającej na absorber, transmisja absorbera osiąga wartość 100%.



Na rys. 2.9 przedstawiono charakterystyki rozważanego absorbera wg[28].

- 45 --

# 2.6. Absorbery nasycalne: model czteropoziomowy

Weźmy model czteropoziomowy absorbera jak na rys. 2.10. Załóżmy, że przejścia 1-3 i 2-4 biorą udział w procesie absorpcji, a częstości przejść są sobie równe:  $\omega_{43} = \omega_{24}$ . Niech przekrój czynny na absorpcję dla tych przejść wynosi odpowiednio  $\sigma_{43}$  i  $\sigma_{24}$ . Zakładając szybkie przejścia 3-2 i 4-2, jak ma to miejsce w sześciofluorku siarki SF<sub>6</sub>, najsilniej obsadzone będą tylko poziomy 1 i 2. Obsadzenie tych poziomów



w stanie ustalonym możemy zapisać jako /analogicznie z (2.78) :

$$n^* = (1 + I/I^*_{sa})^{-1}$$
 (2.87)

$$n^{**} = 1 - n^{*} = (I/I_{sa}^{*})/(1 + I/I_{sa}^{*})^{-1}$$
(2.88)

gdzie  $I_{sa}^{*}$  - natężenie nasycenia absorpcji w modelu czteropozio-

Potraktujmy wiązkę padającą na absorber o czteropoziomowym modelu jako sumę dwóch wiązek o sumarycznym natężeniu  $I = \alpha I +$ + b·I , gdzie a + b = 1. Niech każda z nich będzie tłumiona w absorberze odpowiednio ze współczynnikiem absorpcji d i  $\beta$ . Możemy wtedy napisać:

$$aIe^{-dz} + bIe^{-\beta z} = Ie^{-\delta z}$$
(2.89)

gdzie ♂ – poszukiwany sumaryczny współczynnik absorpcji przejść 1 – 3 oraz 2 – 4.

Po rozwinięciu każdego eksponencjalnego członu równania (2.89) w szereg ze względu na  $d, \beta, \delta$  i opuszczeniu wyrazów wyższego rzędu otrzymujemy:

$$a(1-dz) + b(1-\beta z) = 1-\delta z$$
 (2.90)

stąd:

$$\delta = a \cdot a + b \beta = a^* + \beta^* \qquad (2.91)$$

gdzie  $d^*, \beta^*$  - współczynniki absorpcji odpowiedzialne za przejścia odpowiednio 1 - 3 oraz 2-- 4. A zatem możemy napisać analogicznie z (2.79) biorąc (2.87) i (2.88), że sumaryczny współczynnik absorpcji  $d^*+\beta^*$  jest równy:

$$d^{*} + \beta^{*} = d_{0} \cdot n^{*} + \beta_{0} \cdot n^{**} =$$
  
=  $(d_{0} + \beta_{0} I / I_{sa}^{*}) / (1 + I / I_{sa}^{*})$  (2.92)

Podobnie do wyrażenia (2.80) możemy napisać:

$$dI/dz = -I(a^* + \beta^*)$$
 (2.93)

Postępując analogicznie jak z równaniem (2.80) otrzymujemy rozwiązanie w postaci:

$$\ln t - \ln t_0 = (\gamma - 1) \ln [(\gamma + I_0 / I_{sa}^*) / (\gamma + t I_0 / I_{sa}^*)] \quad (2.94)$$

gdzie:

$$\gamma = d_0 / \beta_0 \tag{2.95}$$

$$\operatorname{Int}_{o} = -(\mathcal{L}_{o} + \beta_{o}) z \tag{2.96}$$

Współczynnik  $\gamma = d_0 / \beta_0$  jest miarą udziału przejścia 2 – 4, czyli tzw. gorącego pasma,w procesie absorpcji.

Z wyrażenia (2.94) wynika, że dla małych wartości  $I_o/I_{sa}^*$ /parametru nasycenia absorpcji/ transmisja t jest bliska t<sub>o</sub> i efekt przejść absorpcyjnych<sup>2</sup> - 4 /pasma gorącego/ jest zaniedbywalny. Dla dużych natężeń I<sub>o</sub> transmisja t



nie osiąga wartości 100% /jak w modelu trójpoziomowym/ lecz wartość niższą równą t<sub>1</sub> /patrz rys. 2.11 - wg [28]/.

W celu uproszczenia równania (2.94) rozwińmy wyrażenie pod logarytmem po prawej stronie równania w szereg ze względu na  $\chi I_{so}^*$ :

$$lnt - lnt_o = (\gamma - 1) ln \{ 1/t + [(t - 1)/t^2]_o ] \gamma I_{sa}^* + \cdots \}$$
(2.97)

Dla dużych natężeń  $I_o$  otrzymujemy:

$$t \approx t_0^{1/\delta} = t_1 \tag{2.98}$$

Dla małych natężeń  $I_o$ , po rozwinięciu w szereg wyrażenia pod logarytmem ze względu na  $I_o/I_{sa}^*$  mamy:

$$lnt - lnt_0 = (g - 1)(1 - t) \cdot I_0 / g I_{sa}^*$$
 (2.99)

Otrzymane wyrażenia (2.96), (2.98) i (2.99) są wygodne dla wyznaczania takich parametrów absorbera, jak odpowiednio: sumaryczny wepółczynnik absorpcji  $d_0 + \beta_0$  dla małego sygnału, współczynnik z oraz natężenie nasycenia absorpcji  $I_{gg}^*$ .

### 3. KONSTRUKCJA HETERODYNY LASEROWEJ CO,

W rozdziale tym przedstawiono konstrukcję poszczególnych elementów heterodyny laserowej CO<sub>2</sub> takich, jak rezonator mechaniczny, rury wyładowcze, układ dożowania gazowej mieszanki roboczej, rezonator optyczny. Staranne opracowanie tych elementów wymagało przeprowadzenia szeregu dodatkowych eksperymentów, analiz i obliczeń dla uzyskania poprawnej pracy układu dwóch identycznych laserów CO<sub>2</sub>. Układ dwóch laserów pozwolił na wykonanie heterodynowych pomiarów porównawczych stabilności częstotliwości laserów, stabilizowanych wybranymi wcześniej metodami. Wielostronne i szczegółowe badania heterodyny laserowej były niezbędne ze względu na realizację celu pracy a przede wszystkim ze względu na uzyskanie jednoznacznego potwierdzenia tezy niniejszej pracy.

Na końcu rozdziału podano konstrukcję komórek absorpcyjnych i aparatury próżniowej do napełnienia komórek sześciofluorkiem siarki SF<sub>6</sub>.

# 3.1. Stanowisko antywstrząsowe

Laser jako przyrząd pomiarowy jest bardzo czułym urządzeniem podatnym na wibrację, zmiany temperatury otoczenia i inne efekty powodujące fluktuacje amplitudy i częstotliwości generowanej fali [29]. Wyeliminowanie tych efektów jest szczególnie istotne przy wykorzystaniu lasera jako źródła promieniowania o wysokiej stabilności częstotliwości /wzorca częstotliwości/ [30]. W tym celu dla laserów, których konstrukcję opisano niżej, przygotowano specjalne stanowisko antywstrząsowe. Składało się ono z masywnej płyty granitowej o wymiarach 0,14 x 0,80 x 2,00 m i kratownicy stałowej o wymiarach 0,7 x 0,7 x 1,6 m, na której umieszczona była płyta. Heterodynę laserową umieszczono na jeszcze jednej kratownicy stalowej z przymocowanym do niej dozownikiem i króćcami wodnymi /rys.3.1/. Wszystkie elementy składowe stanowiska antywstrząsowego izolowane były między sobą podkładkami gumowymi o grubości 0,06 m.



Rys. 3.1 Stanowisko antywatrząsowe.

3.2. Rezonator mechaniczny

Na mechaniczną konstrukcję rezonatora składały się dwa dystansowniki z kwarcu topionego w postaci rur o średnicy zewnętrznej 0,08 m i wewnętrznej 0,07 m /rys.3.2/. Mała rozszerzalność liniowa kwarcu /5·10<sup>-7</sup>/, była jedną z gwarancji dobrej stabilności termicznej rezonatora. Oba końce rur zwieńczone były stalowymi płytami, na których umocowane były oprawki luster laserowych. Płyty wieńczące były wspólnymi dla obu



Rys. 3.2 Rezonator mechaniczny heterodyny laserowej.

laserów, dzięki czemu wpływ dryftów termicznych był dla obu par luster laserowych taki sam. Precyzyjne justowanie laserów umożliwiały śruby mikrometryczne. Zastosowano je ze względu na szczególną ich przydatność przy przestrajaniu lasera siatką dyfrakcyjną, kiedy konieczne było indeksowanie położenia śrub dla poszczególnych linii laserowych. Lustro wyjściowe umocowane było na przesuwniku pieżoceramicznym PPC 2 firmy Lansing, który pozwalał na płynne przestrajanie laserów. Przesuwnik PPC 1 służył jako element wykonawczy pętli stabilizacji częstotliwości [31]. Między płytami wieńczącymi znajdowały się rury wyładowcze laserów, przymocowane do dystansowników kwarcowych regulowanymi uchwytami aluminiowymi. Obie rury wyładowcze zakończone były okienkami Brewstera z NaCl umieszczonymi w lekkich, cieńkościennych aluminiowych osłonach zabezpieczających. Do każdej z rur laserowych dołączony był zbiornik wyrównawczy.

- 52

# 3.3. Układ zasilania rury wyładowczej lasera

Z charakterystyk napięciowo-prądowych  $U_{ak}(I)$  rury wyładowczej lasera /rys.3.3/ wynika, że posiada ona ujemną impedancję dynamiczną. I tak dla rury wyładowczej lasera  $CO_2$ o średnicy  $14 \cdot 10^{-3}$  m, zastosowanej w niniejszej pracy, dla prądu wyładowania I = 20 mA i napięciu na rurze  $U_{ak}$  = 7200V, dla składu mieszanki roboczej  $CO_2:N_2:He=1:1:4$  o ciśnieniu całkowitym p = 133 Pa/10Tr/, wartość impedancji dynamicznej wynosiła |Z| = 90k $\Omega$ .

Prąd wyładowania I lasera w zależności od oporu szeregowego R<sub>sz</sub> w układzie zasilania rury wyładowczej posiada wartość graniczną Ig, poniżej którego wyładowanie rury jest stabilne [32]. Na rys. 3.4 przedstawiono zależność prądu granicznego Ig od wartości oporu szeregowego R<sub>sz</sub>. Opór szeregowy dobiera się tak aby warunki pracy rury wyładowczej znajdowały się w obszarze wyładowania stabilnego. Zgodnie z charakterystyką na rys. 3.4 warunek ten jest spełniony dla wartości oporu szeregowego R<sub>sz</sub>  $R_o = 121$ .

W opisywanym układzie dla zapewnienia stabilnego wyładowania zastosowano stabilizator prądu /rys.3.5/ o impedancji dynamicznej równej 1,5 MΩ [33]. Dodatkowo włączono w obwód zasilania lasera opór szeregowy R<sub>ez</sub> = 40kΩ.



Rys. 3. 3 Charakterystyki mapięciowo-prądowe U<sub>ak</sub>(I) rury wyładowczej lasera.

Stabilizator prądu pełnił również funkcję regulatora mocy wyjściowej lasera. Wykorzystano w tym celu zależność mocy wyjściowej P lasera CO<sub>2</sub> od prądu wyładowania I rury wyładowczej. Rys. 3.6 przedstawia charakterystyki zmian mocy wyjścio-



Rys. 3.4 Zależność prądu granicznego I<sub>gr</sub> rury wyładowczej od wartości oporu szeregowego R<sub>sz</sub> w obwodzie zasilania lasera, według [32] I - obszar wyładowania stabilnego, II - obszar drgań harmonicznych, III - obszar drgań nicharmonicznych.

wej opisywanego lasera CO<sub>2</sub> w funkcji prądu wyładowania dla różnych ciśnień i składu gazowej mieszanki roboczej lasera CO<sub>2</sub>. Charakterystyki zdjęto w układzie jak na rys. 3.7.



Rys. 3.5 Stabilizator prądu wyładowania rury laserowej.

- 54 -

- 55 -









rys.g

Rys.3.6 Zależność P(I) mocy wyjściowej badanego lasera CO<sub>2</sub> od prądu wyładowania dla różnych składów mieszanki gazowej CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He rys. a-f .. Rys.g - dla czystego CO<sub>2</sub>.

Przesuwnik PPC służył tu, jak i w wielu następnych układach do dostrajania mocy lasera na centrum jego krzywej mocy



Rys.3.7 Układ badawczy do pomiaru charakterystyk P(I). Lock-in - nanowoltomierz homodynowy, L<sub>w</sub> - lustro wyjściowe, PFC - przesuwnik piezoceramiczny.

wyjściowej w trakcie zdejmowania charakterystyk. Moc lasera /w jednostkach względnych/ mierzono metodą detekcji homodynowej w celu uniknięcia wpływu dryftów termicznych detektora na pomiar. Sygnał odniesienia realizował przerywacz wiązki. We wszystkich pomiarach stosowano niechłodzone detektory (Cd, Hg)Te produkcji Instytutu Elektroniki Kwantowej WAT - Warszawa [34].

# 3.4. Opto-woltaiczna metoda justowania lasera CO<sub>2</sub>

W laserze CO<sub>2</sub> zachodzi korelacja między poziomami energetycznymi odpowiedzialnymi za akcję laserową a poziomami jonizacyjnymi gazowej mieszaniny roboczej lasera. Konsekwencją tego faktu jest to, że każda zmiana wartości mocy wyjściowej lasera CO<sub>2</sub> przenosi się na poziomy jonizacyjne mieszanki gazowej, powodując zmiany wartości rezystancji statycznej rury wyładowczej lasera. Dokładniej efekt ten wyjaśniony jest w rozdz. 5. Detekowany sygnał prądowy /efekt opto-galwaniczny/ Konsekwencją ewentualnego zwiększania długości rury dla otrzymania większej mocy mogło być zatem równoczesne zwiększanie średnicy rury wyładowczej. Wiadomo jednak, że trudno jest



Rys. 3.9 Oscylogramy sygnału opto-woltaicznego. a - laser rozjustowany, sygnał sięciowy.

b - laser zjustowany.

uzyskać pracę lasera CO<sub>2</sub> w podstawowym modzie poprzecznym TEM OO/ a ten warunek musiał być w pracy spełniony/ dla średnicy rury powyżej 9.10<sup>-3</sup> m [36].

Autor przeprowadził badania dla rur wyładowczych o długości l = 0,4; 0,5 i 0,6 m oraz średnic d = 7, 10 i  $14 \cdot 10^{-3}$  m odpowiednio. Dla dalszych eksperymentów wybrano rurę wyładowczą o długości l = 0,6 m i średnicy wewnętrznej  $14 \cdot 10^{-3}$  m. lub napięciowy /efekt opto-woltaiczny/[35] z dowolnego punktu obwodu zasilania rury wyładowczej może być traktowany jako sygnał detekcji promieniowania /generacji/ lasera a rów-



.

Rys. 3.8 Układ opto-woltaicznej detekcji promieniowania lagera.

nocześnie być miarą stopnia zjustowania lasera. Rys. 3.8 przedstawia odpowiedni układ elektroniczny detekcji generacji lasera. Wiązka lasera modulowana była przerywaczem wiązki umieszczonym wewnątrz rezonatora optycznego. Prąd lasera był stabilizowany a zatem wykorzystano tu efekt opto-woltaiczny. Oscylogram na rys. 3.9b przedstawia sygnał opto-woltaicżny obserwowany przy zjustowanym laserze CO<sub>2</sub>.

## 3.5. Rura wyładowcza

Długość l rury wyładowczej dobrano eksperymentalnie takaby wartość wymaganego napięcia U<sub>ak</sub> do zainicjowania wyłado; wania nie przekroczyła maksymalnego zakresu napięciowego posiadanego zasilacza. Oczywiście istnieją metody wzbudzenia poprzecznego ale budowa lasera o takiej konstrukcji mijała się z celem pracy. Metodę eliminacji modów poprzecznych wyższego rzędu przedstawiono w p. 3.7.2 rozdziału.

Anodę rury wyładowczej wykonano z pręta wolframowego o średnicy 2.10<sup>-3</sup> m i długości 15.10<sup>-3</sup> m. Wolframowy przepust wybrano ze względu na odpowiadające mu szkło typu Pyrex /podobne wartości współczynników rozszerzalności termicznej Pyrex'u i wolframu/, z którego wykonana była rura lasera.

Materiał	G [kcal/mol]	tlenek
Pt	- 5,50	PtO
Ni	-25,30	NiO
Мо	-42,48	M002
Al	-75,61	A1203

Tabela I. Wartości G potencjałów termodynamicznych tworzenia tlenków dla różnych materiałów.

W tabeli I podano wartości G potencjałów termodynamicznych tworzenia tlenków z różnymi materiałami, z których mogą być wykonane katody lasera CO<sub>2</sub> [37]. Jek wynika z tabeli, najtrudniej tworzą się tlenki z platyną Pt. Daleze miejsca pod tym względem zajmują kolejno: nikiel Ni, molibden Mo i eluminium Al. Inne badania dotyczące zmian koncentracji molekuły CO<sub>2</sub> w czasie, w rurach wyładowczych z katodami wykonanymi z materiałów jak wyżej, potwierdzają wymienioną kolejność tych materiałów ze względu na ich przydatność do rur wyładowczych laserów CO<sub>2</sub> [38].

Najlepszym, dostępnym dla autora, materiałem był nikiel. Z tego też materiału wykonano katody laserów użytych w niniejszej pracy. Katody miały postać cylindrów, wykonanych z blachy niklowej o grubości 0,3.10<sup>-3</sup> m, średnicy 2.10<sup>-2</sup> m i długości 8.10<sup>-2</sup> m.

Jedną z głównych przyczyn niestabilności mocy wyjściowej lasera CO<sub>2</sub> w warunkach pracy przepływowej są zmiany w czasie ciśnienia mieszanki gazowej w rurze wyładowczej [39,40]. Długotrwałe utrzymywanie stałego przepływu i ciśnienia mieszanki gazowej w warunkach pracy przepływowej lasera, przy takich możliwościach technicznych jakimi dysponował autor okazało się, po serii eksperymentów, niemożliwe. Toteż zrezygnowano z tej metody na rzecz lasera bezprzepływowego. Skonstruowana rura wyładowcza zaopatrzona była w zawór szklany, który umożliwiał odcięcie jej



Rys. 3.10 Rura wyładowcza badanego lasera CO2.

od układu pompowo-dozującego po napełnieniu mieszanką /rys.3.10/. Dla uchronienia się przed skutkami degeneracji mieszanki gazowej /dysocjacji CO<sub>2</sub> na CO i O/ pod wpływem wyładowania elektrycznego, do rury wyładowczej dołączono zbiornik wyrównawczy o pojemności około 1,1.10<sup>-3</sup> m<sup>3</sup> [41]. Zastosowana konstrukcja pozwalała na całodzienną pracę lasera w warunkach bezprzepływowych bez wymieniania mieszanki gazowej w rurze. Umożliwiło to prowadzenie długotrwałych cykli pomiarowych przy zachowaniu stałych warunków pracy lasera. Dodatkową zaletą metody była możliwość wyłączenia pompy rotacyjnej wprowadzającej drgania podłoża, tak szkodliwych przy pomiarach stabilności częstotliwości laserów.

Chłodzenie zapewniał płaszcz wodny okalający aktywną część rury laserowej. Szybkość przepływu wody ustalono na poziomie 20 l/h.

Rura wyładowcza zakończona była obustronnie okienkami Brewstera. Składały się nań polerowane płytki z monokryształu NaCl o grubości 4.10<sup>-3</sup> m. Dla zabezpieczenia powierzchni płytek przed szkodliwym wpływem wilgoci, pokryto je zabezpieczającą warstwą fluorku wapnia CaF<sub>2</sub>m Warstwę antyhigroskopijną na okienkach Brewstera wykonano we własnym zakresie. Z wykonanych pomiarów transmisji płytek NaCl z warstwą antyhigroskopijną i bez tej warstwy wynika, że w zakresie 10,6 µm płytka pokryta fluorkiem wapnia wykazuje spadek transmisji zaledwie o 2%.

Celem dodatkowego zabezpieczenia okienek przed wilgocią i kurzem umieszczono je w lekkich, aluminiowych osłonach. Po każdym zakończonym eksperymencie osłony zabepieczające szczelnie zamykano pokrywką, na której od wewnątrz znajdowała się suszka /rys. 3.11/. Wewnątrz osłony płytka z NaCl przyklejona była żywicą epoksydową do aluminiowego skoku ściętego pod kątem Brewstera /  $d_B = 56,2^0$ / [42]. Osłony zabezpieczające wraz ze

- 62 -

skosami przyklejono do końców rury wyładowczej smołę próźniową /piceiną/.



Rys. 3.11 Osłona zabezpieczająca okienka Brewstera.

3.6. Układ pompowo-dozujący

Układ pompowo-dozujący lasera składał się z pompy rotecyjnej typ Bl-8Z, manometru olejowego do pomiaru ciśnienia mieszanki gazowej w rurze wyładowczej, butli z mieszanką gazową  $CO_2:N_2:He$ , próżniomierza oporowego /rys. 3.12/. Laser przed napełnieniem gazem roboczym odpompowywano do ciśnienia 6.6 Pa/5 •  $10^{-2}$ Tr/. Ciśnienie mieszanki gazowej, w zależności od żądanych warunków pracy, ustalano w zakresie /10,6-18,6/ Pa/ 8-14 Tr/. Optymalny skład mieszanki gazowej, ze względu na uzyskiwaną maksymalną moc lasera, ustalono w drodze eksperymentalnej. Z sześciu zbadanych składów  $CO_2:N_2:He = 1:1:4, 1:1:3, 1:2:3, 1:1:6, 1:3:3,$ 1:2:6 wybrano skład  $CO_2:N_2:He = 1:1:4$  /patrz charakterystyki P(I) na rys. 3.6/.



Rys. 3.12 Schemat układu pompowo-dozującego lasera CO2.

- 64 -

# 3.7. Rezonator optyczny

W celu realizacji eksperymentów przedstawionych w niniejszej pracy należało zbudować laser CO<sub>2</sub> pracujący jednomodowo /tzn. w jednym modzie podłużnym i poprzecznym modzie podstawowym TEM OO/ oraz jednoczęstotliwościowoj. Ze względu na uzyskanie maksymalnej mocy wyjściowej lasera, konieczne było określenie optymalnej transmisji zastosowanego w tej konstrukcji lustra wyjściowego z otworem.

Dla spełnienia tych wymogów przeprowadzono odpowiednie eksperymenty i obliczenia co zostało przedstawione niżej.

## 3.7.1. Heterodynowa analiza składu modowego promieniowania lasera CO<sub>2</sub>.

Skład modowy promieniowania wyjściowego lasera CO<sub>2</sub> określono za pomocą układu analizy heterodynowej [43]. Rys. 3.13 ilustruje działanie takiego układu. Przedstawiony na rysunku laser wzorcowy pracował na jednej wybranej i znanej /patrz p. 3.7.3 - rys. 3.20/ linii emisyjnej w modzie podstawowym TEM OOq.Oba lasery, badany i wzorcowy, musiały oczywiście pracować na tej samej linii emisyjnej, bo tylko w zakresie jej szerokości spektralnej, równej około 70MMz /patrz p. 3.8/, możliwa była analiza heterodynowa. Heterodynowanie dwóch sąsiednich linii emisyjnych, między którymi odległość /w skali częstotliwości/ wynosi około 50 GHz [44] jest niemożliwe ze względu na ograniczone pasmo detektora i wzmacniacza detektorowego. Pasmo zastosowan'ego wzmacniacza detektorowego było równe około 2,5 MHz. A zatem samo pojawienie się



Rys. 3.13 Układ heterodynowej analizy składu modowego lasera.

sygnału heterodynowego świadczyło o tym, że obydwa lasery pracowały na tej samej linii emisyjnej. Tą metodą, mając wyskalowane pasmo emisyjne jednego lasera, identyfikowano w niniejszej pracy linie drugiego lasera.

Różnicę częstotliwości między modami poprzecznymi można obliczyć z wyrażeń [45]:

przy założeniu apertury kołowej rezonatora optycznego

 $\Delta \vartheta (\Delta m, \Delta n, \Delta q = 0) = (c/2L) [(1/\Pi)(\Delta m + \Delta n) \arccos [(1 - L/R_1)(1 - L/R_2)]^{1/2}] \quad (3.1)$ przy założeniu apertury prostokątnej rezonatora

 $\Delta \lambda (\Delta p, \Delta n, \Delta q = 0) = (c/2L) \{ (1/\Pi)(2\Delta p + \Delta L) \arccos [(1-L/R_1)(1-L/R_2)]^{1/2} \} (3.2)$ W przypadku zastosowanego w pracy rezonatora mamy: R<sub>1</sub> =  $\infty$ , R<sub>2</sub> = 10 m, L = 1,07 m, c/2L = 140 MHz stęd:

 $\Delta V$  (TEM 00 - TEM 01) /dla apertury kołowej/  $\approx$  15 MHz (3.3)  $\Delta V$  (TEM 00 - TEM 01) /dla apertury prostokątnej/ $\approx$  30 MHz (3.4) Heterodynową analizę składu modowego można realizować dwoma sposobami: przestrajać laser wzorcowy w zakresie szerokości spektralnej jego krzywej mocy /przypadek I/ lub ustalić częstotliwość pracy lasera wzorcowego na centrum jego krzywej mocy a przestrajać laser badany /przypadek II/. Właśnie ten ostatni przypadek przedstawiony jest na rys. 3.13. Laser badany przestrajany, jest przebiegiem piłokształtnym, wzmocnionym we wzmacniaczu prądu stałego i podanym na przesuwnik piezoceramiczny PPC. Rozpatrzmy obydwa przypadki na konkretnych przykładach wziętych ze skonstruowanego układu laserów CO<sub>2</sub>.

- 57 -

#### Przypadek I

Niech laser badany pracuje równocześnie w dwóch modach poprzecznych TEM OOq i TEM O1q, między którymi różnica częstotliwości /przy założeniu apertury prostokątnej rezonatora/ wynosi 30 MHz. A zatem oba mody poprzeczne mieszczą się w zakresie szerokości spektralnej krzywej mocy lasera badanego. Załóżmy, że laser badany w trakcie pomiaru nie przestraja się.

Częstotliwość przestrajanego modu lasera wzorcowego /modu podstawowego/, w zakresie szerokości krzywej mocy tego lasera dwukrotnie "trafi" na częstotliwość TEM OO i TEM OI lasera badanego. Na oscyloskopie zarejestrujemy dwa sygnały zdudnieniowe, między którymi odległość /w skali częstotliwości/ wynosi właśnie 30 MHz. Sytuację tę ilustruje oscylogram na rys. 3.14. Obliczona z oscylogramu różnica między modami wynosi około 30 MHz z czego można wnosić, że laser badany pracował równocześnie na dwóch modach poprzecznych TEM OO i TEM OI przy założeniu prostokątnej apertury rezonatora. Laser wzorcowy pracuje na ustalonej częstotliwości w centrum swojej krzywej mocy. Kolejne mody przestrajanego lasera



Rys. 3.14 Oscylogram heterodynowej analizy modowej.

badanego "obrysowują" profil linii emisyjnej ośrodka aktywnego badanego lasera przechodząc kolejno przez jej centrum. W tym momencie na oscyloskopie obserwujemy kolejno sygnały zdudnieniowe, między którymi odległość /w skali częstotliwości/ jest równa różnicy częstotliwości między kolejnymi modami poprzecznymi lasera badanego. Sytuację tę zilustrowano oscylogramami na rys. 3.15. Dolny oscylogram przedstawia krzywą mocy przestrajanego lasera badanego. Górny oscylogram przedstawia sygnały kolejnych zdudnień z laserem wzorcowym odpowiadających centrom poszczególnych profili /odwzorowanych kolejnymi modami poprzecznymi badanego lasera/ składających się na krzywą mocy lasera badanego /dolny oscylogram/. Ta ostatnia metoda daje jednoznaczne wyniki tylko wtedy, gdy w zakresie szerokości spektralnej linii emisyjnej lasera badanego mieści się jeden mod. Warunek ten, w przypadku zilustrowanym na rys. 3.15, został zrealizowany przez wprowadzenie do rezonatora dodatkowych strat



Rys. 3.15 Oscylogramymocy wyjściowej przestrajanego lasera badanego wraz z sygnałem heterodynowanym.



/diafragma na drodze wiązki – rys. 3.16/. Na oscylogramie widoczne są tylko "wierzchołki" linii emisyjnej powyżej poziomu strat.

3.7.2. Praca jednomodowa

### Mody podłużne

Szerokość spektralna linii emisyjnej lasera CO<sub>2</sub> wynosi około 70 MHz [46]. Odstęp c/2L między modami podłużnymi w laserze jest wyższy od 70 MHz już dla rezonatora optycznego o długości poniżej L = 2,5m. Długość rezonatora optycznego lasera CO<sub>2</sub> opisanego w tej pracy wynosiła L = 1,07 m, co daje odstęp między modami podłużnymi równy 140 MHz. Zapewniało to



Rys. 3.16 Kształt krzywej mocy wyjściowej lasera CO2 w zależności od średnicy diafragmy d. pracę lasera w jednym modzie podłużnym w każdych warunkach zjustowania.

Mody poprzeczne

Jak juž wspomniano w p. 3.5 rozdziału, z powodu dużego wzmocnienia ośrodka aktywnego lasera CO<sub>2</sub> trudno jest uzyskać pracę lasera w podstawowym modzie poprzecznym TEM 00 dla średnicy rury wyładowczej powyżej 9.10<sup>-3</sup> m [36]. Przy średnicy rury wyładowczej 14.10<sup>-3</sup> m zastosowanej w opisanej konstrukcji, laser pracował zwykle w modach poprzecznych wyższych rzędów. Pracę lasera w modzie podstawowym uzyskiwano poprzez wprowadzenie do rezonatora optycznego dodatkowych strat, wstawiając na drodze wiązki wewnątrz rezonatora diafragmę o regulowanej średnicy otworu. Rys. 3.16 przedstawia kształt krzywej mocy wyjściowej skonstruowanego lasera w zależności od średnicy diafragmy. Pracę w modzie podstawowym TEM 00 uzyskano dla średnicy diafragmy równej 7.10<sup>-3</sup> m.

### 3.7.3. Praca jednoczęstotliwościowa – selekcja linii emisyjnych

Laser CO<sub>2</sub> pracuje zwykle na najsilniejszej linii gałęzi P pasma 10,4 µm tzn. na linii emisyjnej P24 ( $\lambda = 10,63$  µm)[47]. Jednakże na skutek swojego dużego wzmocnienia może on pracować równocześnie na kilku liniach emisyjnych z pasma 10,4 µm i 9,4 µm, z obu gałęzi P i R równocześnie [48]. Oscylogram na rys. 3.17 przedstawia profil spektralny krzywej mocy takiego lasera w przypadku, gdy nie stosowano w rezonatorze żadnych elementów dyspersyjnych.



Rys. 3.17 Oscylogram krzywej mocy lasera bez siatki dyfrakcyjnej. Identyfikację linii przeprowadzono metodą heterodynową.

Istnieje kilka metod selekcji linii emisyjnych lasera CO<sub>2</sub>. Jedna z metod polega na wprowadzeniu do wnętrza rezonatora optycznego lasera CO<sub>2</sub>, komórki absorpcyjnej /rys. 3.18a/ wypełnionej odpowiednim gazem, która tłumi część generowanych linii [49]. Inną z metod jest zastosowanie elementu dyspersyjnego, np. pryzmatu. W przypadku lasera CO<sub>2</sub> może to być pryzmat z NaCl. Pryzmat taki wprowadza się, jak komórkę absorpcyjną, do wnętrza rezonatora. Powstaje, jak widać na rys. 3.18b, charakterystyczna łamana konstrukcja rezonatora laserowego [50]. Innym wariantem tej metody jest zastosowanie pryzmatu w konfiguracji Littrowa /rys. 3.18c/. Odbicie wiązki laserowej następuje od wewnętrznej powierzchni pryzmatu, na który napylono od zewnątrz tej powierzchni warstwę odbijającą Au [8].
Wymienione wyżej metody są małb selektywne. Możliwa jest, przy tych metodach, jednoczesna generacja lasera na kilku sąsiadujących ze sobą liniach. W pełni skuteczną metodą wyselekcjo-



Rys. 3.18 Nicktóre metody selekcji linii w laserzo CO2.

nowania jednej linii emisyjnej jest zastosowanie w rezonatorze optycznym lasera CO<sub>2</sub> odbiciowej siatki dyfrakcyjnej /rys. 3.18d/ [51].

Dla siatki dyfrakcyjnej odbiciowej warunek na powatanie prążków dyfrakcyjnych ma postać [52]:

$$m \cdot \lambda = d(\sin d + \sin \beta)$$
 (3.5)

gdzie: m – rząd dyfrakcji,  $\lambda$  – długość padającej fali, d – stała siatki, di $\beta$  – odpowiednio kąt padania i odbicia.

- 73 -

W odbiciowej siatce dyfrakcyjnej, poprzez odpowiednie wyprofilowanie nacięć, możemy uzyskać efekt skoncentrowania prawie całej energii ugiętej na siatce wiązki np. w I-szym rzędzie dyfrakcyjnym. Dzięki temu uzyskuje się znaczne zwiększenie czułości takiego przyrządu spektralnego. W zerowy rząd dyfrakcyjny rozpraszane jest zaledwie 2% mocy padającej wiązki. W przypadku lasera z siatką dyfrakcyjną w układzie Littrowa, siatka taka stanowi laserowe lustro odbijające o współczynniku odbicia R = 98%.

- 74 -

Dla I-go rządu dyfrakcyjnego mamy:

#### $\lambda = 2d \sin d \qquad (3.6)$

Dla siatki dyfrakcyjnej zastosowanej w niniejszej pracy o stałej d = 6,55 µm przy długości fali padającej,  $\lambda \approx 10,6$  µm /środek gałęzi P pasma 10,4 µm/ otrzymujemy d  $\approx 54^{\circ}$ . Jest to kąt pod jakim należy ustawić siatkę względem wiązki laserowej w rezonatorze, który jest warunkiem generacji fali o długości około  $\lambda \approx 10,6$  µm /rys.3.19/. Dla gałęzi P pasma 10,4 µm generowanego przez laser CO<sub>2</sub>, odstęp między poszczególnymi liniami wynosi około 0.02 10<sup>-6</sup>µm [53]. Oznacza to /zgodnie ze wzorem (3.6)/, że do przestrojenia lasera CO<sub>2</sub> z linii na linię wymagane jest skręcenie siatki dyfrakcyjnej o kąt około 0,15<sup>°</sup>.

W konstrukcji zastosowanej przez autora, siatka dyfrakcyjna umieszczona była w oprawce zaopatrzonej w dźwignię o ramieniu r = 4 10<sup>-2</sup> m. Skręcenie siatki dyfrakcyjnej o kąt 0,15<sup>0</sup> wymagało przesunięcia dźwigni o Δs ≈ 0,1·10<sup>-3</sup> m. Ponieważ :zastosowano: w tej konstrukcji śruby mikrometryczne /rys. 3.19/, przestrajanie lasera było wystarczająco precyzyjne. Rys. 3.20 przedstawia rozkład natężenia linii emisyjnych dla skonstruowanego lasera CO<sub>2</sub>, obydwu gałęzi P i R pasma 10,4 µm w zależności od przestrojenia siatką dyfrakcyjną.







Rys. 3. 20 Widmo emisyjne pasma 10,4 µm skonstruowanego lasera CO2.

- 75 -

## 3.8. Szerokość spektralna linii emisyjnej ośrodka aktywnego w laserze CO<sub>2</sub>

Dla wyprowadzenia zależności mocy wyjściowej badanego lasera od transmisji lustra wyjściowego, niezbędne było określenie charakteru poszerzenia linii emisyjnej ośrodka aktywnego lasera CO<sub>2</sub> dla warunków, w których laser pracował w przedstawionych eksperymentach. W tym celu oszacowano temperaturę ośrodka aktywnego CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He w rurze wyładowczej a następnie obliczono wielkość poszerzenia niejednorodnego i jednorodnego linii emisyjnej ośrodka laserowego. Przez porównanie otrzymanych wyników określono charakter poszerzenia linii emisyjnej.

3.8.1. Temperatura gazu w rurze wyładowczej lasera CO,

Temperaturę gazu T w rurze wyładowczej można w przybliżeniu określić z następującego wyrażenia, wg [54]:

$$T^{2} = T_{0}^{2} + 0.255 \cdot A^{-1} \cdot I \cdot E$$
 (3.7)

gdzie: T<sub>o</sub> - temperatura ścianek rury wyładowczej,

I - wartość prądu wyładowania,

E - natężenie pola elektrycznego w rurze wyładowczej, A =  $\Delta\lambda/\Delta T$  - współczynnik kierunkowy liniowej zależności przewodności cieplnej gazu λ od temperatury T.

Dla mieszaniny trójskładnikowej sumaryczny współczynnik przewodności cieplnej  $\lambda_{\Sigma}$  można obliczyć z wyrażenia, wg [55]:

$$\lambda_{\Sigma} = \lambda_{CO_2} / [1 + 0.81(p_{N_2}/p_{CO_2}) + 0.23(p_{He}/p_{CO_2})] + \lambda_{N_2} / [1 + 1.4(p_{CO_2}/p_{N_2}) + 0.34(p_{He}/p_{N_2})] + (3.8) + \lambda_{He} / [1 + 0.34(p_{CO_2}/p_{He}) + 2.7(p_{N_2}/p_{He})]$$

gdzie: 
$$\lambda_{CO_2}, \lambda_{N_2}, \lambda_{He}$$
 - współczynniki przewodności cieplnej  
odpowiednio dla CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, He,

77 -

Dla optymalnego /patrz rys. 3.6/ składu CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He = 1:1:4 i optymalnego ciśnienia całkowitego p = 1330 Pa/10Tr/ mamy

$$P_{CO_2}: P_{N_2}: P_{H_{\Theta}} = 1.7: 1.7: 6.6$$
 (3.9)

Wartości współczynników  $\lambda_{CO_2}$ ,  $\lambda_{N_2}$ ,  $\lambda_{He}$  są następujące [56]: dla temperatuty gazu  $T_1 = 200$ K

$$\lambda_{CO_2} = 0.96 \cdot 10^{-4} [W/cmK]$$
  

$$\lambda_{N_2} = 1.83 \cdot 10^{-4} [W/cmK]$$
  

$$\lambda_{He} = 11.60 \cdot 10^{-4} [W/cmK]$$
  
(3.10)

dla temperatury gazu  $T_2 = 400K$ 

$$A_{CO_2} = 2,46 \cdot 10^{-4} [W/cmK]$$

$$A_{N_2} = 3,30 \cdot 10^{-4} [W/cmK]$$

$$A_{He} = 18,20 \cdot 10^{-4} [W/cmK]$$
(3.11)

Z (3.8) otrzymujemy wartość sumarycznego współczynnika przewodności cieplnej  $\lambda_{\Sigma}$  dla temperatury T<sub>1</sub> = 200K i T<sub>2</sub> = 400K:  $\lambda_{\Sigma}(T_1) = 7,43 \cdot 10^{-4} [W/cmK]$  $\lambda_{\Sigma}(T_2) = 12,11 \cdot 10^{-4} [W/cmK]$  (3.12)

Stad wartość A:

$$A = \Delta \lambda_{\Xi}(T) / \Delta T = [\lambda_{\Xi}(T_2) - \lambda_{\Xi}(T_2)] / (T_2 - T_1) \approx 2,3 \cdot 10^{-6} [W/cmK] (3.13)$$

Dla rury laserowej badanego lasera  $CO_2$  długość obszaru wyładowania wynosiła l<sub>e</sub> = 0,75 m. Napięcie na rurze wyładowczej wynosiło U<sub>ak</sub> = 7750V /patrz charakterystyki na rys. 3.3/. Uwzględniając napięcie około 450V spadku katodowego [57] otrzymujemy wartość natężenia pola elektrycznego w rurze:  $E = (U_{ak} - 450)/l_e \approx 100[V/cm]$  (3.14) Ostatecznie otrzymujemy, dla temperatury ścianek rury wyładowczej T<sub>o</sub> ≈ 288K i prądu wyładowania I = 20·10<sup>-3</sup>A, wartość temperatury T gazu trójskładnikowego CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:Ne biorącego udział w wyładowaniu:

$$T = (T_0^2 + 0.255 \cdot A^{-1} \cdot I \cdot E)^{1/2} \approx 552 \text{ K}$$
(3.15)

3.8.2. Poszerzenie niejednorodne. Szerokość dopplerowska linii emisyjnej ośrodka aktywnego lasera CO<sub>2</sub>

Poszerzenie niejednorodne linii epektralnej zachodzi wtedy, gdy częstotliwości rezonansowe rozpatrywanego systemu atomów rozłożone są w pewnym przedziałe częstotliwości. W związku z tym linia promieniowana z takiego systemu atomów poszerza się mimo tego, że nie następuje poszerzenie linii poszczególnych atomów. Typowym przykładem mechanizmu takiego poszerzenia jest poszerzenia związane z ruchem cząsteczek /z pewnym rozkładem prędkości/, typowe dla gazów. Występuje wtedy efekt Dopplera, częstotliwości rezonansowe poszczególnych atomów są zmienione o wartość proporcjonalną do prędkości tych atomów względem obserwatora. Dla dużych poszerzeń dopplerowskich w porównaniu z szerokością naturalną profil linii ma charakter gaussowski [58]. Szerokość spektralna takiego profilu, zwana szerokością dopplerowską linii  $\Delta v_D$  dana jest wyrażeniem [16]:

$$\Delta v_{\rm D} = 2 v_{\rm o} \left( 2 \, \text{kT} \ln 2 \, \text{M} \, \text{c}^2 \right)^{1/2} \tag{3.16}$$

- 78 -

gdzie: k - stała Boltzmana, k = 1,35805  $10^{-23}$ []/K] c - prędkość światła, c = 3  $10^{8}$ [m/s] M - masa molekuły, M<sub>CO2</sub> = 44,0088 [j.m.a]  $v_0$  - częstotliwość centrum linii spektralnej,  $v_0(CO_2)$  = 2,83  $10^{13}$ [Hz], [j.m.a] /jednostka masy atomowej/ = 1.6603  $10^{-27}$ [kg]. Dla dwutlenku wegla CO<sub>2</sub> w temperaturze T = 552K /patrz 3.15 /

Dla dwutlenku węgla CO<sub>2</sub> w temperaturze T = 552K /patrz 3.15 / otrzymujemy:

$$\Delta v_{\rm p} (\rm CO_2) \approx 71 \ \rm MHz \tag{3.17}$$

3.8.3. Poszerzenie jednorodne. Szerokość zderzeniowa linii emisyjnej ośrodka aktywnego lasera CO<sub>2</sub>

Poszerzenie jednorodne linii spektralnej zachodzi wtedy, gdy następuje poszerzenie linii każdej z poszczególnych częsteczek systemu. W efekcie następuje poszerzenie linii spektralnej całego systemu częsteczek. Podstawowym mechanizmem poszerzenia jednorodnego jest poszerzenie zderzeniowe linii. Jeśli w trakcie wypromieniowania fotonu częsteczka zderza się z inną częsteczką, następuje zakłócenie mechanizmu wypromieniowania co objawia się poszerzeniem linii spektralnej takiej częsteczki [58]. Efekt ten jest dobrze obserwowany w laserach CO<sub>2</sub> o wysokim ciśnieniu mieszanki gazowej m. in. w laserach falowodowych [19].

W mieszaninie gazowej lasera CO<sub>2</sub> istotną rolę odgrywają zderzenia molekuły CO<sub>2</sub> z molekułami He, N<sub>2</sub> i CO<sub>2</sub>. Poszerzenie linii emisyjnej takiego systemu molekuł jest proporcjonalne do ciśnienia, temperatury gazu i jest sumą poszerzeń pochodzących od zderzeń CO2-CO2, CO2-N2, CO2-He [59].

Poszerzenie zderzeniowe  $\Delta V_L$  linii emisyjnej ośrodka aktywnego lasera CO<sub>2</sub>, ośrodka gazowego o składzie N<sub>CO2</sub>:N<sub>N2</sub>:N<sub>He1</sub> można wyrazić następująco [46]:

$$\Delta v_{\rm L} = 7.58(y_{\rm CO_2} + 0.73y_{\rm N_2} + 0.64y_{\rm He}) \cdot p \cdot (300/T)^{1/2} \quad (3.18)$$

$$V_{CO_2} = N_{CO_2} / (N_{CO_2} + N_{N_2} + N_{He})$$
(3.19)

$$V_{N_2} = N_{N_2} / (N_{CO_2} + N_{N_2} + N_{He})$$
 (3.20)

$$S_{He} = N_{He} / (N_{CO_2} + N_{N_2} + N_{He})$$
(3.21)

gdzie: - temperatura mieszanki gazowej w [K]

- ciśnienie sumaryczne miesżanki gazowej w [Tr]

- szerokość zderzeniowa w [MHz]

Dla optymalnego składu mieszanki gazowej N<sub>CO2</sub>:N<sub>N2</sub>:N<sub>He</sub> = 1:1:4, ciśnienia optymalnego p = 1330 Pa/10Tr/, patrz rys. 3.6, otrzymujemy /dla T = 552k, (3.15)/:

$$\Delta V_{\rm L} \approx 40 \,\rm MHz \tag{3.22}$$

Biorąc pod uwagę otrzymane wyniki (3.22) i (3.17), które są porównywalne, możemy traktować linię emisyjną ośrodka aktywnego skonstruowanego lasera CO<sub>2</sub> jako linię poszerzaną jednorodnie[92].

### 3.9. Lustro wyjściowe

Ze względu na długość /rzędu 10µm/ promieniowanej przez laser CO<sub>2</sub> fali, niewiele materiałów optycznych może być użytych na transmisyjne lustra laserowe w tym zakresie podczerwieni. Najbardziej popularne i dostępne lustro z monokryształu germanu ma transmisję dla fali o długości 10 µm około 50%. Na ogół nie jest to optymalna transmisja ze względu na maksymalną moc wyjściową dla danej wnęki laserowej.

W konstrukcji zastosowanej w niniejszej pracy, wyprowadzenie mocy na zewnątrz wnęki laserowej zrealizowano za pomocą sferycznego lustra całkowicie odbijającego z otworem. W tym przypadku żądaną transmisję można łatwo uzyskać poprzez dobór średnicy otworu w centrum lustra.

#### 3.9.1. Transmisja lustra z otworem

Zakładając gaussowski profil rozkładu natężenia wiązki laserowej na lustrze wyjściowym z otworem, możemy wyprowadzić wyrażenie na transmisję takiego lustra w zależności od średnicy otworu [60].

Moc promieniowania P na zewnątrz lasera jest równa:

gdzie: Po - całkowita moc wewnątrz wnęki laserowej,

t - transmisja lustra.
 Natężenie I(r) wiązki laserowej wewnątrz rury laserowej jest

- natężenie wiązki na osi rury laserowej,

$$I(r) = I_0 \exp[-2r^2/\omega^2]$$
 (3.24)

gdzie: 10

równe:

odległość od osi wiązki

średnica wiązki wewnątrz rezonatora

- 81 -

Po scałkowaniu wyrażenia (3.24) po r w przedziale od O do 👓 otrzymujemy moc całkowitą promieniowania wewnątrz wnęki laserowej:

$$P_{0} = \prod w^{2} I_{0} / 2 \qquad (3.25)$$

Moc wyjściowa, zawarta w obszarze otworu o promieniu r, w centrum lustra jest równa /patrz rys. 3.21/:

$$P = \int_{0}^{r} I(r) 2 \pi r \, dr = (1/2) \pi \omega^{2} I_{0} [1 - \exp(-2r^{2}/\omega^{2})] \qquad (3.26)$$





Porównując wyrażenia (3.26) z (3.25) i (3.23) otrzymujemy wyrażenie na transmisję lustra wyjściowego w zależności od średnicy otworu:

$$z = 1 - \exp[-2r^2/w^2]$$
 (3.27)

W ogólnym przypadku dla rezonatora optycznego o długości L jak na rys. 3.22a, średnica talii /przewężki/  $2\omega_0$  oraz średnice  $2\omega_4$  i  $2\omega_2$  wiązki laserowej na lustrach o promieniu krzywizny R<sub>1</sub> i R<sub>2</sub> wyrażają się następująco [61]:

$$W_{0}^{4} = (\lambda/\Pi)^{2} L(R_{1}-L)(R_{2}-L)(R_{1}+R_{2}-L)/(R_{1}+R_{2}-2L)^{2} \quad (3.28)$$

$$w_{1}^{4} = (\lambda R_{1}/\Pi)^{2} L (R_{2}-L) / (R_{1}-L) (R_{1}+R_{2}-L)$$
(3.29)

$$w_2^4 = (\lambda R_2/\Pi)^2 L (R_1 - L) / (R_2 - L) (R_1 + R_2 - L)$$
(3.30)

Traktując siatkę dyfrakcyjną jako lustro płaskie o promieniu



Rys. 3.22 Kształt wiązki laserowej wewnątrz rezonatora optycznego dla dwóch różnych konfiguracji luster.

krzywizny R, = ∞ /patrz rys. 3.22b/ otrzymujemy:

$$w_{0}^{4} = w_{1}^{4} = (\lambda/\Pi)^{2} (R_{2}-L) L \qquad (3.31)$$
  

$$w_{2}^{4} = (\lambda/\Pi)^{2} R_{2}^{2} L/(R_{2}-L) \qquad (3.32)$$

Ponieważ moc w rozpatrywanym rezonatorze wyprowadzana jest przez lustro o promieniu krzywizny R<sub>2</sub> = R, w wyrażeniu (3.27) na transmisję w miejsce W kładziemy W<sub>2</sub>. Otrzymujemy:

$$t = 1 - \exp\{-2r^{2} [L(R-L)]^{1/2} / (\lambda/\Pi) LR\}$$
(3.33)

Rys. 3.23 przedstawia zależność transmisji t lustra wyjściowego od promienia otworu w lustrze dla różnych promieni krzywizny R. Teoretyczne zależności t(r,R) obliczono i wykreślono na podstawie wyrażenia (3.33) dla zastosowanego w pracy rezonatora optycznego o długości L = 1,07 m.



Rys. 3.23 Obliczone transmisje luster wyjściowych w zależności od promienia otworu r i promienia krzywizny R.

#### 3.9.2. Moc wyjściowa lasera CO,

Niżej przedstawiono analizę mocy wyjściowej lasera w funkcji transmisji lustra wyjściowego oraz parametrów ośrodka wzmacniającego.

Niech oś z przebiega wzdłuż ośrodka aktywnego o długości L i różniczkowym współczynniku wzmocnienia g<sub>o</sub> dla małego sygnału /nienasycony współczynnik wzmocnienia/[62]. Niech I<sub>+</sub> i I\_ oznaczają natężenie wiązki promieniowania odpowiednio w kierunku +Z i -Z. Wprowadźmy, parametr nasycenia wzmocnienia ß dla każdej wiązki I<sub>+</sub> i I\_ następująco:

$$\beta_{+} = I_{+} / I_{se}$$
,  $\beta_{-} = I_{-} / I_{se}$  (3.34)

gdzie:  $I_{Se}$  - natężenie nasycenia wzmocnienia. Natężenie nasycenia wzmocnienia  $I_{Se}$  jest zdefiniowane dla linii emisyjnej poszerzonej jednorodnie następująco /jak ustalono w rozdz. 3.8.3 taki charakter poszerzenia ma linia emisyjna ośrodka laserowego CO<sub>2</sub>/:

- 85 -

$$g(z) = \frac{g_0}{1+\beta_++\beta_-} = \frac{g_0}{1+(I_+/I_{se}) + (I_-/I_{se})}$$
(3.35)

gdzie: g(z) - współczynnik wzmocnienia

Przyrost natężenia dI+ na odcinku dz jest równy:

$$dI_{+} = I_{+} \cdot g(z) \cdot dz \qquad (3.36)$$
$$dI_{-} = -I_{-} \cdot g(z) \cdot dz$$

analogicznie: dl\_ =

Dzieląc równania (3.36) obustronnie przez Ise otrzymujemy:

$$d\beta_{+} = \beta_{+} \cdot g(z) \cdot dz$$

$$d\beta_{-} = \beta_{-} \cdot g(z) \cdot dz$$
(3.37)

Zakładając ośrodek izotropowy, można napisać:

$$\frac{1}{\beta_{+}} \cdot \frac{d\beta_{+}}{dz} = -\frac{1}{\beta_{-}} \cdot \frac{d\beta_{-}}{dz} = g(z)$$
(3.38)

Wynika stąd, że :

$$\beta_+ \cdot \beta_- = \text{const.} = C \tag{3.39}$$

Porównując (3.39), (3.38) i (3.35)mamy:

$$\frac{1}{\beta_{+}} \cdot \frac{d\beta_{+}}{dz} = \frac{90}{1 + \beta_{+} + C/\beta_{+}}$$
(3.40)

Analogicznie dla kierunku - Z.

Niech rozważany ośrodek aktywny zamknięty będzie z jednej strony lustrem 1 /patrz rys. 3.24/ o współczynniku odbicia r<sub>1</sub> = 1-a-t, gdzie a - straty na rozproszenie dla obu luster i dla ośrodka aktywnego, t - transmisja lustra 1. Z drugiej strony ośrodek zamknięty jest lustrem 2 całkowicie odbijającym tzn. o współczynniku odbicia  $r_2 = 1$ . Wiązka o natężeniu względnym  $\beta_1$ na drodze do lustra 2 /startując sprzed lustra 1/ osiąga wartość  $\beta_2$  itd. - patrz rys. 3.24.



Rys. 3.24 Ilustracja pełnego obiegu wiązki w rezonatorze

Równowaga ustali się dla warunku:

$$\beta_2 \cdot r_2 / \beta_3 = \beta_3 \cdot r_1 / \beta_1 = 1 \tag{3.41}$$

 $gdzie r_2 = 1$ 

Rozwiązanie równania (3.40) na kierunku +Z w przedziale od O do L /korzystając z oznaczeń na rys. 3.24/ ma postać:

$$g_{o}L = \ln(\beta_{2}/\beta_{1}) + \beta_{2} - \beta_{1} - C[(1/\beta_{2}) - (1/\beta_{1})]$$

analogicznie dla kierunku - z w przedziale od L do O:

$$g_{0}L = \ln(\beta_{3}/\beta_{2}) + \beta_{3} - \beta_{2} - C[(1/\beta_{3}) - (1/\beta_{2})] \quad (3.42)$$

Dodając stronami równania (3.42) i korzystając z (3.39) i (3.41) otrzymujemy:

$$\beta_{3} = (g_{o}L + \ln \sqrt{r_{1}})/(1 - r_{1}) = [2g_{o}L + \ln(1 - a - t)]/2(a + t) \quad (3.43)$$

Jeśli przez I oznaczymy natężenie wiązki laserowej opuszczającej rezonator od strony lustra 1, to możemy napisać, że:

$$I/I_{se} = \beta_3 \cdot t \tag{3.44}$$

Lub dla mocy wyjściowej P lasera:

$$P/P_{se} = \beta_3 \cdot t \qquad (3.45)$$

gdzie: Pse - moc nasycenia.

Podstawiając do wyrażenia(3.45)zależność na<sub>B3</sub>(3.43) otrzymujemy:

$$P = P_{se} \cdot t \cdot [2g_{o} \cdot L + \ln(1 - a - t)] / 2(a + t)$$
(3.46)

gdzie: t wyraża się wzorem (3.33).

Rys. 3.25 przedstawia teoretyczną zależność mocy wyjściowej l<sub>a</sub>sera od promienia otworu w lustrze wyjściowym obliczoną z(3.46)dla parametrów skonstruowanego lasera CO<sub>2</sub>. Wartość P<sub>se</sub> i g<sub>o</sub> wzięto z literatury dla podobnej rury wyładowczej [60,63] Na rysunku zaznaczono wartości wyników eksperymentalnych przeprowadzonych dla luster o promieniu otworu wyjściowego równym: 0,50; 0,75; 1.00; 1.25 i 1.50·10<sup>-3</sup> m o promieniu krzywizny R = 10 m. Bezwzględne pomiary mocy wyjściowej P wykonano za pomocą miernika typu "szczurze gniazdo". Zależność P(r) przedstawiono na tle krzywej transmisji t(r) lustra wyjściowego o promieniu krzywizny R = 10 m i dla długości rezonatora L = 1.07 m /patrz rys. 3.23/. Jak widać krzywa teoretyczna P(r) dobrze aproksymuje wyniki eksperymentalne.

Lustra opisane wyżej wykonano częściowo we własnym zakresie korzystając z gotowych podkładów ze szkła BK-7 o średnicy 4.10<sup>-2</sup> m i grubości 6.10<sup>-3</sup> m. Otwory drążono za pomocą drążarki ultradźwiękowej. Sferyczną powierzchnię luster pokrywano następnie /również we własnym zakresie/ w napylarce próżniowej odbijającą warstwą złota.

Na podstawie charakterystyki P(r)/na rys. 3.25/ i danych

eksperymentalnych dokonano wyboru średnicy otworu /transmisji/ lustra wyjściowego. Ze względu na dużą gęstość mocy wewnatrz



Rys. 3.25 Obliczona charakterystyka P(r) mocy wyjściowej lasera na tle charakterystyki transmisji t(r) lustra z otworem z zaznaczonymi wynikami doświadczalnymi.

rezonatora laserowego, niezbędnej do odwzorowania krzywej mocy lasera CO<sub>2</sub> w rezystancji statycznej rury wyładowczej, należałobywybrać lustro o minimalnej transmisji. Jednakże zmniejszenie transmisji lustra wyjściowego, czyli zmniejszenie strat w rezonatorze obniżyłoby próg generacji modów poprzecznych wyższego rzędu. Z kolei, dla takiego lustra z otworem w jego centralnej części, zwiększenie strat lub inaczej zwiększenie transmisji poprzez powiększenie średnicy otworu wyjściowego, również spowodowałoby wzbudzenie się modów poprzecznych innych niż mod podstawowy TEM 00.

Wybrano ostatecznie rozwiązanie kompromisowe stosując we wszystkich dalszych eksperymentach, dla zachowania tych samych

- 88 -

warunków pracy lasera, lustro wyjściowe o optymalnym, ze względu na maksymalną moc wyjściową, promieniu otworu transmisýjnego r = 1.25  $10^{-3}$  m. Promień krzywizny lustra wynosił przy tym R = 10 m. Lustro o tych parametrach miało transmisję t = 25% patrz rys. 3.25. Maksymalna moc lasera osiągana przy tej geometrii luster wynosiła P  $\approx$  2W. Jak zmierzono, średnica wiązki laserowej na zewnątrz lasera wynosiła d = 3.10<sup>-3</sup> m. Stąd maksymalne natężenie promieniowania skonstruowanego lasera CO<sub>2</sub> wynosiło I=3.10<sup>5</sup> W·m<sup>-2</sup> /30W·cm<sup>-2</sup>/.

Omówiona konstrukcja rezonatora optycznego, z lustrem transmisyjnym z otworem w jego centralnej części, posiada wady, które należy mieć na uwadze przy justowaniu lasera z takim rezonatorem. Rys. 3,26 ilustruje problemy z tym związane. Może się zdarzyć przy montażu rury wyładowczej, że oś C rury zostanie przesunięta względem osi B lasera /np. o odcinek d/. Wskutek nieprawidłowego zjustowania obu luster może się zdarzyć, że oś A rezonatora optycznego zostanie skręcona względem osi B lasera np. o kąt & . W takim przypadku laser będzie



Rys. 3.26 Rezonator optyczny z lustrem wyjściowym z otworem. Objaśnienia w tekście.

#### - 89 -

oczywiście generował ale tylko niewielka część mocy użytecznej opuści rezonator poprzez otwór transmisyjny w lustrze wyjściowym. Dodatkowe efekty związane z takim właśnie zjustowaniem lasera CO<sub>2</sub> opisane są i odpowiednio zilustrowane w rozdz. 5.

3.10. Heterodyna laserowa CO<sub>2</sub> - zebranie podstawowych danych

a/ rury wyładowcze o średnicy wewnętrznej 14.10<sup>-3</sup> m, długość obszaru aktywnego 1 = 0,6 m, chłodzone wodą, optymalny prąd wyładowania I = 20 mA.

b/ okienka Brewstera z NaCl pokryte warstwą antyhigroskopijną CaF<sub>2</sub>

c/ długość rezonatora optycznego L = 1.07 m, odstęp między modami podłużnymi c/2L = 140 MHz

d/ lustra całkowicie odbijające: pokryte złotem, płaskie dyfrakcyjne siatki odbiciowe /153 linie mm<sup>-1</sup>/ marki Yobin-Yvon /Francja/

e/ lustra transmisyjne: na podkładach ze szkła BK-7 o promieniu krzywizny R = 10 m, pokryte złotem, o średnicy otworu w centralnej części równym 2r = 2,5·10<sup>-3</sup> m /transmisja t = 25%/.

f/ moc maksymalna P≈2W

g/ optymalne ciśnienie mieszanki gazowej p = 1330 Pa /10Tr/.

i/ praca laserów w warunkach bezprzepływowych, mieszanka gazowa zmieniama przed każdym cyklem pomiarowym.

Wszystkie, podstawowe eksperymenty opisane w niniejszej pracy przeprowadzono z laserami CO<sub>2</sub> o parametrach podanych wyżej.

### 3.11. Aparatura próżniowa do napełniania komórek sześciofluorkiem siarki SF<sub>6</sub> i konstrukcja komórek absorpcyjnych

Do napełniania komórek absorpcyjnych zaprojektowano i wykonano specjalną aparaturę próżniową. Aperatura wykonana była wspólnie w zespole i służyła również do napełniania komórek absorpcyjnych jodem J<sub>2</sub> [94] i metanem CH<sub>4</sub> [27]. Na rys. 3.27 przedstawiono schemat skonstruowanej aparatury próżniowej. Jest to ulepszona wersja /patrz [94] i [27]/, która umożliwiała odpompowanie komórek absorpcyjnych do ciśnienia 1,3  $\cdot$  10<sup>-4</sup> Pa /1  $\cdot$  10<sup>-6</sup>Tr/ oraz napełnianie komórek odpowiednim gazem z dokładnością do 0,13 Pa /1 mTr/. Napełnianie komórek sieściofluorkiem siarki /firmy Matheson Company/ realizowano metodą kolejnych rozprężań gazu do kalibrowanych objętości. Ze zbiornika V<sub>1</sub> do V<sub>2</sub> a następnie do zbiornika V<sub>3</sub> połączonego z komórkami /patrz rys. 3.27/. Ciśnienie gazu kontrolowano manometrem olejowym M.

Na rys. 3.28 przedstawiono konstrukcję stosowanych komórek absorpcyjnych. W przypadku stabilizacji częstotliwości laserów metodą zewnętrznej komórki absorpcyjnej nie ma ograniczeń w w/dłużaniu komórek /poza ograniczeniami natury czysto technicznej/. W celu obniżenia poszerzenia zderzeniowego piku absorpcyjnego /patrz rozdz. 4.4/ należy stosować w komórkach niskie ciśnienie, rzędu dziesiątych części Pa/pojedynczych µTr/. Jednakże w takim przypadku do poprawy kontrastu piku należy zwiększać długość l<sub>a</sub> komórki absorpcyjnej oraz stosować specjalne układy teleskopowe, rozpraszające wiązkę nasycającą i detekującą na cały obszar zajmowany przez absorber w komórce. Ze zwiększeniem długości l<sub>a</sub> komórki absorpcyjnej rosną trudności techniczne z uzyskaniem równoległości obu wiązek nasycającej i detekującej. Powiększanie długości komórek wiąże się poza tym z odpowiednim zwiększeniem mocy wyjściowej lasera. Wszystkie te trudności sprawiły, że autor ograniczył się do dwóch długości komórek absorpcyjnych l<sub>a</sub> = 0,3 m i 0,4 m z którymi otrzymał najlepsze **rezultaty**.



Rys. 3.27 Schemat aparatury próźniowej do napełniania komórek absorpcyjnych.

W celu ograniczenia poszerzenia piku absorpcyjnego związanego ze zderzeniami molekuł absorbera ze ściankami komórki absorpcyjnej należy tak dobrać średnicę d komórki aby średnia droga swobodna  $\lambda_o$  molekuł była dużo mniejsza od d:  $\lambda_o \ll$  d. Srednią drogę swobodną  $\lambda_o$  można obliczyć z wyrażenia [99]:

$$\hat{v}_{zd} = v_{ar}/\lambda_0 \tag{3.47}$$

gdzie: Vzd - częstotliwość zderzeń między molekułami równa:

$$v_{zd} = 1/T_{zd} \tag{3.48}$$

Var - prędkość średnia arytmetyczna równa:

$$v_{ar} = (8kT/\Pi M)^{1/2}$$
 (3.49)

gdzie: T<sub>zd</sub>- średni czas między zderzeniami molekuł [s<sup>-1</sup>]

- T temperatura ścianek komórki absorpcyjnej [K]
- M masa molekuły [kg] ·
- k stała Boltzmana równa:
- $k = 1,358 05 \cdot 10^{-23} [J/K]$

Dla molekuły SF6 mamy [91]:

 $T_{zd} = T_{SF_6} - SF_6 = 2926 \cdot 10^{-9} [s \cdot Pa]/22 \cdot 10^{-9} [s \cdot Tr]$  $M_{SF_6} = 146,0544 [j.m.a]$ 

[j.m.a]- jednostka masy atomowej = 1,6603 ·  $10^{-27}$  [kg] Otrzymujemy, że prędkość średnia arytmetyczna V<sub>ar</sub> a stąd średnia droga swobodna  $\lambda_o$  molekuł SF<sub>6</sub> w temperaturze T = 293K są równe:

$$v_{ar} = 362 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$
 (3.50)

 $\lambda_0 = v_{ar} \cdot T_{zd} \approx 1,06 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot Pa / 8 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{mTr} / (3.51)$ 

Mając na względzie otrzymane wyniki zastosowano w eksperymencie komórki absorpcyjne o średnicy d = 2 · 10<sup>-2</sup> m co spełniało warunek  $\lambda_0 \ll d$  dla każdego stosowanego w pracy ciśnienia gazu absorpcyjnego. Wynikające z tej wartości średnicy komórki poszerzenie  $\Delta \lambda_z$  piku absorpcyjnego związane ze zderzeniemi molekuł SF<sub>6</sub> ze ściankami komórki wynosi [16]:

$$\Delta v_z = v_{ar} / 2 \Pi d \approx 3 \, \text{kHz} \qquad (3.52)$$



Rys.3.28 Konstrukcja komórek absorpcyjnych

#### 4. ZJAWISKA NASYCENIOWE W OSRODKACH REZONANSOWO-ABSORPCYJNYCH I REZONANSOWO-EMISYJNYCH.

EKSPERYMENT

Badania nad zjawiskami absorpcji nasycalnej w absorberach i zagłębienia Lamba w profilach linii spektralnych absorberów prowadzono dla wielu molekuł takich, jak: sześciofluorek siarki  $SF_6$  [64,65,66], czterotlenek osmu OşO<sub>4</sub> [67,68], czterofluorek siarki SiF<sub>4</sub> [69,70], tetrafluorohydrazyna N<sub>2</sub>F<sub>4</sub> [71], fluorochlorobromometan CHFClBr [72]. W świetle literatury światowej, najlepsze rezultaty w stabilizacji częstotliwości laserów  $CO_2$ metodą absorpcji nasycalnej uzyskano przy zastosowaniu molekuły SF<sub>6</sub> oraz molekuły OsO<sub>4</sub>. W obu przypadkach osiągnięto wartość stabilizacji laserów  $CO_2$  około 3 • 10<sup>-13</sup> [22,73].

W pracy niniejszej do badań nad stabilizacją częstotliwości laserów  $CO_2$  metodą absorpcji nasycalnej wybrano sześciofluorek siarki SF<sub>6</sub>. Niżej przedstawiono symetrię molekuły SF<sub>6</sub> i strukturę jej poziomów energetycznych wynikającą z możliwych drgań molekuły. Za pomocą lasera  $CO_2$  zmierzono pasmo<sup>3</sup> widma absorpcyjnego SF<sub>6</sub> w celu wyboru linii emisyjnych lasera  $CO_2$ , na których przeprowadzono dalsze badania. W dalszej części rozdziału eksperymentalnie potwierdzono czteropoziomowy model absorberów nasycalnych dla SF<sub>6</sub>. Następnie dokonano rejestracji i lokalizacji pików absorpcyjnych SF<sub>6</sub> na poszczególnych liniach emisyjnych lasera  $CO_2$ . W p. 4.6 rozdziału przedstawiono metodę obserwacji profili linii absorpcyjnych na przykładzie  $SF_6$ , mającej szczególne zastosowanie w spektroskopii linii absorpcyjnych poszerzonych jednorodnie. W ostatnim punkcie rozdziału przedstawiono próbę uzyskania efektu zagłębienia Lamba w profilu linii emisyjnej lasera CO2.

# 4.1. Symetria i podstawowe typy drgań molekuły SF<sub>6</sub>

Symetrię molekuły SF<sub>6</sub> zaliczamy do grupy punktowej O<sub>h</sub> [74,75] posiadającej takie elementy symetrii jak /rys.4.1/:

4C3 - cztery trzykrotne osie symetrii,

i - środek symetrii,

 $3S_A$  - trzy czterokrotne osie obrotowo-inwersyjne,

6C<sub>2</sub> - sześć dwukrotnych osi symetrii,

9 - dziewięć płaszczyzn symetrii



Rys.4.1 Molekuła SF6 - niektóre osie symetrii.

Wyszczególnionym elementom symetrii odpowiadają drgania oscylacyjne typu /rys. 4.2/ [76]:

- A<sub>1g</sub> drgania niezdegenerowane, symetryczne względem trzech osi symetrii wzajemnie do siebie prostopadłych oraz symetryczne względem środka symetrii "i"; odpowiada im pasmo absorpcyjne V<sub>1</sub>.
- E<sub>g</sub> drgania dwukrotnie zdegenerowane, symetryczne względem środka symetrii; odpowiada im pasmo absorpcyjne √<sub>2</sub>.
- $F_{1u}$  drgania trzykrotnie zdegenerowane, antysymetryczne względem środka symetrii; odpowiada im pasmo absorpcyjne  $\sqrt[3]{3}$ oraz pasmo  $\sqrt[3]{4}$  dla drgań o innej amplitudzie.
- F<sub>2g</sub> drgania trzykrotnie zdegenerowane, symetryczne względem środka symetrii; odpowiada im pasmo absorpcyjne √<sub>5</sub>.
- F<sub>2u</sub> drgania trzykrotnie zdegenerowane, antysymetryczne wzglę-

dem środka symetrii; odpowiada im pasmo absorpcyjne V<sub>6</sub>. Drgania te oraz różne supempozycje tych drgań dają w podczerwieni złożone widmo, obserwowane do chwili wynalezienia spektroskopii laserowej jako widmo pasmowe tak, jak ma to miejsce w jednej z pierwszych prac dotyczącej widma absorpcyjnego SF<sub>6</sub> R.T Lagemann'a i E.A. Jones'a [77].

Centra wyszczególnionych pasm leżę w następującym zakresie częstotliwości [78]:

> $\lambda_1 = 12.90 \ \mu m$   $\lambda_2 = 15.52 \ \mu m$   $\lambda_3 = 10,55 \ \mu m$   $\lambda_4 = 16,26 \ \mu m$   $\lambda_5 = 19.08 \ \mu m$   $\lambda_6 = 27.54 \ \mu m$

Jak wynika z powyższych danych emisyjne pasmo  $\sqrt[3]{6}$  /10,4 µm/ ośrodka aktywnego lasera CO<sub>2</sub> pokrywa się z absorpcyjnym pasmem  $\sqrt[3]{10,55}$  µm/ molekuły SF<sub>6</sub> [79,80].





Rys.4.2 Fodstawowe typy drgan molekuly SF6.

4.2. Model poziomów energetycznych pasma  $v_3$  molekuły SF<sub>6</sub>

Biorąc pod uwagę dane przedstawione w p. 4.1 można naszkicować schemat poziomów energetycznych molekuły SF<sub>6</sub> jak na rys.4.3. Na rysunku zaznaczono tylko najistotniejsze poziomy biorące udział w absorpcji promieniowania lasera CO<sub>2</sub> [81]. Badania wykazują, że najsilniejsze przejścia zachodzą między poziomami  $v_0$  i  $v_3$  oraz między poziomami  $v_6$  i  $v_3 + v_6$ . Wynika to z termicznego obsadzenia tych poziomów przez molekuły SF<sub>6</sub> [82]. Z denych literaturowych wynika, że w temperaturze 300K 30,1% molekuł SF<sub>6</sub> znajduje się w podstawowym stanie oscylacyjnym  $v_0$ , 17,2% wzbudzone jest do pasma  $v_6$ , 7,4% do pasma  $v_5$  a 6,5% do pasma 2 $v_6$ . Pozostałe 38,8% molekuł rozłożone jest na wielo pozostałych poziomów oscylacyjno rotacyjnych [80]. Wyniką stąd, że najbardziej obsadzone są: poziom oscylacyjny  $v_0$  oraz poziom oscylacyjny  $v_6$ . Stąd przejścia z tych poziomów biorą największy udział w absorpcji. Poza tym następuje szybkie /rzędu 10<sup>-7</sup>s/





opróżnianie poziomu  $\sqrt[3]{}_3$  na rzecz poziomu  $\sqrt[3]{}_6$  poprzez termiczne przejście oscylacyjno-oscylacyjne V-V [83]. Przejście to jest

- 98 -

bardzo efektywne ze względu na to, że poziom energetyczny  $\sqrt[3]_3$ leży na tej samej wysokości co rotacyjny poziom J47 pasma  $\sqrt[3]_6$ . Jak wynika z danych w pracy [84] poziom rotacyjny J47 leży w maksimum funkcji rozkładu energetycznego poziomów rotacyjnych pasma oscylacyjnego  $\sqrt[3]_6$ . Z tego poziomu następuje rozprowadzanie poprzez termalizację przekazywanej energii z pasma  $\sqrt[3]_3$  na pasmo  $\sqrt[3]_6$ . Efekt ten powiększa obsadzenie poziomu  $\sqrt[3]_6$  i zwiękeza jego udział w procesie absorpcji.

Przejścia z innych poziomów wzbudzonych /tzw. gorące/ takie, jak z  $v_4$  na  $v_3 + v_4$  oraz z  $v_5$  na  $v_3 + v_5$  mogą być zaniedbane z dwóch względów: po pierwaze dolne poziomy  $v_4$  i  $v_5$ są mniej obsadzone niż poziom  $v_6$ , po drugie przejścia V-V z  $v_3$  na  $v_4$  i  $v_5$  są niewielkie w porównaniu z przejściem  $v_3$  na  $v_6$  ze względu na duży odstęp energetyczny między  $v_3$ a maksimum rozkładu energetycznego poziomów rotacyjnych  $v_4$  i  $v_5$ .

Z powyższej analizy schematu poziomów energetycznych sześciofluorku siarki SF<sub>6</sub> wynika, że można sprowadzić go do uproszczo- 🎜 nego układu poziomów jak na rys. 4.4. Gdyby w procesie absorpcji



Rys.4.4

Uproszczony schemat poziomów energetycznych molekuły SF6.

brały udział tylko poziomy  $V_0$  i  $V_3$ , to wraz ze wzrostem natężenia I promieniowania przechodzącego przez absorber, nastą-

- .99 -

piłoby zapełnienie poziomu  $\sqrt[3]{3}$ . Transmisja t promieniowania przy dalszym zwiększaniu natężenia I dążyłaby do wartości 100% jak w trójpoziomowym modelu absorberów nasycalnych /rozdz.2.5/. Dla układu poziomów energetycznych SF<sub>6</sub> jak na rys. 4.4, po osiągnięciu pewnego natężenia I promieniowania padającego na absorber następuje, wskutek szybkiej relakeacji V-V poziomu  $\sqrt[3]{3}$  na  $\sqrt[3]{6}$ , silne obsadzenie poziomu  $\sqrt[3]{6}$  kosztem pompowanego poziomu  $\sqrt[3]{3}$ . Tym samym zwiększa się przekrój czynny  $\sqrt[6]{24}$  na przejścia absorpcyjne z poziomu  $\sqrt[3]{6}$  na  $\sqrt[3]{3} + \sqrt[3]{6}$ .  $\sqrt[6]{24}$  staje się większe od  $\sqrt[6]{13}$  i przejście z  $\sqrt[6]{6}$  na  $\sqrt[3]{3} + \sqrt[3]{6}$  zaczyna odgrywać zauważalną rolę w procesie absorpcji dla takiego układu. W rezultacie dla dużych natężeń I charakterystyki transmisji t/I/ odbiegają od charakterystyk dla modelu trójpoziomowego – transmisja nie osiąga wartości 100%.

## 4.3. Eksperymentalne potwierdzenie dla SF<sub>6</sub> czteropoziomowego modelu absorberów nasycalnych

W celu doboru właściwych linii emisyjnych lasera  $CO_2$ , na których można spodziewać się występowania pików absorpcyjnych SF<sub>6</sub>, zmierzono pasmo  $\sqrt[3]{}_3$  widma absorpcyjnego sześciofluorku siarki. Pasmo to zmierzono za pomocą lasera  $CO_2$  w układzie, jak na rys. 4.5. Porównując wartość natężenia I<sub>o</sub> promieniowania lasera  $CO_2$  na wejściu komórki absorpcyjnej z wartością natężenia I promieniowania na wyjściu komórki obliczono transmisję  $t = I/I_0$  wiązki laserowej przechodzącej przez absorber. Pomiaru dokonano dla każdej linii emisyjnej pasma 10,4 µm lasera gałęzi P, przy wetalonej wartości natężenia I<sub>o</sub> wiązki laserowej. Charakterystyki transmisji  $t(\lambda)$  wiązki laserowej w zależności od długości fali promieniowanej dla różnych ciśnień SF<sub>6</sub> w ko-

177



Rys.4.5 Układ do pomiarów widma absorpcyjnego SF<sub>6</sub> oraz transmisji promieniowania lasera CO<sub>2</sub>. L<sub>w</sub> - lustro wyjściowe, L<sub>d</sub> - lustro dzielące, PPC - przesuwnik piszoceramiczny.

mórce absorpcyjnej przedstawiono na rys. 4.6. Otrzymane rezultaty badań pokrywają się z danymi literaturowymi [85,86].



Rys.4.6. Charakterystyki transmisji wiązki laserowej w zależności od długości promieniowanej fali  $t(\lambda)$  dla linii emisyjnej gałężi P pasma 10,4 µm lasera CO<sub>2</sub>, przy różnych ciśnieniach SF<sub>6</sub>.

- 101 -

Opierając się na powyższych wynikach eksperymentalnych do badań wybrano linie emisyjne P12, P14, P16, P18 i P20 lasera  $CO_2$ odpowiadające centralnej części pasma absorpcyjnego SF<sub>6</sub>. Pomiary transmisji t w zależności od natężenie I<sub>0</sub> promieniowania laserowego padającego na absorber wykonano w układzie jak na rys. 4.5. Obydwa detektory (Hg, Cd)Te wyskalowane były w watach za pomocą miernika mocy typu "azczurze gniazdo". Dla uniknięcia wpływu dryftów termicznych detektorów wykonano pomiary metodą detekcji homodynowej /Lock-in 1 i 2/. Zastosowano komórkę absorpcyjną o długości l = 0,3 m wypełnioną sześciofluorkiem siarki SF<sub>6</sub> o ciśnieniach p<sub>1</sub> = 13,30 Pa/100mTr/, p<sub>2</sub> = 17,29 Pa/130 mTr/, p<sub>3</sub> = 19,95/150 mTr/ oraz p<sub>4</sub> = 22,61 Pa/170 mTr/. Rys. 4.7 przedstawia charakterystyki transmisji  $t(I_0)$  wykonane dla linii emisyjnej P20 lasera  $CO_2$ dla różnych ciśnień SF<sub>6</sub>.

Mając na względzie odpowiedź takiego absorbera, jakim jest SF<sub>6</sub>, na działanie promieniowania 10,6 µm i biorąc pod uwagę kształt otrzymanych charakterystyk  $t(I_0)$  oraz wnioski wyciągnięte z analizy struktury energetycznej molekuły SF<sub>6</sub> w p. 4,2 rozdziału należy stwierdzić, że można zredukować schemat poziomów energetycznych SF<sub>6</sub> do uproszczonego czteropoziomowego modelu absorberów nasycalnych wg [28]. Wobec tego można zastosować do SF<sub>6</sub> wyprowadzone wcześniej wyrażenia /rozdz. 2.6/ do obliczenia takich charakterystycznych parametrów absorbera nasycalnego, jak natężenie nasycenia absorpcji  $I_{sa}^*$ , współczynnik  $\chi = d_0/\beta_0$ określający udział gorącego pasma w procesie absorpcji, sumaryczny współczynnik absorpcji  $d_0+\beta_0$  dla małego sygnału [87,88].

- 102 -

Wartości te obliczono na podstawie charakterystyk  $t(I_0)$ dla różnych linii emisyjnych lasera CO<sub>2</sub> /patrz rys. 4.8/ ko-



Rys.4.7 Charakterystyki transmisji wiązki laserowej przez komórke SF6 w zależności od natężenia I<sub>o</sub> wiązki na wejściu komórki.

rzystając z wyrażeń (2.99), (2.98) oraz (2.96) odpowiednio. Wyniki przedstawiono w tabeli II. Z charakterystyk na rys. 4.8, tabeli II oraz rezultatów badań przedstawionych w rozdz. 3.9.2 wynika, że wiązka promieniowania skonstruowanego lasera CO<sub>2</sub> miała wystarczające natężenie do osiągnięcia nasycenia absorpcji w SF<sub>6</sub> dla każdej linii emisyjnej lasera. Z rezultatów badań przedstawionych w tabeli II wynika również, że natężenie nasy-

- 103 -

cenia absorpcji  $I_{sa}^{*}$  dla SF<sub>6</sub> jest większe od natężenia nasycenia wzmocnienia I<sub>se</sub> dla posiadanej rury laserowej /według [63] natężenie nasycenia wzmocnienia dla tego typu rury laserowej wynosi około I<sub>se</sub> = (1,5 ÷ 2)W·cm<sup>-2</sup> Tr<sup>-1</sup> . Fakt ten wykorzystywany



Rys.4.8 Charakterystyki transmisji wiązki laserowej przez komórkę SF6 wybranych linii emisyjnych lasera CO2.

jest w biernej komutacji dobroci /Q-switching/ lasera CO<sub>2</sub> z wewnętrzną komórką absorpcyjną SF<sub>6</sub> [89,90]. - 105 -

linia emisyjna lasera CO <sub>2</sub>	I* sa W·m <sup>-2</sup> .Pa <sup>-1</sup> /W·cm <sup>-2</sup> .Tr <sup>-1</sup>		•
	[autor]	[119]	° [117]
P12	255/3,4		Øthursen
P14	300/4.0		-
P16	285/3,8		
P18	428/5,7	· ·	<u> </u>
P20	488/6,5	451/6	526/7
	$\chi = d_0 / \beta_0$		
P12	5,35		
P14	3.72		
P16	4.75		
P18	4.58		
P20	3.38	3,6	
	$d_0 + \beta_0$		
	m <sup>-1</sup> ·Pa <sup>-1</sup> / cm <sup>-1</sup> ·Tr <sup>-1</sup>		
P12	0,090/0,12		
P14	0,173/0,23	1	
P16	0,511/0,68		0,977/1,30
P18	0,300/0,40		0,345/0,46
P20	0,188/0,25	0,345/0,46	0,255/0,34

Tabela II : Zestawienia otrzymanych wartości współczynników Isa, y, do+Po.

# 4.4. Charakter poszerzenia linii absorpcyjnej SF<sub>6</sub>

Jak wynika z danych eksperymentalnych czas między zderzeniami molekuły SF<sub>6</sub> wynosi  $T_{SF_6} = SF_6 = 2926 \cdot 10^{-9} \text{ s} \cdot \text{Pa}$ /22 · 10<sup>-9</sup> s.Tr [91]. Stąd wartość poszerzenia zderzeniowego /jednorodnego/  $\Delta N_L$  dla linii spektralnej SF<sub>6</sub> równa się [16]:

$$\Delta V_{L} = \Delta \omega_{L} / 2\Pi = 1 / \Pi T_{zd}$$

dla Tzd = TSF6-SF6 podanego wyżej otrzymujemy:

 $\Delta v_i \approx 108,8 \text{ kHz/Pa} [14,5 \text{ MHz/Tr]}$ 

Dla ciśnień SF<sub>6</sub>, przy których prowadzono pomiary w niniejszej pracy, poszerzenie jednorodne SF<sub>6</sub> równało się odpowiednio: ciśnienie absorbera p[Pa/mTr] – wartość poszerzenia  $\Delta V_1$ [MHz]

7980/60 - 0,87 9310/70 - 1.01 10640/80 - 1.15 11970/90 - 1.30

Dla tych warunków, jak widać, szerokość spektralna abrerwowanych pików absorpcyjnych nie mogła być mniejsza od /0,87 - 1,30/MHz.

Poszerzenie dopplerowskie ∆V<sub>D</sub>/niejednorodne/ linii absorpcyjnej SF<sub>6</sub> można obliczyć analogicznie jak w rozdz. 3.8.2 z wyrażenia 3.16 :

 $\Delta v_{\rm D} = 2 v_{\rm o} \left( 2 \, \mathrm{kT} \ln 2 \, / \, \mathrm{M} \, \mathrm{c}^2 \right)^{1/2}$ 

Dla molekuły SF<sub>6</sub> masa M jest równa:

M = 140,0544 jedn. masy atomowej

Stąd wartość poszerzenia dopplerowskiego  $\Delta v_D$  linii absorpcyjnej SF<sub>6</sub> jest równa:

$$\Delta v_{\rm D} \approx 28,5$$
 MHz

Ponieważ dla SF<sub>6</sub> w warunkach, przy których prowadzono eksperyment jest  $\Delta v_D \gg \Delta v_L$ , to zgodnie z [92] linię spektralną SF<sub>6</sub> możemy traktować jako poszerzeną niejednorodnie. Biorąc pod uwagę rozważania przedstawione w rozdz. 2 można wyciągnąć stęd wniosek, że jest możliwe uzyskanie pików absorpcyjnych w profilu linii emisyjnej lasera CO<sub>2</sub> przy współpracy z takim absorberem jakim jest sześciofluorek siarki.

## 4.5. Laserowa spektroskopia nasyceniowa molekuły SF<sub>6</sub>. Piki absorpcyjne

Obserwację pików absorpcyjnych SF<sub>6</sub> przeprowadzono w układzie jak na rys. 4.9. Za laserem, na drodze wiązki promieniowania znajdowała się komórka absorpcyjna SF<sub>6</sub> o długości l = 0,4 m. Wiązka laserowa przechodziła przez komórkę, następnie osłabiana była tłumikiem krzemowym T i po odbiciu od lustra L<sub>0</sub> wracała, jako wiązka detekująca do komórki. Aby uniknąć wpływu wiązki detekującej na pracę lasera była ona odchylona pod niewielkim kątem od wiązki nasycającej. Wiązka detekująca po przejściu przez komórkę absorpcyjną i odbiciu od lustra dzielącego L<sub>d</sub> padała na niechłodzony detektor (Hg,Cd)Te. Pomiaru natężenia wiązki detekującej dokonano metodą detekcji synchronicznej za pomocą nanowoltomierza homodynowego /Lock-in 2/ typ 232 B marki POLON. Sygnał z nanowoltomierza obserwowany był na oscyloskopie dwukanałowym, z którego sygnał piłokształtny podstawy czasu podawany był poprzez wzmacniacz prądu stałego na przesuwnik piezoceramiczny PPC przestrajając laser w zakresie szerokości



spektralnej linii emisyjnej. Na drugi kanał oscyloskopu. równocześnie podawany był sygnał pobierany z lustra dzielącego  $L_d$ sprzed komórki absorpcyjnej /Lock-in 1/. Taki zestaw pomiarowy pozwolił na równoczesną rejestrację natężenia I wiązki detekującej na tle natężenia I<sub>1</sub> wiązki nasycającej Przemiatanych w zakresie szerokości spektralnej wybranej linii emisyjnej ośrodka aktywnego lasera CO<sub>2</sub>. Metoda ta umożliwiała lokalizację pików absorpcyjnych SF<sub>6</sub> względem centrum linii emisyjnej lasera. Do obserwacji słabych pików stosowano jako czulszą metodę pierwszej pochodnej. Szczegółowy opis metody znajduje się w rozdz.6.2. Na rys. 4.10 przedstawiono odpowiedni układ pomiarowy, również umożliwiający lokalizację pików względem centrum profilu linii emisyjnej.

Korzystając z wyznaczonego widma absorpcyjnego SF<sub>6</sub> przedstawionego na rys. 4.6, do badań wybrano siedem linii
emisyjnych ośrodka aktywnego lasera CO<sub>2</sub> tzn. linie P10, P12, P14, P16, P18, P20 i P22 pasma 10,4 µm. Piki absorpcyjne SF<sub>6</sub> zaobserwowano na pięciu liniach ėmisyjnych: P12, P14, P16, P18 i P20. Jak wynika z tabeli II największa wartość natężenia na-



Rys.4.10 Układ pomiarowy do obserwacji pików absorpcyjnych SF<sub>6</sub> metodą pierwszej pochodnej.

sycenia absorpcji jest dla linii absorpcyjnej SF<sub>6</sub> mieszczącej się w zakresie szerokości spektralnej linii emisyjnej P2O lasera CO<sub>2</sub>. Względem tej wartości ustalono natężenie I<sub>1</sub> wiązki nasycającej. Dla wybranego w tym eksperymencie ciśnienia SF<sub>6</sub> w komórce absorpcyjnej równego p = 10,64 Pa/80mTr, natężenie nasycenia absorpcji dla linii P2O wynosi /patrz tabela II/  $I_{sa}^{*}(P2O) = 5 \cdot 10^{3} \text{W} \text{m}^{-2}/0,5 \text{W} \text{cm}^{-2}$ . Natężenie I<sub>1</sub> wiązki nasycającej, mając na uwadze to co powiedziano w rozdz. 2.4.2, ustalono dla każdej linii emisyjnej na poziomie I<sub>1</sub> = 1  $\cdot 10^{4} \text{W} \text{m}^{-2}/$ /1 W·cm<sup>-2</sup> = 2  $\cdot I_{sa}^{*}(P2O)$ .

Na rys. 4.11 a-g przedstawiono oscylogramy pików absorpcyjnych SF<sub>6</sub> na tle profilów odpowiednich linii emisyjnych lasera CO<sub>2</sub>.







g) P20

Rys.4.11 a-g, oscylogramy pików absorpcyjnych SF6.

Dla słabych pików profil linii spektralnej przedstawiono w postaci jego pierwszej pochodnej. W przypadku jeszcze słabszych pików absorpcyjnych niż widoczne na rys. 4.11f i g można stosować metodę trzeciej pochodnej [93,94]. W niniejszej pracy metody tej nie stosowano ze względu na to, że wysokość pików absorpcyjnych była wystarczająca do stabilizacji laserów na zero sygnału pierwszeszej pochodnej /patrz rozdz.6/.

Metoda pierwszej pochódnej pozwoliła na zlokalizowanie na profilach spektralnych linii P12, P16 i P20 jeszcze jednego piku absorpcyjnego. Odległość  $\Delta v_a$  pików absorpcyjnych / w skali częstotliwości/ od centrum profilu spektralnego odpowiednich linii emisyjnych lasera CO<sub>2</sub> podano w tabeli III. Przedstawio-

linia emisyjna lasera CO <sub>2</sub>	∆v <sub>a</sub> [MHz]	
2	[autor]	[11]
P12	+ 14,8 b. słaby	
	- 15,5 słaby	· · ·
P14	÷ 19,6 słaby	
P16	- 8,2 b. silny	- 5
	+ 11.2 słaby	+ 10,5
P18	+ 11,6 silny	+ 9,5
P20	+ 25,7 słaby	+ 10
	- 35,0 b. słaby	- 13

Tabela III : Wartości przesunięcia AVa pików absorpcyjnych SF6 względem centrum profili linii emisyjnych CO2.

no również w niej rezultaty innej pracy [11]. Wartość  $\Delta N_{\alpha}$ znaleziono rejestrując wcześniej oscylogramy odpowiednich linii emisyjnych lasera CO<sub>2</sub> przestrajając laser przesuwnikiem piezoceramicznym w zakresie c/2L. Ilustruje tę metodę rys. 4.12. Oś odciętych /czasową/ oscylogramów wyskalowano w MHz wiedząc, że c/2L dla tej konstrukcji lasera wynosi 140 MHz. W tabeli III przez znak /+/ należy rozumieć przesunięcie piku absorpcyjnego względem centrum profilu linii emisyjnej lasera CO<sub>2</sub> w kierunku

- 113 -

wyższych częstotliwości /prawe zbocze profilu linii emisyjnej/. Odpowiednio przez znak /-/ należy rozumieć przesunięcie piku w kierunku niższych częstotliwości /lewe zbocze profilu linii emisyjnej. Widoczne piki absorpcyjne na profilach linii emisyjnych lasera CO<sub>2</sub> P12 /+14,8 MHz/, P16 /+11,2 MHz/ oraz P20 /-35,0 MHz/ - patrz tabela III i rys. 4.11 a,d i f - są

Rys.4.12 Ilustracja metody skalowania oscylogramów linii emisyjnych lasera  $CO_2$ .

objawem nadsubtelnej struktury SF<sub>6</sub> [97,98].

Obserwowane piki absorpcyjne odpowiadają centrom linii absorpcyjnych pasma  $\sqrt[3]{}_3$  molekuły SF<sub>6</sub>. Tabela IV przedstawia z jakimi liniami absorpcyjnymi SF<sub>6</sub> pokrywają się odpowiednie linie emisyjne lasera CO<sub>2</sub> według różnych autorów.

linia emisyjna	pokrywająca	się z linią	emisyjną CO.	2 linia	
lasera CO <sub>2</sub>	absorpcyjna SF <sub>6</sub> pasma $v_3$ .				
	[ 95 ]	[96]	[79]	[97]	
P12		_	R 70	_	
P14	R 25 ± 1	R 30	R 28	R 28	
P16	Q 54 ± 10	_ ·	_	-	
P18	P 40 ± 2	P 34	P 33		
P20	P 69 ± 3	_	P 59	P 59	

Tabela IV : Nazwy linii absorpcyjnych SF6 odpowiadających pikom obserwowanym na profilach linii emisyjnych CO<sub>2</sub>. 4.6. Metoda obserwacjii rejestracji profili linii

absorpcyjnych

W rozdziale tym opisano prostą metodę obserwacji i rejestracji profili linii absorpcyjnych. Na wstępie przedstawiono uproszczoną wersję metody: metodę graficzną. Rys. 4.13 przedstawia układ eksperymentalny do badania profili spektralnych pasma



Rys.4.13 Układ pomiarowy do obserwacji profili linii absorpcyjnych SF6.

absorpcyjnego. Jako wzmacniaczy detektorów (Hg, Cd)Te użyto nanowoltomierzy homodynowych /Lock-in 1 i 2/. Pozwoliło to, jak i w poprzednio opisanych układach pomiarowych, zaniedbać błąd wynikający z dryftów termicznych detektorów. Wzmacniacz prądu stałego 2 wraz z przesuwnikiem piezoceramicznym PPC 2 służył do manualnego ustawienia przemiatanej krzywej mocy wyjściowej lasera w centrum ekranu oscyloskopu.

Przepuszczając wiązkę lasera przez absorber, za komórką absorpcyjną można obserwować zniekształconą krzywą mocy wyjściowej

- 115 -

lasera, której profil jest złożeniem krzywej mocy /linii emisyjnej/ i linii absorpcyjnej. Fotografując np. z oscyloskopu dwukanałowego równocześnie profil krzywej mocy lasera przed komórką i za komórką, można na podstawie takiego oscylogramu graficznie otrzymać kształt fragmentu pasma absorpcyjnego badanego absorbera. Fragmentu, który mieści się w zakresie szerokości spektralnej krzywej mocy wyjściowej lasera. Rys. 4.14 wyjaśnia metodę postępowania przy wykreślaniu profilów linii absorpcyjnych na podstawie zdjęć oscyloskopowych. Lewa część rysunku przedsta-



Rys.4.14 Ilustracja metody wykreślania profili linii absorpcyjnych.

wia profil krzywej mocy lasera przed komórką /górna krzywa/ oraz profil krzywej mocy za komórką /dolna krzywa/. Prawa część rysunku przedstawia wykreślony profil fragmentu pasma absorpcyjnego. Proponowaną metodę zaprezentowano na przykładzie lasera CO<sub>2</sub> i sześciofluorku siarki SF<sub>6</sub> użytego jako badany absorber.

Na rys. 4.15 a - f zilustrowano przeprowadzoną graficzną analizę kształtu pasma absorpcyjnego SF<sub>6</sub> w zakresie szerokości spektralnej linii emisyjnych P12, P14, P16, P18, P20, P22 pasma 10,4 µm lasera  $CO_2$ . Na wielu przedstawionych profilach graficznie wyodrębniono fragmenty pasma absorpcyjnego SF<sub>6</sub> składającego się z dwóch linii absorpcyjnych. Przez porównanie np. rys. 4.11-d z rys. 4.15-c /linia emisyjna P16/ można

- 116 -

- 117 -













- 118 -













Ryş.4.15a-f Przykłady znajdowania profili C linii absorocyjnych i odpowiadające im oscylogramy linii emisyjnych lasera CO<sub>2</sub> przed A i za B komórką absorpcyjną SF<sub>6</sub>.

stwierdzić, że dwum wyodrębnionym graficznie centrom linii Absorpcyjnych odpowiadają dwa piki absorpcyjne. Wynik ten jest zgodny z tym co powiedziano w rozdz. 2.3.

Zakres przedstawionej metody spektroskopii laserowej można rozszerzyć np. przez wprowadzenie lasera CO<sub>2</sub> falowodowego /pracującego jednomodowo w podstawowym modzie poprzecznym/. Jak wiadomo szerokość linii emisyjnej falowodowego lasera CO<sub>2</sub> /ze względu na stosowane duże ciśnienie mieszanki gazowej/ jest rzędu 1,5 GHz [18]. Do szerokości tego pasma może też być powiększony zakres spektralny takiego spektroskopu laserowego.

Przedstawiona metoda, aczkolwiek o mniejszej rozdzielczości niż metoda laserowej spektroskopii nasyceniowej opierającej się na takich zjawiskach rezonansowych jak pik absorpcyjny, pozwala na prostą analizę kształtu badanego pasma absorpcyjnego. Metoda ta może mieć szczególne zastosowanie w spektroskopii pasm absorpcyjnych składających się z linii spektralnych poszerzonych jednorodnie /zderzeniowo lub "mocowo"/. Jak wiadomo dla takich linii spektralnych nie można otrzymać efektu <sup>W</sup>odwróconego zagłębienia Lamba<sup>W</sup> a w konsekwancji piku absorpcyjnego w profilu spektralnym krzywej mocy wyjściowej lasera /patrz rozdz.2.2 i 2.3/.

Przedstawiona wyżej graficzna metoda analizy kształtu pasm absorpcyjnych jest z pewnością uciążliwa. Autor proponuje układ eksperymentalny, który pozwala ominąć tę trudność dając możliwość bezpośredniej obserwacji i rejestracji profilu badanego pasma. Układ taki przedstawiono na rys. 4.16. Dla efektywnego działania układu konieczne jest aby wartości natężeń promieniowania padającego na detektory, a ściślej wartości sygnałów

- 119 -

z obu detektorów były porównywalne. Można to zrealizować na przykład przez wstawienie we właściwą gałąź układu optycznego tłumika o kalibrowanej transmisji. Przedstawiony układ może również znaleźć zastosowanie w stabilizacji częstotliwości pompujących laserów CO<sub>2</sub> dla poprawy efektywności pracy optycz-



Rys.4.16 Układ pomiarowy do bezpośredniej obserwacji profili linii absorpcyjnych.

nie pompowanych laserów submilimetrowych. Szczegóły takiego układu omówiono w rozdz. 6.5.

4.7. "Zagłębienie Lamba" w profilu linii emisyjnej lasera CO2

Podjęto w pracy próbę uzyskania efektu "zagłębienia Lamba" w profilu spektralnym krzywej mocy wyjściowej skonstruowanego lasera CO<sub>2</sub>. W tym celu dokonano szeregu obserwacji najsilniej generującej linii P24 pasma 10,4 µm lasera dla różnych wartości ciśnienia, składu mieszanki gazowej i prądu wyładowania. Ponieważ efekt mógł być mało widoczny, zastosowano do diagnostyki

- 120 -

"zagłębienia Lamba" metodę pierwszej pochodnej. Metodę zilustrowano na rys. 4.17. Eksperyment przeprowadzono w układzie, jak na



Rys.4.17 Profil linii emisyjnej lasera z zaglębieniem Lamba w centrum linii i jej pierwsza pochodna dla różnego poziomu strat "a, w rezonatorze laserowym.

rys. 4.18 wykonując oscylogramy pierwszej pochodnej profilu krzywej mocy wyjściowej lasera dla różnych parametrów ośrodka



Rys.4.18 Układ pomiarowy do obserwacji pierwszej pochodnej profilu linii emisyjnej lasera CO2.

aktywnego. Oscylogram na rys. 4.19 przedstawia najlepszy rezul-

- 121 -

tat jaki uzyskano dla skonstruowanego lasera CO<sub>2</sub>. Na oscylogramie widoczne jest niewielkie zniekształcenie obrazu pierwszej pochodnej profilu linii emisyjnej P24 lasera, wywołane efektem nasycenia wzmocnienia. Rezultat ten otrzymano dla składu mieszanki gazowej CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>=1:2 oraz ciśnienia całkowitego P = 240Pa/1,8 Tr/. Optymalny skład mieszanki ustalono eksperymentalnie. Trzeciego składnika – helu He nie dodawano ze względu na jego wkład w poszerzenie zderzeniowe linii emisyjnej



Rys.4.19 Oscylogram pierwszej pochodnej linii emisyjnej P24 badanego lasera CO<sub>2</sub>. Strzałką zaznaczone odkształcenie spowodowane efektem "zagłębienia Lamba" w profilu linii emisyjnej lasera.

ośrodka aktywnego lasera CO<sub>2</sub> /patrz rozdz.3.8.3/. Przytoczona wartość ciśnienia mieszanki gazowej była minimalną wartością dla jakiej udało się uzyskać generację lasera. Korzystając z wyrażeń zamieszczonych w rozdz.3.8.1,3.8.2 i 3.8.3. Obliczono, że dla tych parametrów ośrodka aktywnego,na którym pracował w tym eksperymencie laser CO<sub>2</sub> poszerzenie dopplerowskie /niejednorodne/linii emisyjnej jest równe  $\Delta v_0 = 57$  MHz a poszerzenie zderzeniowe /jednorodne/ jest równe  $\Delta v_L = 10$  MHz. Otrzymany wynik świadczy o tym, że "zagłębienie Lamba" było zbyt rozmyte na tle profilu krzywej mocy wyjściowej lasera, na skutek dużego poszerzenia zderzeniowego linii emisyjnej w porównaniu do poszerzenia dopplerowskiego, aby mogło być zaobserwowane.

Z danych powyższych wyciągnięto wniosek, że skonstruowany laser CO<sub>2</sub> posiadał zbyt duże straty, a zatem zbyt małe wmocnienie aby można było zejść do poziomu niższych ciśnień mieszanki gazowej, przy których występowałaby jeszcze generacja a poszerzenie zderzeniowe  $\Delta v_{\rm L}$  linii emisyjnej było niższe od obliczonej wyżej wartości. Zbyt duże straty rezonatora optycznego lasera mogły być również powodem niedostatecznego wysycenia wzmocnienia w rurze wyładowczej. Stąd "zagłębienie Lamba" było niemal niewidoczne.

## 5. ODWZOROWANIE KRZYWEJ MOCY WYJSCIOWEJ LASERA CO2 W REZYSTANCJI STATYCZNEJ RURY WYŁADOWCZEJ LASERA

W rozdziale tym przedstawiono teoretyczny model zależności między obsadzeniem poziomów molekuły CO<sub>2</sub> odpowiedzialnymi za akcję laserową a obsadzeniem poziomów jonizacyjnych ośrodka aktywnego CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He odpowiedzialnymi za wartość rezystancji statycznej rury wyładowczej lasera CO<sub>2</sub>.

W drugiej części rozdziału podano wyniki eksperymentalne potwierdzające słuszność przedstawionego teoretycznego modelu zjawisk fizycznych zachodzących w mieszance laserowej. C0<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He.

## 5.1. Teoria

W mieszance gazowej CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He będącej ośrodkiem aktywnym lasera CO<sub>2</sub> zachodzi wiele skomplikowanych procesów fizycznych, z których nie wszystkie są do dzisiaj w pełni wyjaśnione. Dotyczy to również zjawiska korelacji między obsadzeniem górnego poziomu ląserowego CO<sub>2</sub> a obsadzeniem poziomów jonizacyjnych mieszaniny gazowej lasera lub inaczej korelacji między mocą wyjściową lasera a rezystancją statyczną rury wyładowczej lasera. Efekt ten został praktycznie wykorzystany po raz pierwszy w 1970 roku do bezdetektorowej stabilizacji częstotliwości lasera CO<sub>2</sub>[3]. Kolejne publikacje na ten temat dotyczyły również wykorzystania praktycznego zjawiska i nie przyniosły jego teoretycznego wy-

0

jaśnienia [35,100]. Były próby ujęcia analitycznego zależności między impedancją rury laserowaj a mocą lasera lecz były to wyrażenia empiryczne [101,102]. Natomiast ukazywały się prace traktujące cząstkowo zjawiska zachodzące w plaźmie wyłądowczej lasera  $CO_2$ . I tak opracowany został model teoretyczny pozwalający na obliczenie inwersji obsadzeń dla poziomów laserowych molekuły  $CO_2$  [103]. Inne prace podawały modele uwzględniające również wpływ molekuły  $N_2$  na obsadzenie górnego poziomu laserowego w  $CO_2$  [104,105,106]. Rozszerzeniem modeli zawartych w wymienionych pracach o molekułę CO /patrz rys. 5.1/,



Rys.5.1 Schemat poziomów energetycznych mólekuł CO<sub>2</sub>, CO i N<sub>2</sub> uczestniczących w akcji laserowej.

która powstaje w laserze CO<sub>2</sub> na skutek dysocjacji molekuły CO<sub>2</sub>, była m. in. praca V.N. Očkin a [107]. Niezależnie od tego ukazywały się prace wiążące obsadzenia niskich poziomów oscylacyjnych molekuły N<sub>2</sub> z jej poziomami jonizacyjnymi [108]. Podobnie w przypadku molekuły CO [109].

Na tle cytowanej literatury model zjawisk fizycznych za-

chodzących w plaźmie wyładowczej lasera CO<sub>2</sub> zaproponowany przez R. Nowickiego i J. Pieńkowskiego traktuje omawiane wyżej zagadnienia całościowo [110]. Na tym też modelu oparł się autor w pracach nad bezdetektorową stabilizacją częstotliwości laserów CO<sub>2</sub>. Proponowany model objaśniony jest na rys. 5.2. Na rysunku zaznaczono tylko te poziomy energetyczne molekuł biorących bezpośrednio lub pośrednio w akcji laserowej, które są najistotniejsze dla podanego modelu. Model uwzględnia następujące procesy zachodzące w rurze wyładowczej lasera CO<sub>2</sub>:



Rys. 5.2 Schemat poziomów energetycznych molekuł CO2, CO i N2 uczestniczących w akcji laserowej oraz w procesie jonizacji gazów. wzbudzenia elektronowa molekuł

$$CO_2(00^{\circ}0) + e \frac{k_{02}}{k_{20}} CO_2(00^{\circ}1) + e$$
 (5.1)

$$CO(X^{1}\Sigma^{+}, v=0) + e \frac{k_{03}}{k_{30}} CO(X^{1}\Sigma^{+}, v=1) + e$$
 (5.2)

$$N_2(X^1 \Sigma_{g,v=0}^+) + e \frac{k_{0G}}{k_{60}} N_2(X^1 \Sigma_{g,v=1}^+) + e$$
 (5.3)

$$N_2(B^3\Pi_{g,v} \ge 0) + e \xrightarrow{k_{ge}} N_2(X^2 \Sigma_g^+) + 2e$$
 (5.4)

wzbudzenia zderzeniowe molekuły CO2

$$CO_2(00^{\circ}0) + M = \frac{k_{01}}{k_{10}} CO_2(v_1v_2^L 0) + M$$
 (5.5)

$$CO_2(00^{\circ}1) + M \frac{k_{24}}{k_{12}} CO_2(v_1 v_2^{\circ}0) + M$$
 (5.6)

oddziaływanie molekuły CO<sub>2</sub> z polem promieniowania i przejścia spontaniczne

$$CO_2(10^{\circ}0) + h \sqrt{\frac{k_{12}^{"}}{k_{24}^{"}}} CO_2(00^{\circ}1)$$
 (5.7)

wymiana energii pomiędzy różnego rodzaju molekułami

$$CO_2(00^{\circ}0) + CO(X^{4}\Sigma^{+}, v=1) \xrightarrow{\mathcal{R}_{32}}{\mathcal{R}_{23}} CO_2(00^{\circ}1) + CO(X^{4}\Sigma^{+}, v=0)$$
 (5.8)

$$CO_2(00^{\circ}O) + N_2(X^{1}\Sigma_{g,v=1}) \xrightarrow{\frac{3^{\circ}G_{2}}{3^{\circ}c_{26}}} CO_2(00^{\circ}1) + N_2(X^{1}\Sigma_{g,v=0}^{+})$$
 (5.9)

$$CO(X^{4}\Sigma^{+}, v=0) + N_{2}(X^{4}\Sigma^{+}_{g}, v=1) \xrightarrow{\frac{2^{2}G^{3}}{3^{2}G^{3}}} CO(X^{4}\Sigma^{+}, v=1) + N_{2}(X^{4}\Sigma^{+}_{g}, v=0) \quad (5.10)$$

Dla przytoczonego systemu poziomów energetycznych /jak na rys. 5.2 / nożna napisać następujący układ równań na szybkość obsadzeń

poszczególnych poziomów uzupełniony bilansem elektronów	w wy-
ładowaniu i bilansem fotonów:	
$dn_1/dt = A_0 - A_1n_1 + A_2n_2$	(5.11)
$dn_2/dt = B_0 + B_1n_1 - B_2n_2 + B_3n_3 + B_6n_6$	(5.12)
$dn_3/dt = C_0 + C_2n_2 - C_3n_3 + C_6n_6$	(5.13)
$dn_6/dt = D_0 + D_2n_2 + D_3n_3 - D_6n_6$	(5.14)
$dn_4/dt = W_{04}N_{c0} - (W_{4e} + A_{4e})n_4 + A_{54}n_5$	(5.15)
$dn_5/dt = W_{05} N_{c0} + W_{35} n_3 - (W_{5e} + A_{54}) n_5$	(5.16)
$dn_7/dt = A_{70}n_7 + A_{87}n_8$	(5.17)
$dn_8/dt = W_{08}N_{N_2} - (W_{8e} + A_{87})n_8 + A_{98}n_9$	(5.18)
$dn_g/dt = W_{0g} N_{N_2} + W_{6g} n_6 - (W_{ge} + A_{ge}) n_g$	(5.19)
$dne/dt = W_{0e}N + W_{2e}n_2 + W_{4e}n_4 + W_{5e}n_5 + W_{8e}n_8 + W_{9e}n_9 - \beta n_e$	(5.20)
$dn_{f}/dt = W_{21}'' n_{2} + W_{12}'' n_{1} - rn_{f}$	(5.21)
gdzie: r = 0 c/2L - straty liczby fotonów w jednostce cza	su [s <sup>-1</sup> ]
0 – współczynnik strat	
c – prędkość światła, [m s <sup>-1</sup> ]	
L - długość rezonatora, [m]	

- 128 -

n1....ng - obsadzenia poszczególnych poziomów [m<sup>-3</sup>]  $N = N_{CO_2} + N_{CO} + N_{N_2} + N_{He} - całkowita koncentracja gazu [m^{-3}]$ β<sub>a</sub> =(2,4/R)<sup>2</sup>. D<sub>a</sub> [s<sup>-1</sup>] R - promień rury wyładowczej [m] D<sub>a</sub> – współczynnik dyfuzji ambipolarnej  $\begin{bmatrix} m^2 & s^{-1} \end{bmatrix}$  $A_{0} = (W_{01} + W_{01}^{1}) \cdot N_{CO_{2}}$  $A_1 = W_{10} + W_{12} + W_{10} + W_{12} + W_{12}^{"}$  $A_2 = W_{21} + W_{21}^{1} + W_{21}^{11}$ Bo = W02' NCO2  $B_1 = W_{12} + W_{12} + W_{12}^{"}$  $B_2 = W_{20} + W_{21} + W_{20} + W_{21}^1 + W_{21}^1 + V_{23} + V_{26}$ <sup>B</sup><sub>3</sub> = V<sub>32</sub>  $B_6 = V_{62}$ Co = Wos'Nco  $C_2 = V_{23}$  $C_3 = W_{30} + W_{35} + V_{32} + V_{36}$  $C_6 = V_{63}$ Do = W06'NN2  $0_2 = V_{26}$ D3 = V36  $D_6 = W_{60} + W_{69} + V_{62} + V_{63}$  $W_{ij}$  - pobudzenia elektronowe =  $k_{ij} \cdot n_e [m^3 \cdot s^{-1} \cdot m^{-3}] = [s^{-1}]$ W<sub>ij</sub> - pobudzenia zderzeniowe = k<sub>ij</sub> [s<sup>-1</sup>]

 $W_{ij}^{ii} - wzbudzenia fotonowe = k_{ij}^{ii} \cdot n_f [m^3 s^{-1}] \cdot [m^{-3}] = [s^{-1}]$   $V_{ij} - wzbudzenia skrośne = \mathcal{K}_{ij} \cdot p_j [Pa^{-1} s^{-1}] \cdot [Pa] = [s^{-1}]$   $n_e - koncentracja elektronów [m^{-3}]$   $n_f - koncentracja fotonów [m^{-3}]$   $p_j - ciśnienie składnika j [Pa]$   $k. k'. k''. \mathcal{K} - odpowiednio szybkości procesów(5.1-4), (5.5-6),$  (5.7) i (5.9-10)

Z przybliżonego rozwiązania układu równań (5.11-21), dokonując odpowiednich uproszczeń można otrzymać wyrażenie analityczne opisując korelację zmian rezystancji statycznej  $\Delta R_{\rm s}/R_{\rm s}$ rury wyładowczej i zmian gęstości fotonów  $\Delta n_{\rm f}/n_{\rm f}$  wewnątrz rezonatora laserowego proporcjonalnej do zmian mocy wyjściowej  $\Delta P_{\rm o}/P_{\rm o}$  lasera:

$$\frac{\Delta R_s}{R_s} = -g_8 G_1 G_2 \left(\frac{H_1}{H_6} - \frac{H_2}{M}\right) \frac{\Delta n_f}{n_f} \sim \frac{\Delta P_0}{P_0} \quad (5.22)$$

gdzie:

$$H_{1} = \{(c_{0}D_{3}+D_{3}C_{0}) [(A_{1}-B_{1})W_{21}^{"} - (A_{2}-B_{2})W_{12}^{"}] + \\ + W_{12}^{"}[(A_{0}+B_{0})(C_{2}D_{3}+C_{3}D_{2}) + B_{3}(C_{0}D_{2}-C_{2}D_{0})]\}$$

$$H_{2} = \{(c_{3}D_{6}-C_{6}D_{3}) [(A_{1}-B_{1})W_{21}^{"} - (A_{2}-B_{2})W_{12}^{"} + \\ - W_{12}^{"}[B_{3}(C_{2}D_{6}+C_{6}D_{2}) + B_{6}(C_{2}D_{3}+C_{3}D_{2})]\}$$

$$G_{1} = (1 + k_{08}/k_{09})^{-1}$$

$$G_{2} \approx n_{6}/N_{N_{2}}$$

$$M = (A_{1}B_{1}-A_{2}B_{2})(C_{3}D_{6}-C_{6}D_{3}) - A_{1}B_{3}(C_{2}D_{0}+C_{0}D_{2}) - A_{1}B_{6}(C_{2}D_{3}+C_{3}D_{2})]$$

 $M_{6} = (A_{1}B_{2} - A_{2}B_{1}) (C_{0}D_{3} + C_{3}D_{6}) + (A_{0}B_{1} + A_{1}B_{0}) (C_{2}D_{3} + C_{3}D_{2}) + A_{1}B_{3}(C_{0}D_{2} - C_{2}D_{0})$  $y_{8} = (k_{8e} \cdot n_{8}/\beta_{a})$ 

Autorzy cytowanej pracy opierając się na danych literaturowych obliczyli m.in., że w przyjętym modelu procesów fizycznych zachodzących w mieszaninie gazowej  $\rm CO_2:N_2:He$ , główną rolę w oddziaływaniu mocy wyjściowej lasera  $\rm CO_2$  na rezystancję statyczną rury wyładowczej lasera odgrywa stopniowa jonizacja molekuł N<sub>2</sub> poprzez wzbudzone poziomy elektronowe  $\rm C^3 \Pi_u$  i B<sup>3</sup> \Pi g. Obliczenia wykazały, że udział tego procesu w korelacji między poziomami odpowiedzialnymi za akcję laserową w  $\rm CO_2$  a poziomami jonizacyjnymi mieszanki laserowej wynosi około 97% wszystkich możliwych procesów. Sama zaś wartość współczynnika korelacji zmian rezystancji statycznej  $\Delta R_8/R_8$  i zmian mocy wyjściowej  $\Delta P_0/P_0$  lasera wynosi około:

$$\frac{\Delta R_{s}}{R_{s}} / \frac{\Delta P_{o}}{P_{o}} \approx 10^{-3}$$
 (5.23)

Z przedtawionej teorii wynika również, że dla odpowiednio niskiego poziomu gęstości fotonów N<sub>f</sub> w rezonatorze laserowym CO<sub>2</sub>, odwzorowanie krzywej mocy wyjściowej laseea w zmianach rezystancji statycznej rury wyładowczej jest wierne /patrz rys. 5.3/.

Efekt ten został wykorzystany w niniejszej pracy do bezdetektorowej stabilizacji częstotliwości laserów CO<sub>2</sub>.

- 131 -



Rys.5.3 Zależność współczynnika korelacji  $\Delta R_g/R_g$  od gęstości  $n_f$  fotonów w rezonatorze laserowym, wrysowano efekt odwzorowania  $P(\omega) \le \Delta R_g/R_g(\omega)$ , (odpowiednio krzywa a i b).

## 5.2. Eksperyment

Niżej przedstawiono wyniki eksperymentów, które miały na celu zweryfikowanie zaprezentowanej wcześniej teorii. Badania przeprowadzono w układzie, jak na rys. 5.4 [111]. Widoczny na schemacie regulowany wzmacniacz prądu stałego i przesuwnik piezoceramiczny PPC służył do ustawiania punktu pracy lasera  $CO_2$ na makeimum jego krzywej mocy wyjściowej tuż przed kolejnym pomiarem. Dobrze wyżarzony laser nie zmieniał wartości swej mocy wyjściowej podczas zdejmowania jednej charakterystyki  $\Delta R/R(I,p)$ dla zadanego ciśnienia i składu mieszanki. Pomiary wykonano dla składów mieszanki gazowej  $CO_2:N_2:He$  równych 1:1:4, 1:1:3, 1:2:3, 1:1:6, 1:2:6, 1:3:3 i dla porównania w czystym  $CO_2$ 

- 132 -

/patrz rys. 5.5/.

W eksperymencie tym wiązka laserowa przerywana była okresowo z częstotliwością 283 Hz mechanicznym.przerywaczem wiązki.



Rys.5.4 Układ do pomiarów charakterystyk AR/R(I,p).

Stąd zmiany mocy wynosiły  $\Delta P_0/P_0 = 1$ . Współczynnik korelacji równał się zatem /po opuszczeniu indeksu "s"/:  $(\Delta R_g/R_g)/(\Delta P_0/P_0) = \Delta R/R$ . Jak wynika z charakterystyki  $\Delta R/R(I,p)$  dla optymalnych wartości I prądu lasera, ciśnienia p mieszanki gazowej i składu mieszanki, współczynnik korelacji  $\Delta R/R$  osiąga wartość rzędu 4.40<sup>-3</sup>, co potwierdza wynik uzyskany drogą analizy teoretycznej.

Inną przesłanką teorii przedstawionej w p. 5.1 jest to, że odwzorowanie profilu krzywej mocy wyjściowej lasera CO<sub>2</sub> w rezystancji statycznej rury wyładowczej powinno być wierne. Eksperyment mający na celu potwierdzenie tego wniosku zrealizowano w układzie na na ryę. 5.6. Pomiary zrealizowano metodą detekcji homodynowej. Wzmacniacz prądu stałego 2 i przesuwnik piezoceramiczny PPC 2 użyte były tutaj /jak i w innych podob-

- 133 -

- 134 -









ŝ

rys.g

Rys.5.5 Zależności współczynnika korelacji  $\Delta R/R$  od pradu wyładowania przy różnych ciśnieniach i składach mieszanki gazowej.

- 135 -

nych eksperymentach/ jako układ pomocniczy, pozwalający na ekranu ustawienie obserwowanego obrazu w centrum oscyloskopu. Ułatwiał on obserwowanie i fotografowanie oscyloskopowego obrazu badanych zjawisk. Otrzymany wynik przedstawiono na oscylogramie



Rys.5.6 Układ pomiarowy do równoczesnej obserwacji krzywej mocy wyjściowej lasera CO<sub>2</sub> za pomocą fotodotektora i detekcji zmian rezystancji statycznej rury wyładowczej.

/rys.5.7/. Z oscylogramu wynika, że kształt krzywej mocy odwzorowanej w rezystancji statycznej rury wyładowczej lasera jest identyczny z profilem jego krzywej mocy wyjściowej promieniowania.

W omawianym eksperymencie prąd lasera był stabilizowany i widoczny na oscylogramie profil był odwzorowaniem krzywej mocy lasera w zmianach napięcia na rurze wyładowczej. Z tych względów obserwowane zjawisko można nazwać efektem opto-woltaicznym. Można oczywiście stosować inne układy zasilania lasera, bez stabilizacji prądu i obserwować badany sygnał w zmianach prądu rury wyładowczej. Efekt ten w tym przypadku można nazwać efektem opto-galwanicznym [35].



Rys.5.7 Przykład oscylogramu krzywej mocy wyjściowej P(ω) lasera przestrajanego rejestrowanej fotodetektorem (dolna krzywą) z równoczesną rejestracją zmian ΔR(ω) rezystancji statycznej rury wyładowczej (górna krzywa).

Otrzymana wartość wpółczynnika korelacji  $\Delta R/R \approx 4 \div 10^{-3}$ jest wystarczająca aby można było wykorzystać ten efekt do bezdetektorowej stabilizacji częstotliwości lasera. Należy zaznaczyć, że dla tej wartości współczynnika korelacji, dla optymalnych warunków pracy lasera tzn. prądu I = 20 mA, ciśnienia p = 1330Pa/10Tr/ i składu mieszanki CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He = 1:1:4, przy stabilizowanym prądzie, bezwzględne zmiany napięcia na rurze wyładowczej /wywołane zmianą mocy wyjściowej o 100%/ wynoszą około 25V i nie ma technicznych problemów z odpowiednim ich wzmocnieniem. Można ten sygnał /opto-woltaiczny/ jeszcze podwyższyć stosując lustro wyjściowe o mniejszej transmisji. Na rys. 5.8 przedstawiono zależność współczynnika korelacji ΔR/R i mocy wyjściowej P badąnego lasera CO<sub>2</sub> od prądu wyładowania I dla dwóch różnych średnic 2r otworów w lustrze wyjścio-



Rys.5.8 Zależności współczynnika korelacji R/R i mocy wyjściowej lasera CO<sub>2</sub> od prądu wyładowania dla różnych średnic otworów w lustrze wyjściowym.

wym. Dla mniejszego otworu transmisyjnego o transmisji t = 12% /patrz charakterystyki na rys. 3.23/ współczynnik korelacji osiąga wartość  $\Delta$  R/R  $\approx$  6 · 10<sup>-3</sup>. Dzieje się to, jak wynika z charakterystyki na rys. 5.8, kosztem mocy wyjściowej P.

- 138 -

Wersja ta musi być odrzucona przede wszystkim ze względu na wielomodową pracę lasera co stwierdzono metodą analizy heterodynowej.

Reasumując, otrzymana wartość współczynnika korelacji oraz fakt wiernego odwzorowania krzywej mocy wyjściowej lasera w rezystancji statycznej rury laserowej jest wystarczającą przesłanką do realizacji bezdetektorowej stabilizacji częstotliwości lasera CO<sub>2</sub> wykorzystującej zjawisko opisane w tym rozdziale.

Jednakże, jak wspomniano w rozdz. 3.9.2 zastosowane lustro transmisyjne z otworem może być, w przypadku wadliwego zjustowania lasera, źródłem wielu komplikacji /patrz rys. 3.26/. Przede wszystkim odwzorowanie krzywej mocy wyjściowej lasera w rezystancji statycznej rury wyładowczej, przy źle zjustowanym laserze nie jest wierne. Jest to szczególnie widoczne dla pracy wielomodowej. Na oscylogramie rys. 5.9-a widać, że maksima obydwu profili  $P(\omega)$  i  $\Delta R/R(\omega)$  nie pokrywają się. Na oscylogramie rys. 5.9-b zilustrowana jest sytuacja gdy maksymalna moc lasera promieniowana jest wyraźnie kosztem sygnału opto-woltaicznego. Oscylogram na rys. 5.9-c przedstawia sytuację gdy laser jest zjustowany prawidłowo, tzn. osie rury wyładowczej i rezonatora optycznego pokrywają się. Jednak i w tym przypadku widać, że poszczególne mody /poprzeczne/ nie odwzorowują się w równym stopniu.

Poprzedni oscylogram na rys. 5.7 wykonany został również przy prawidłowo zjustowanym laserze lecz w warunkach pracy jednomodowej. Pracę w modzie podstawowym TEM OO uzyskano

- 139 -

przez umieszczenie na drodze wiązki laserowej wewnątrz rezonatora diafragmy o średnicy 7 . 10<sup>-3</sup> m.



a)



Ь)

c)



Rys.5.9 - a,b,c

Oscylogramy krzywych mocy wyjściowej P(ω)(dolna krzywa) lasera CO<sub>2</sub> z równoczesną rejestracją zmian rezystancji statycznej Δ R(ω) (górna krzywa) rury wyładowczej przy różnych warunkach zjustowania.

## 6. STABILIZACJA CZĘSTOTLIWOŚCI PROMIENIOWANIA LASERÓW MOLEKULARNYCH CO2

Szerokość spektralna promieniowania lasera gazowego o pracy ciągłej jest bardzo mała i teoretycznie jej wartość może być rzędu ułamka Herca [112]. Jednakże częstotliwość pracy lasera podlega silnym fluktuacjom z przyczyn wymienionych w rozdz.3. Częstotliwość generowanej przez laser fali fluktuuje w zakresie szerokości spektralnej jego krzywej mocy wyjściowej. W wielu zastosowaniach laserów gazowych, w tym laserów molekularnych CO<sub>2</sub> o pracy ciągłej,wymagana jest stabilizacja częstotliwości fali emitowanej przez laser. Szerokie zastosowanie takich laserów sprawia, że stabilizacja częstotliwości laserów o pracy ciągłej stanowi odrębną dyscyplinę badawczą.

6.1. Przegląd układów stabilizacji częstotliwości laserów CO<sub>2</sub>

2

- 1. Rys. 6.1a stabilizacja na maksimum krzywej mocy wyjściowej promieniowania lasera [113].
- 2. Rys. 6.1b stabilizacja na centrum "zagłębienia Lamba" w profilu krzywej mocy wyjściowej lasera [114,115].
- 3. Rys. 6.1c stabilizacja częstotliwości z wykorzystaniem rezonatora trójzwierciadłowego. Poprzez zastosowanie takiego zwierciadła uzyskuje się zawężenie profilu krzywej mocy wyjściowej



- 143 -



Rys.6.1 Nicktore stosowane układy stabilizacji.

lasera, a tym samym zwiększenie nachylenia jej zbocza. W przypadku stabilizacji lasera na zbocze krzywej mocy o wartości stabilności decyduje wielkość nachylenia zbocza [116].

4. Rys. 6.1d – stabilizacja na centrum "zagłębienia Lamba" w profilu linii emisyjnej świecenia bocznego komórki absorpcyjnej CO<sub>2</sub>, umieszczonej wewnątrz rezonatora laserowego [117].

5. Rys. 6.1e - stabilizacja na centrum "zagłębienia Lamba" w profilu linii emisyjnej świecenia bocznego zewnętrznej komórki absorpcyjnej CO<sub>2</sub>. Na skutek znacznie mniejszego poszerzenia "mocowego" niż w poprzedniej metodzie, uzyskuje się węższy szczegół absorpcyjny [118].

6. Rys. 6.1f – stabilizacja z wykorzystaniem konkurencji w jednoczesnej generacji lasera CO<sub>2</sub> na dwóch różnych liniach emisyjnych z rezonatorem pozbawionym elementów selekcyjnych. Laser stabilizowany jest na zero otrzymywanego za wzmacniaczem różnicowym sygnału [119].

7. Rys. 6.1g - stabilizacja częstotliwości lasera CO<sub>2</sub> na mini. mum transmisji wiązki laserowej przechodzącej przez komórkę absorpcyjną wypełnioną ośrodkiem aktywnym pompowanego optycznie lasera submilimetrowego FIR. Minimum profilu spektralnego transmisji wiązki laserowej przez komórkę odpowiada centrum krzywej mocy wyjściowej lasera FIR. Metoda ta pozwala na poprawę
efektywności pompowania optycznego lasera FIR laserem CO<sub>2</sub> [120].

8. Rys. 6.1h - stabilizacja na centrum piku absorpcyjnego z wewnętrzną komórką absorpcyjną CO<sub>2</sub>. Duże nachylenie pochodnej otrzymywanego piku absorpcyjnego CO<sub>2</sub> daje w rezultacie lepsze wyniki stabilności niż w metodzie 2. Nadal jednak, jak i w metodzie 2, dużą rolę odgrywa poszerzenie mocowe piku [121].

9. Rys.6.1i - stabilizacja na centrum piku absorpcyjnego otrzymywanego za pomocą zewnętrznej komórki absorpcyjnej SF<sub>6</sub> [22, 122, 123, 124] lub OsO<sub>4</sub> [122, 125, 126, 127]. Metodą tą uzyskuje się najlepsze wyniki stabilności częstotliwości laserów CO<sub>2</sub>.

10. Rys.6.1j - metoda zilustrowana na tym rysunku różni się od poprzedniej sposobem modulacji częstotliwości promieniowania lasera niezbędnej do otrzymania krzywej dyskryminacyjnej z piku absorpcyjnego. Tu modulacja została wyniesiona na zewnątrz rezonatora optycznego dzięki czemu unika się jej negatywnego wpływu na krótkoterminową stabilność laserów. Modulację wiązki laserowej uzyskuje się dzięki efektowi Dopplera na skutek odbicia wiązki od drgającego zwierciadła [128].

11. Rys. 6.1k - stabilizacja na centrum krzywej mocy wyjściowej lasera CO<sub>2</sub> odwzorowanej w rezystancji sta

- 145 -

tycznej rury wyładowczej lasera. Metoda ta zaproponowana po raz pierwszy przez M.L.Skolnick a [3] wykorzystuje efekt korelacji między obsadzeniem górnego poziomu laserowego CO<sub>2</sub> a poziomami jonizacyjnymi /patrz rozdz. 5/. Zaletą tej metody jest wyeliminowanie detektora optycznego z układu pętli stabilizacji częstotliwości [129,100].

2

Poza wymienionymi stosowane są inne, rzadziej spotykane układy stabilizacji wykorzystujące:

- 12. rezonator trójzwierciadłowy jako jedno ze zwierciadeł laserowych [130].
- 13. rezonator pierścieniowy [131].
- 14. efekt Zeemana, występujący dla rury wyładowczej lasera umieszczonej w polu magnetycznym [132]

15. zewnętrzną komórkę Stark a [133].

16. interferometr [134].

Ze względu na uzyskiwane wyniki stabilności można dokonać podziału wymienionych metod na dwie grupy: grupa I-sza /2,4,5,8,9,10/ - wykorzystująca efekty nasyceniowe w ośrodkach rezonansowo-emisyjnych i rezonansowo-absorpcyjnych, grupa II-ga /1,3,6,7,11,12,13,14,15,16/ - metody sprowadzające się do stabilizacji na zbocze lub centrum krzywej mocy wyjściowej lasera. Wyniki stabilności uzyskiwane w grupie I-szej można zaliczyć do stabilności wysokiej a wyniki uzyskiwane w grupie II-ej do stabilności średniej [ 2 ]. Do zrealizowania wytyczonego celu pracy konieczne było ograniczenie liczby przedsięwziętych eksperymentów do kilku reprezentatywnych metod stabilizacji. Autor uznał za reprezentatywne z grupy I-ej, grupy stabilności wysokiej, metodę stabilizacji na centrum piku absorpcyjnego otrzymywanego metodę zewnętrznej komórki absorpcyjnej /rys.6.1i/ oraz metodę stabilizacji na centrum zagłębienia Lamba w profilu linii emisyjnej ośrodka aktywnego lasera CO, /rys.6.1b/. Ostatnia metoda z powodów wyjaśnionych w rozdz. 4.7 nie mogła być w niniejszej pracy zrealizowana. Z grupy II+ej, grupy stabilności średniej, autor wybrał do realizacji metodę stabilizacji na centrum krzywej mocy wyjściowej lasera CO<sub>2</sub> /rys.6.1a/ oraz metodę stabilizacji na centrum krzywej mocy wyjściowej lásera CO<sub>2</sub> odwzorowanej w rezystancji statycznej rury wyładowczej /rys.6.1k/. Ta ostatnia metoda zyskuje na popularności. Ostatnio /w 1982r/ została ona wykorzystana do stabilizacji częstotliwości lasera CO, falowodowego [135]. W związku z tym, porównanie otrzymywanych tą metodą wyników stabilności z wynikami otrzymywanymi za pomocą innych metod stabilizacji częstotliwości jest interesujące i wydaje się potwierdzać słuszność. postawienia sformułowanej przez autora tezy.

## 6.2. Ekstremalna stabilizacja częstotliwości laserów CO<sub>2</sub>

Przeważająca część przedstawionych w p. 6.1 metod stabilizacji w tym również i tych, które zostały zrealizowane w obecnej pracy, opierają się na układach stabilizacji,na ekstremum krzywej mocy wyjściowej lasera lub piku absorpcyjnego, wykorzystujących kształt pierwszej pochodnej wymienionych profili. Rys. 6.2 wyjaśnia metodę pierwszej pochodnej, którą również wykorzystuje się przy obserwacji mało widocznych szczegółów absorpcyjnych /patrz rozdz. 4.5/.



Rys.6.2 Ilustracja metody pierwszej pochodnej.

Częstość pracy lasera / np.:  $\omega = \omega_1$  lub  $\omega = 2\omega_0 - \omega_4$ , rys. 6.2a/ modulowana jest za pomocą generatora wiodącego. Pierwsza harmoniczna /rys.6.2b/ tak zmodulowanego sygnału promieniowania wyjściowego lasera detekowana jest za pomocą detektora fazoczułego. Otrzymany sygnał pierwszej harmonicznej jest proporcjonalny do pierwszej pochodnej krzywej mocy lasera lub pierwszej pochodnej profilu piku absorpcyjnego [136]. Na rys. 6.3 przedstawiono schemat układu do obserwacji sygnału pierwszej pochodnej. Oscylogram na rys. 6.4b przedstawia przykład tak otrzymanej pierwszej pochodnej sygnału mocy wyjściowej skonstruowanego lasera CO<sub>2</sub>. Tak uzyskana krzywa dyskryminacyjna jest bezpośrednio wykorzystywana w stabilizacji częstotliwości lasera.

- 148 -

Zasada działania elektronicznej pętli stabilizacji częstotliwości lasera /rys.6.5/ jest następująca: każde odstrojenie się



Rys.6.3 Układ do równoczesnej obserwacji pierwszej pochodnej profilu krzywej mocy wyjściowej lasera i jego odwżorowania w rezystancji statycznej rury wyładowczej.

częstotliwości pracy lasera od ekstremum krzywej mocy wyjścio-



rys.a



rys.b

Rys.6.4 Oscylogramy krzywej mocy wyjściowej lasera CO2 rys.a i jej pierwszej pochodnej rys.b.

wej lasera, czy też centrum piku absorpcyjnego, powoduje pojawienie się na wyjściu detektora fazoczułego dodatniego lub ujemnego /znak zależy od kierunki odstrojenia w skali częstotliwości/ sygnału błędu; sygnał błędu odpowiednio wzmocniony we wzmacniaczu prądu stałego steruje przesuwnikiem piezoceramicznym a zarazem lustrem lasera tak, aby punkt pracy lasera



Rys.6.5 Układ elektronicznej pętli stabilizacji częstotliwości lasora.

wrócił na ekstremum krzywej mocy wyjściowej lub piku, co odpowiada przesunięciu punktu pracy lasera po krzywej dyskryminacyjnej /patrz rys. 6.2 i 6.4/ do początku układu współrzędnych.

Taki skutek miałoby działanie idealnej pętli stabilizacji. W praktyce, rzeczywista pętla nie stabilizuje idealnie częstotliwości pracy lasera ze względu na ograniczone jej pasmo działania, skończone wzmocnienie oraz szumy własne. Jeśli gęstość widmowa mocy fluktuacji częstotliwości lasera niestabilizowanego wynosi  $S^{O}(\omega)$ , to pod wpływem pętli sprzężenia zwrotnego zostanie ona zredukowana do wartości  $S^{S}(\omega)$ . Według [ 137,138] wyrażenie na gęstość widmową mocy fluktuacji częstotliwości lasera stabilizowanego  $S^{S}(\omega)$  ma postać:

$$S^{s}(\omega) = S^{o}(\omega) \frac{1 + (\omega \tau_{o})^{2}}{(1 + K)^{2} + (\omega \tau_{o})^{2}} + S^{n}(\omega) \frac{1 + (\omega \tau_{o})^{2}}{(1 + K)^{2} + (\omega \tau_{o})^{2}}, (6.1)$$

- 150 -

gdzie: To - stała czasowa pętli stabilizacji [s], K - wzmocnienie otwartej pętli dla małych częstotliwości

 $S^{n}(\omega)$  - gęstość widmowa mocy szumów otwartej pętli [ $Hz^{2}/Hz$ ],

Jak wynika z powyższego wyrażenia w celu minimalizacji gęstości widmowej mocy fluktuacji  $S^{S}(\omega)$  lasera stabilizowanego należy ograniczyć gęstość widmową mocy fluktuacji  $S^{O}(\omega)$ , co sprowadza się do poprawienia biernej stabilizacji lasera. Poza tym należy ograniczyć gęstość widmową mocy fluktuacji  $S^{n}(\omega)$ tzn. minimalizować poziom szumów otwartej pętli stabilizacji.

Srodki, które zostały przedsięwzięte dla uzyskania odpowiednio wysokiej biernej stabilności pracy lasera zostały przedstawione w rozdz. 3.1. Poza tym, pomiary stabilności wykonywano wieczorami, kiedy był mały ruch w budynku a zatem najmniejsze drgania, które mogły przenosić się poprzez stanowisko antywstrząsowe na konstrukcję rezonatora laserowego. Na poziom szumów układu elektronicznej pętli stabilizacji autor nie miał wpływu. W pracy skorzystano z gotowych podzespołów elektronicznych takich, jak nanowoltomierz homodynowy typ 232B, detektory /Hg,Cd/Te niechłodzone [34], przesuwniki piezoceramiczne firmy Lansing i opracowane w zespole przez dr K.M. Abramskiego [139], wzmacniacze prądu stałego wg opracowania dr E. Matrasa [94].

0

W celu minimalizacji fluktuacji lasera stabilizowanego można również, jak wynika z wyrażenia (6.4), optymalizować całkowite wzmocnienie K pętli, które zależy m. in. od wielkości nachylenia charakterystyki dyskryminacyjnej elementu

151 -

rezonansowego jakim jest krzywa mocy wyjściowej lasera lub pik absorpcyjny. Jednakże nie można zwiększać nieograniczenie wzmocnienia petli ponieważ może spowodować to wzbudzenie się układu. Z tego powodu wzmocnienie pętli w przedstawionych dalej eksperymentach dobrano na drodze eksperymentalnej. Nachylenie charakterystyki dyskryminacyjnego elementu rezonansowego, tzn. nachylenie pierwszej pochodnej krzywej mocy wyjściowej lasera lub pochodnej profilu piku absorpcyjnego, można zmaksymalizować poprzez dobór wartości głębokości modulacji częstotliwości pracy lasera. W przypadku krzywej mocy lasera maksymalne nachylenie pierwszej pochodnej uzyskuje się dla dewiacji częstotliwości pracy lasera porównywalnej z szerokością spektralną jego krzywej mocy /kilkadziesiąt MHz/. Wprowadza to dużą chwilowa niestałość częstotliwości pracy lasera a zatem pogarsza jego stabilność. Z tego powodu wartość dewiacji częstotliwości lasera ustalono na dużo niższym poziomie /patrz rozdz. 6.4.1/.

6.3. Metoda pomiaru stabilności częstotliwości promieniowania laserów

Ze względu na wysoką częstotliwość  $V_0$  pracy takiego generatora jakim jest laser /dla lasera  $CO_2$   $V_0 \approx 30$ THz/, jak dotąd nie ma dostatecznie opanowanych metod bezpośredniego pomiaru niestabilności częstotliwości pracy lasera. Jedyną, praktykowaną metodą pomiaru niestabilności jest metoda porównywania ze sobą częstotliwości promieniowania dwóch niezależnie pracujących laserów tzn. pomiaru fluktuacji częstotliwości

- 152 -

różnicowej pracy obydwu laserów. Pomiar ten jest realizowany poprzez heterodynowanie wiązek obydwu laserów i zliczanie powstałych w ten sposób prążków tworzących ruchomy obraz interferencyjny na powierzchni detektora. Liczba przesuwających się prążków interferencyjnych przez powierzchnię detektora w jednostce czasu jest równa częstotliwości różnicowej  $\Delta V_{\rm K}$  pracy obu laserów.

Na oscylogramach /rys.6.6a.b.c/ przedstawiono sygnał heterodynowy dwóch skonstruowanych laserów CO2. Oscylogram na rys.6.6a ilustruje sytuację kiedy w czasie trwania ekspozycji oscylogramu /około 60 $\mu$ s/ częstotliwość różnicowa  $\Delta v_k$  dwóch zdudnianych wiązek obydwu laserów zmalała od wartości około 1 MHz do około 0,4 MHz. Na oscylogramach rys. 6.6b i c można wyróżnić fragmenty gdzie częstotliwość różnicowa  $\Delta v_k$  obydwu laserów w odcinku czasowym 200-300 µs była stała i wynosiła oko- $\Delta V_k \approx 30 ~\rm kHz~/lewa~część~oscylogramów/. Daje to~względną$ ło niestałość częstotliwości pracy laserów, w czasie trwania zarejestrowanego fragmentu przebiegu sygnału heterodynowego, równą  $\Delta v_k / v_o \approx 1 \cdot 10^{-9}$ . W środkowej części oscylogramów na rys. 6.6b i c obserwujemy zniekształcenie sygnału heterodynowego wywołane chwilową zmianą częstotliwości różnicowej. Wszystkie oscylogramy na rys. 6.6 wykonano dla dwóch laserów CO, niestabilizowanych.

W celu otrzymania efektywnego, ze względu na maksymalny sygnał z detektora, zdudnienia niezbędne jest aby obie wiązki laserowe skupione były za pomocą soczewki /rys.6.7/ na niewielkiej powierzchni detektora /dla zastosowanych detektorów /Hg,Cd/Te powierzchnia ta wynosiła około 1 · 10<sup>-6</sup>m<sup>2</sup>/1mm<sup>2</sup>/.



a



Rys.6.6 Oscylogramy sygnału dudnieniowego dwóch laserów CO2.

W takim przypadku fronty falowe obu wiązek za soczewką w talii /przewężce/, gdzie umieścić należy detektor, można traktować



Rys.6.7 Optyczny układ zdudniania wiązek laserowych.

jako płaszczyzny. Pozwala to na prostą analizę zdudniania obu wiązek laserowych traktowanych jako dwie fale płaskie. Szczegóły takiej analizy można znaleźć w pracy [140]. Praktycznym wnioskiem wynikającym z tej analizy jest to, że w celu poprawienia ęfektywności heterodynowania ze względu na otrzymywany sygnał detekcyjny, należy minimalizować kąt między obydwiema wiązkami laserowymi padającymi na powierzchnię detektora. Drugim wnioskiem jest to, że ze względu na ograniczenie wpływu ewentualnej niestałości amplitudy obu wiązek na wielkość sygnału heterodynowego, natężenia obu wiązek powinny być jednakowe.

W pracy niniejszej kąt między obydwiema zdudnianymi wiązkami minimalizowany był poprzez precyzyjne justowanie całego układu optycznego. Natężenia obydwu wiązek dobrano poprzez wstawienie w odpowiednią gałąź układu optycznego heterodynowania kalibrowanego tłumika krzemowego.

Niestałość częstotliwości pracy laserów przyjęto podawać w postaci tzw. wariancji Allana  $\widehat{G}(2,7,7)$  [141]:

- 155 -

$$\widehat{\mathbf{G}}(2,\tau,\tau) = \left\{ (1/2m) \sum_{m=1}^{k} \left[ (\gamma_{k+1} - \gamma_{k})/\tau \right]^{2} \right\}^{1/2}.$$
(6.2)

$$Y_{k} = \left[ \phi_{k}(t_{o} + \tau) - \phi_{k}(t_{o}) \right] / 2 \Pi$$
 (6.3)

- φ<sub>k</sub> faza sygnału heterodynowego
- to czas początkowy zliczania prążków interfee rencyjnych
- m ilość pomiarów.

W wyrażeniu (6.3)', w liczniku mamy różnicę faz sygnału heterodynowego w chwili początkowej  $t_0$  oraz po czasie  $\mathcal{T}$ . Różnica faz po podzieleniu przez  $2\Pi$  daje w rezultacie zliczoną przez częstościomierz ilość prążków interferencyjnych /patrz rys.6.8/

amplituda 4

2

Rys.6.8 Zasada zliczania prążków interferencyjnych częstościomierzem.

Zasadę pomiaru częstości różnicowej  $\Delta \omega_{\rm K} = \gamma_{\rm K} / 2 \, \Pi \, \tau$ ilustruje rys. 6.9. W tym celu rejestruje się liczbę prążków interferencyjnych w dwóch jednakowych, postępujących za sobą odcinkach czasowych  $\tau$ . Wariancję Allana  $\widehat{\mathcal{O}}(2,\tau,\tau)$  otrzymuje się po wstawieniu do wyrażenia (6.2) wartości  $\gamma_k$  dla odpo-





wiedniej ilości m par pomiarów w ustalonym czasie uśredniam nia ζ. Wartość stabilności S(ζ) oblicza się przez odniesienie otrzymanej wartości wariancji Allana do średniej częstości ω<sub>o</sub> generowanej przez laser:

$$S(\tau) = \frac{\widehat{G}(2,\tau,\tau)}{\omega_{0}} = \frac{1}{\omega_{0}\sqrt{2}} \left\{ (1/2m) \sum_{m=1}^{k} \left[ (\gamma_{k+1} - \gamma_{k})/\tau \right]^{2} \right\}^{1/2} (6.4)$$

Do zliczeń prążków interferencyjnych w postępujących za sobą dwóch jednakowych odcinkach czasowych autor, dzięki uprzejmości kol. E. Matrasa, dysponował specjalnie skonstruowanym w tym celu układem pomiarowym /patrz rys, 6.10/. Sygnał z generatora impulsów prostokątnych typ G 432 dzielony był za pomocą dzielnika impulsów w celu otrzymania dwóch identycznych w skali czasowej impulsów prostokątnych, które uruchomiały kolejno dwa częstościomierze cyfrowe typ PFL 21. Jeden z częstościomierzy reagował na zbocze narastające impulsu, drugi na zbocze opadające. Na wejście obydwu częstościomierzy podawany był z detektora sygnał zliczeń poprzez szerokopasmowy wzmacniacz detektorowy o paśmie do 2,4 MHz i wzmocnieniu 1000 w całym paśmie. Po odczytaniu i zanotowaniu pary wyników układ można





było powtórnie uruchomić zaznaczonym na rys. 6.10 kluczom sterującym obydwoma częstościomierzami. Urządzenie to ułatwiło i skróciło czas pomiaru stabilności częstotliwości badanych laserów. Czas uśredniania 7 mógł być łatwo i płynnie regulowany poprzez zmianę częstotliwości pracy generatora impulsów prostokątnych tzn. czasu trwania impulsu na przeciąg którego uruchomiane były kolejno częstościomierze. Dla wazystkich zrealizowanych w tej pracy metod stabilizacji wykonano po 100 par zliczeń prążków interferencyjnych w czasach uśredniania od 1 ms do 10 s.

Autor nie dysponował odpowiednim układem rewersyjnym rozróżniającym kierunek przesuwania się prążków po powierzchni detektora, a zatem mierzono częstościomierzami moduł częstości

- 158 -

różnicowej  $|\Delta \omega_k|$  /patrz rys. 6.9/. Stąd zmierzona wartość stabilności jest zaniżona /gorsza/ od rzeczywistej stabilności częstotliwości promieniowania skonstruowanych laserów.

6.4. Stabilizacja częstotliwości laserów CO<sub>2</sub> i CO<sub>2</sub>/SF<sub>6</sub>

Stabilizację częstotliwości pracy skonstruowanych laserów wybranymi w rozdz. 6.1 metodami zrealizowano w układzie, jak na na rys. 6.11. Układ pozwalał również na porównawcze pomiary



0

Rys.6.11 Kompletny układ stabilizacji częstotliwości laserów CO<sub>2</sub> wybranymi metodami.

stabilności obydwu stabilizowanych różnymi metodami laserów

- 159 -

/patrz na rys. 6.11 detektor 1 i układ zliczania prążków interferencyjnych/. Tłumiki krzemowe T<sub>1</sub> i T<sub>2</sub> służyły do wyrównania natężeń obu wiązek laserowych padających przez soczewkę germanową "S" na detektor 1. Tłumik T<sub>3</sub> służył do osłabienia wiązki detekującej. Wybór metody stabilizacji realizowano zaznaczonym na rysunku przełącznikiem.

6.4.1. Stabilizacja częstotliwości na centrum krzywej mocy wyjściowej lasera CO<sub>2</sub>

Obydwa układy laserowe /patrz rys. 6.11, przełącznik w pozycji "b"/ pracowały w optymalnych warunkach, jak opisane w rozdz. 3.10, na linii emisyjnej P24 pasmo 10,4  $\mu$ m. Częstotliwość modulacji pomocniczej generatora wiodącym wynosiła  $\hat{v}_{m_1} = 517$  Hz dla pierwszego układu lasera CO<sub>2</sub> i  $\hat{v}_{m_2} = 533$  Hz dla drugiego układu. Amplituda sygnału modulacyjnego wynosiła w obu przypadkach 17V/pik-pik/, co dawało dewiację częstotliwości pracy lasera równą  $\Delta \hat{v}_m = 2,2$  MHz przy czułości przesuwników piezoceramicznych równej K<sub>3</sub> = 0,13 MHz/V.

Wzmocnienie otwartej pętli K /patrz wyrażenie  $f_{6.1}$ / ustalono drogą eksperymentalną. Nachylenie krzywej dyskryminacyjnej /patrz rys. 6.2 i 5.4/, otrzymanej przez pomocniczą modulację częstotliwości pracy lasera, wraz ze wzmocnieniem nanowoltomierza homodynowego, użytego jako wzmacniacz detektorowy, wynosiło K<sub>1</sub> = 2,86V/MHz. Wzmocnienie wzmacniacza prądu stałego sterującego przesuwnikiem piezoceramicznym wynosiło K<sub>2</sub> = 1000 [94]. Czułość Piezoceramiki wynosiła K<sub>3</sub> = 0,13 MHz/V. Daje to w efekcie wzmocnienie otwartej pętli stabilizacji równe  $K=K_1 \cdot K_2 \cdot K_3 \approx 370$ . Stałą czasową  $\mathcal{T}_0$  pętli dobrano również. eksperymentalnie i wynosiła ona  $\mathcal{T}_0 = 0.3s$ . Dla krótszych stałych czasowych niż  $\mathcal{T}_0 = 0.1s$  pętla stabilizacji wzbudzała się. Efekt ten można wyjaśnić tym, że dla krótszych stałych czasowych  $\mathcal{T}_0$  nie był zachowany warunek [27]:

$$\tau_{o} > K/2\Pi J_{kr} \qquad (6.4)$$

gdzie: V<sub>kr</sub> – częstotliwość krytyczna przesuwnika piezoceramicznego, tzn. częstotliwość pierwszego rezonansu mechanicznego piezoceramiki.

Jak stwierdzono częstotliwość pierwszego rezonansu mechanicznego dla zastosowanych przesuwników wynosiła w obu wypadkach około  $v_{kr} \approx 600$  Hz. Do tej wartości zależność od częstotliwości czułości K<sub>3</sub> piezoceramiki była stała. Powyżej tej wartości obserwowano liczne rezonanse mechaniczne piezoceramiki. Dla stałych czasowych  $\tau_0$  poniżej 0,1s pętla stabilizacji reagowała na fluktuację o częstotliwościach mieszczących się w zakresie mechanicznych rezonansów piezoceramiki. W okolicach rezonansów następują zmiany znaku fazy drgań przesuwnika pobudzanego sygnałem o częstotliwości bliskiej rezonansowej. Nieskorelowany znak fazy przypadkowych fluktuacji ze znakiem sygnału błędu /patrz p.6.2/ mógł być przyczyną wzbudzania się pętli stabilizacji.

Dla wartości  $\vartheta_{kr} = 600$  Hz i K = 370 otrzymujemy z (6.4)  $\mathcal{T}_{0} > 0,1s$ . Dla przyjętej w pracy wartości  $\mathcal{T}_{0} = 0,3s$  wzmocnienie pętli mogło wynosić według (6.4) nie więcej niż K = 1130. Eksperymentalnie stwierdzono, że przy stałej czasowej  $\mathcal{T}_{0} = 0,3s$ pętla wzbudzała się dla wartości wzmocnienia powyżej K = 1200.

- 161 -

Otrzymane wyniki i powyższe rozważania wyjaśniają zachowanie się pętli poniżej wartości stałej czasowej τ<sub>o</sub> = 0,1s przy K = 370 lub powyżej wzmocnienia K = 1200 przy τ<sub>o</sub> = 0,3s.

Pomiary stabilności laserów  $CO_2$ , stabilizowanych wymienioną w tytule rozdziału metodą, zrealizowano dla parametrów pętli stabilizacji K = 370,  $\mathcal{T}_0 = 0.3s$ . Obliczoną, na podstawie pomiarów według wyrażenia (6.3), stabilność laserów dla różnych czasów uśredniania  $\mathcal{T}$  przedstawiono na rys. 6.12b. Dla porówna-





nia zamieszczono na rys. 6.12a wyniki pomiarów niestałości częstotliwości pracy laserów niestabilizowanych. Dla czasu uśredniania  $\tau$  = 1s otrzymano wźględną niestałość częstotliwości laserów CO<sub>2</sub> --stabilizowanych równą  $\Delta \omega_k / \omega_0 = 4.3 \ 10^{-10}$ . 6.4.2. Stabilizacja częstotliwości na centrum krzywej mocy wyjściowej lasera odwzorowanej w rezystancji statycznej rury wyładowczej

Eksperyment zrealizowano w układzie, jak na rys. 6.11 /przełącznik w pozycji "a"/[142]. Sygnał opto-woltaiczny osłabiony był dzielnikiem napięcia D w stosunku 1:10 000. Wszystkie pozostałe parametry układu stabilizacji takie, jak częstotliwość modulacji pomocniczej  $v_{m_1}$  i  $v_{m_2}$  obydwu generatorów wiodących, głębokość modulacji  $\Delta v_m = 2,2$  MHz oraz wzmocnienie K i stałą czasową  $T_0$ , zachowane takie same jak i w poprzedniej metodzie stabilizacji.

Jak stwierdzono eksperymentalnie pętla wzbudzała się już poniżej wartości stałej czasowej pętli 🕻 = 0,3s przy ustalonym wzmocnieniu K = 370 oraz powyżej wartości wzmocnienia K = 800 przy ustalonym Z = 0,3s. Zakres parametrów pętli jest, 2 w przypadku stabilizacji na odwzorowanie krzywej mocy lasera w rezystancji rury wyładowczej, węższy niż w poprzedniej metodzie stabilizacji /rozdz. 6.4.1/. Jest to najprawdopodobniej spowodowane fluktuacjami detekowanego sygnału opto-woltaicznego. Przyczyną tych fluktuacji jest niestałość parametrów układu zasilania rury wyładowczej lasera. Na oscylogramach rys. 6.13a i b przedstawiono odpowiednio: a - pochodną krzywej mocy lasera detekowanej fotodetektorem, b - pochodną krzywej mocy w sygnale opto-woltaicznym. Obydwa oscylogramy wykonano przy stałej czasowej 7 pętli równej 7 = 0,03s. Jak wynika z oscylogramów, pochodna krzywej mocy lasera w sygnale opto-woltaicznym jest

wyraźnie zniekształcona szumami układu zasilania rury wyładowczej lasera. Dla wartości paeametrów pętli 7<sub>0</sub> = 0,3s i K = 370, przy których przeprowadzono pomiary stabilności la-



Rys.6.13 a,c - oscylogramy pierwszej pochodnej krzywej mocy wyjściowej laserów CO<sub>2</sub> odpowiednie dla  $\tau_0 = 0.03s$  i  $\tau_0 = 9.3s$  oraz jej odwzorowanie b,d w rezystancji statycznej rury wyładowczej dla tych samych stałych czasowych  $\tau_0$ .

serów, wpływ szumów układu zasilania rury laserowej jest wywo

raźnie ograniczony /porównaj z oscylogramami z rys. 6.13c i 6.13d/. Wyniki stabilizacji w tym rozdziale, przy parametrach pętli jak wyżej, przedstawiono na rys. 6.14. Przy czasie uśredniania równym  $\mathcal{T}$  = 1s otrzymano względną niestałość częstotliwości pracy laserów stabilizowanych równą  $\Delta \omega_k / \omega_b = 3, 3 \cdot 10^{-10}$ .



Rys.6.14 c - wyniki stabilności laserów CO<sub>2</sub> stabilizowanych na centrum odwzorowanej w rezystancji statycznej rury wyładowczej krzywej mocy wyjściowej laserów.

2

6.4.3. Stabilizacja częstotliwości na centrum piku absorpcyjnego SF<sub>6</sub>

Eksperyment zrealizowano również w układzie, jak na rys. 6.11 /przełącznik w pozycji "c"/, dla linii emisyjnej P16 lasera CO<sub>2</sub> pasma 10,4µm, na profilu której otrzymano najsilniejszy pik absorpcyjny [143]. Zastosowano komórkę absorpcyjną o długości la = 0,3 m wypełnioną sześciofluorkiem siarki SF<sub>6</sub> o ciśnieniu 10,64Pa/80 mTr.

Jak napisano w rozdz. 2.4 o wartości stabilności laserów stabilizowanych opisywaną metodą decyduje m.in. nachylenie pierwszej pochodnej profilu piku absorpcyjnego co jest zwinzane również z jego kontrastem. Teoretyczne obliczenia w rozdz. 2.4.1 i 2.4.2 przeprowadzono dla założenia wartości natężenia I ~ s wiązki detekującej równej zeru. W praktyce wiązka detekująca ma określoną wartość natężenia i również bierze ona udział, jak i wiązka nasycająca, w nasyceniu absorbera. Wpływa ona na kształt otrzymywanego "odwróconego zagłębienia Lamba" i zarazem na kontrast K<sub>p</sub> piku absorpcyjnego /patrz rys.6.15b/. Na rys. 6.15a przedstawiono dane eksperymentalne wartości





kontrastu K<sub>p</sub> piku absorpcyjnego w zależności od stopnia osła– bienia Θ natężenia wiązki detekującej. Otrzymano wzrost kontrastu K<sub>p</sub> piku od wartości K<sub>p</sub> ≈ 9% przy Θ = 1 /wiązka nieosłabiona/ do wartości K<sub>p</sub> ≈ 28% przy Θ = 0,11. Osłabienie

- 166 -



Oscylogramy pików absorpcyjnych na linii emisyjnej P16 ilustrujące wpływ osłabienia O wiązki detekującej na kontrast piku absorpcyjnego SF6.



wiązki realizowano za pomocą kalibrowanego tłumika krzemowego T<sub>3</sub> /patrz rys. 6.11/. Na rys. 6.16 przedstawiono odpowiednie oscylogramy piku absorpcyjnego na linii emisyjnej P16 ilustrujące wpływ osłabienia wiązki detekującej na kontrast piku.

Pierwsza pochodna piku absorpcyjnego jest technicznie realizowana /patrz rozdz. 6.2/ poprzez pomocniczą modulację częstotliwości pracy lasera z określoną dewiacją. Eksperymentalnie otrzymano, że maksymalne nachylenie pierwszej pochodnej piku, od nachylenia której zależy wartość stabilności lasera, osiągana jest przy amplitudzie sygnału modulującego równej 14V /pik-pik/ co dawało dewiację częstotliwości pracy lasera równą  $\Delta$   $\hat{V}_m$  = 1.85 MHz /patrz rys. 6.17/ Z obliczeń numerycznych



Rys.6.17 Zależność nachylenia k pochodnej piku SF<sub>6</sub> od dewiacji  $\Delta v_m$  częstotliwości pracy lasera CO<sub>2</sub>.

wg [ 27 ] wynika, że pierwsza harmoniczna sygnału otrzymywanego poprzez modulację pomocniczą piku absorpcyjnego o profilu lorentzowskim, /proporcjonalna do pierwszej pochodnej piku/ ma maksymalne nachylenie dla modulacji wywołującej dewiację

- 168 -

częstotliwości równą 0,6 szerokości spektralnej profilu. Na tej podstawie można obliczyć, że dla otrzymanej eksperymentalnie optymalnej wartości dewiacji równej  $\Delta v_m = 1,85$  MHz szerokość spektralna otrzymanego piku absorpcyjnego wynosiła  $\Delta v_1^S = \Delta v_m / 0,6 \approx 3$  MHz.

Zgodnie z tym co napisano w rozdz. 2.4.3, szerokość spektralną Δ J<sup>S</sup> piku absorpcyjnego określono eksperymentalnie metodą pierwszej pochodnej. Zmierzona /patrz oscylogram na rys. 6.18 szerokość spektralna Δ Jp obserwowanego piku była

Rys.6.18 Oscylogram pierwszej póchodnej piku absorpcyjnego SF6.



równa  $\Delta v_p \approx 2.2$  MHz, a zatem rzeczywista szerokość spektralna piku wynosiła, zgodnie z (2.67),  $\Delta v_L^S = 1.73 \cdot \Delta v_p \approx 3.8$  MHz. Wynik ten otrzymano realizując pomiar przy małej dewiacji  $\Delta v_m$  w celu uniknięcia jej wpływu /tzw. poszerzenie modulacyjnego/ na kształt pierwszej pochodnej piku absorpcyjnego. Zgodnie z wynikiem obliczeń teoretycznych w rozdz. 2.4.2, ze względu na maksymalne nachylenie pierwszej pochodnej piku absorpcyjnego, natężenie I<sub>1</sub> wiązki nasycającej ustalono równe  $I_1 \approx 2,17 \cdot I_{sa}/P16/$ , Dla linii P16 natężenie nasycenia I<sub>sa</sub> wynosi /patrz rozdz. 4.3 Tabela II/ I<sub>sa</sub> = 285 Wm<sup>-2</sup>Pa<sup>-1</sup>/3,8 Wcm<sup>-2</sup>Tr<sup>-1</sup>. Dla zastosowanego w tym eksperymencie ciśnienia absorbera p = 10,64Pa/80mTr otrzymujemy I<sub>sa</sub>  $\approx 3 \cdot 10^3$ Wm<sup>-2</sup>/0,3 Wcm<sup>-2</sup>. Stąd wartość optymalna natężenia I<sub>1</sub> wiązki nasycającej:  $I_1 \approx 2.17 \cdot I_{sa}/P16/ \approx 6,6$  Wm<sup>-2</sup> / 0,66 Wcm<sup>-2</sup>.

Ze względu na trudności pomiarowe, niepowodzeniem zakończyły się próby eksperymentalnego uchwycenia zależności nachylenia pierwszej pochodnej piku absorpcyjnego od wartości natężenia wiązki nasycającej. Pomiary stabilności laserów CO2/SF6 wykonano dla natężenia wiązki nasycającej równego  $I_1 = 7Wm^{-2}/$ 0,7Wcm<sup>-2</sup>. Wiązkę detekującą osłabiono, zgodnie z wnioskiem z rozdz. 2.4.4 ze współczynnikiem Θ = 0,25 co dało kontrast piku K<sub>p</sub> = 24%. Nie stosowano większej wartości kontrastu ze względu na to, że dla dużych osłabień wiązki detekującej otrzyr mywany sygnał z detektora wymagał dużego wzmocnienia, na przeszkodzie czego stały szumy pętli /patrz oscylogram na rys. 6.16d/. Przy pomiarach stabilności ustalono stałą czasową τ<sub>o</sub> = 1s oraz wzmocnienie pętli równe K = 1500. Pętla wzbudzała się dla stałej czasowej poniżej 7<sub>0</sub> = 0,3s przy wzmocnieniu K = 1500 oraz przy wzmocnieniu powyżej 4000 przy stałej czasowej równej Z<sub>o</sub> = 1s, co potwierdza warunek (6.4).

Wyniki stabilności przedstawiono na rys.(6.19. Dla czasu uśredniania Z = 1s uzyskano względną niestałość częstotliwości

	Metoda				Stabilność						
	stabili- izacji	Kysunek	KOK	Kraj	2 =10ms	7 =100ms	7 =1s	<b>τ =1</b> 0s	<b>7 =100s</b>		
[121]	co2/co2	6.1 h	1972	ZSRR	5.10-10	3.10-10	1,5.10-10	-	-		
[124]	CO2/SF6	6.1 i	1973	ZSRR	-	6.10-10	1.10-10	3.10-11	3.10-11		
[122]	CO2/SF6		1974	ZSRR	-	3.10-10	8.10-12	4.10-12	1.10-12		
[122]	C02/0504		1974	ZSRR	-	8.10-11	3.10-11	1.10-11	7.10-12		
[123]	CO2/SF6		1974	Francja	1.10-11	4.10-12	1.10-12	7.10-13	-		
<b>[1</b> 18]	co2/co2	6.1 e	<b>1</b> 976	W.Bry- tania	5.10-10	5.10-10	2.10-10	6·10 <sup>-11</sup>	-	,	
[125]	c02/0504	6.1 i	1977	ZSRR	1.10 <sup>-9</sup>	8.10-10	2.10-10	7.10-11	3.10-11	L.	
[126]	co2/0s04	-	1977	ZSRR	7.10-10	1.10-10	1.10-11	5.10-12	6·10 <sup>-12</sup>		
[ 22]	CO2/SF6		1977	Francja	7.10-12	8.10-13	3.10-13	1.10-12	-		
[127]	co2/0s04		1979	ZSRR	-	-	3·10 <sup>-13</sup>	-	-		
[143]	co <sub>2</sub> /sF <sub>6</sub>		1978	Polska	1,4.10 <sup>-11</sup>	5,3.10-11	8·10 <sup>-12</sup>	1.10 <sup>-11</sup>	-		
[142]	со <sub>2</sub>	6.1 a	1980	Polska	7.10-10	3.10-10	4.10-10	7.10-10	-		
[142]	c02	6.1 k	1980	Polska	8.10-10	8.10-10	3.10-10	2.10-9	-		

.

Tabela V. Wyniki stabilności częstotliwości laserów CO2, CO2/SF6 i CO2/OsO4 według różnych autorów.

e

0

stabilizowanych laserów  $CO_2/SF_6$  równą  $\Delta\omega_k/\omega_0 = 8.10^{-12}$ .



W tabeli V przedstawiono otrzymane wyniki stabilności

Rys. 6.19 d- wyniki stabilności laserów CO2/SF6.

skonstruowanych laserów CO<sub>2</sub> i CO<sub>2</sub>/SF<sub>6</sub> na tle wyników innych autorów dla różnych metod stabilizacji.

0

6.5. Inne układy stabilizacji

Analiza dotychczas stosowanych układów stabilizacji i prowadzone własne prace eksperymentalne doprowadziły autora do wniosku, że możliwe są również inne systemy stabilizacji częstotliwości promieniowania laserów CO<sub>2</sub>. W związku z tym zaprojektowano kilka układów eksperymentalnych mających na celu zbadanie, czy jest możliwe zaobserwowanie następujących efektów:

- pik absorpcyjny CO<sub>2</sub> /pojawiający się na krzywej mocy wyjściowej lasera jako konsekwencja "odwróconego zagłębienia Lamba" w profilu spektralnym linii absorpcyjnej dwutlenku węgla wypełniającym współpracującą z laserem CO<sub>2</sub> wewnętrzną komórką absorpcyjną/ odwzorowany w rezystancji statycznej rury wyładowczej lasera CO<sub>2</sub>;
- pik absorpcyjny SF<sub>6</sub> na krzywej mocy wyjściowej lasera CO<sub>2</sub>,
  współpracującego z zewnętrzną komórką absorpcyjną SF<sub>6</sub>,odwzorowany w rezystancji statycznej rury wyładowczej wzmacniacza na dwutlenku węgla.

Pozytywny wynik eksperymentów umożliwiłby zrealizowanie innych, niż dotąd stosowanych układów stabilizacji częstotliwości. Pierwszy proponowany układ zilustrowano na rys. 6.20.

W układzie tym, podobnie jak w przedstawionym na rys.6.1h, stabilizacji do celów wykorzystywany jest efekt "odwróconego zagłębienia Lamba" w profilu linii spektralnej CO<sub>2</sub> w wewnętrznej komórce absorpcyjnej. W proponowanym układzie stabilizacja realizowana jest na centrum piku absorpcyjnego CO<sub>2</sub> odwzorowanego w rezystancji statycznej rury wyładowczej lasera CO<sub>2</sub>.



Rys.6.20 Proponowany układ stabilizacjilasera CO2 na pik absorpcyjny CO2 odwzorowany w rezystancji statycznej rury wyładowczej.

Proponowany drugi. ukłąd stabilizacji /rys. 6.21/ opiera się na wykorzystaniu piku absorpcyjnego, w profilu krzywej



Rys. 6.21 Proponowany układ stabilizacji na pik absorpcyjny SF6 odwzorowany w rezystancji statycznej wzmacniacza CO<sub>2</sub>.

mocy wyjściowej lasera CO<sub>2</sub> z zewnętrzną komórką absorpcyjną, odwzorowanego w rezystancji statycznej rury wyładowczej wzmacniacza CO<sub>2</sub>.

Trzecia propozycja /rys.6.22/, będąca konsekwencją wniosku wyciągniętego w rozdziale 4.6, wymaga szerszego omówienia. Jak stwierdzono w rozdziale 4.6, proponowany przez autora układ elektroniczny do obserwacji profilu linii absorpcyjnych /rys. 4.16/ może znaleźć zastosowanie w stabilizacji częstotliwości pompujących laserów CO<sub>2</sub> dla poprawy efektywności pracy optycznie pompowanych laserów submilimetrowych /FIR/. W 1977 r. we Włoszech [120] zrealizowano stabilizację częstotliwości pompującego lasera CO<sub>2</sub>, w odróżnieniu od metody proponowanej przez autora, na minimum transmisji wiązki laserowej przechodzącej przez dodatkową komórkę absorpcyjną wypełnioną ośrodkiem aktywnym lasera submilimetrowego /patrz rys. 6.1g/.

- 174 -

W skali częstotliwości minimum to odpowiada częstotliwości centrum pompowanego przejścia FIRma. Wiadomo jednak jaki może



Rys.6.22 Zmodyfikowany układ stabilizacja częstotliwości pompującego lasera CO2.

mieć kształt profil spektralny krzywej mocy wyjściowej lasera pompującego po przejściu wiązki przez absorber /patrz rys. 4.15d – krzywa B/. Rys.6.23 przedstawia komplikacje związane z tak otrzymanym profilem /rys. 6.23a/ w przypadku stabilizacji lasera na zero sygnału pierwszej pochodnej otrzymanego profilu. Rys. 6.23b ilustruje przebieg sygnału pierwszej pochodnej profilu na rys. 6.23a. Jak wynika z rysunku 6.23b pierwsza pochodna w tym przypadku przechodzi przez zero w trzech punktach, odpowiadającym trzem różnym częstotliwościom generacji lasera pompującego, tzn. częstotliwościom  $v_k, v_L, v_m$ . Dla efektywnego pompowania konieczne jest wstrojenie się częstotliwością lasera pompującego w punkt  $v_L$ , odpowiadający częstotliwości centrum pompowanego przejścia lasera submilimetrowego. Jednakże w pobliżu częstotliwości V<sub>L</sub> krzywa dyskryminacyjna ma małe nachylenie i przy większych fluktuacjach pętla stabilizacji może przesunąć punkt pracy lasera



Rýs.6.23 a,b - zasada stabilizacji wg [120] c,d - zasada stabilizacji wg autora.

6 32

pompującego w inną, nieefektywną dla pompowania FIR-a, częstotliwość promieniowania pompującego  $V_k$  lub  $V_m$ .

W związku z powyższym autor proponuje żmodyfikowany, w stosunku do układu na rys. 6.1g, układ pętli stabilizacji częstotliwości lasera pompującego przedstawiony na rys. 6.22. Podobnie, jak to przedstawiono w rozdz. 4.6, przez zastosowanie dodatkowego detektora /DETEKTOR 1 - patrz rys. 6.22./ i wzmacniacza różnicowego otrzymujemy bezpośrednio profil linii absorpcyjnej /rys. 6.23c/ ośrodka aktywnego lasera submilimetrowego. Na maksimum tego profilu możemy stabilizować częstotliwość pracy lasera pompującego. W tym przypadku, otrzymywana poprzez modulację pomocniczą krzywa dyskryminacyjna przechodzi przez zero tylko w jednym punkcie, odpowiadającym śiśle częstotliwości V centrum profilu linii absorpcyjnej lub inaczej centrum pompowanego przejścia ośrodka aktywnego lasera submilimetrowego /rys.6.23d/.

0

## 7. DYSKUSJA OTRZYMANYCH WYNIKÓW I WNIOSKI

Na podstawie wyników eksperymentów przedstawionych w rozdziałach 6.4.1, 6.4.2, 6.4.3 można stwierdzić, że wytyczony cel niniejszej pracy został zrealizowany.

Na rys. 7.1 przedstawiono wyniki stabilizacji częstotliwości laserów CO<sub>2</sub> i CO<sub>2</sub>/SF<sub>6</sub> zrealizowanych trzema metodami:

charakterystyka "b" - stabilizacja na centrum krzywej mocy wyjściowej lasera CO<sub>2</sub>,

charakterystyka "c" – stabilizacja na centrum krzywej mocy lasera CO<sub>2</sub> odwzorowanej w rezystancji statycznej rury wyładowczej,

charakterystyka "d" – stabilizacja na centrum piku absorpcyjnego SF<sub>6</sub>.



Rys.7.1 Porównanie wyników stabilizacji częstotliwości zrealizowanej trzema metodami.

Na rysunku dla porównania przedstawiono charakterystykę "a"

- 178 -

niestałości częstotliwości laserów CO2 niestabilizowanych.

Porównanie charakterystyk "b" i "c" dowodzi założonej tezy prezentowanej pracy. Otrzymane wartości stabilności stawiają metodę stabilizacji na odwzorowanie krzywej mocy lasera w rezystancji rury wyładowczej na równi z metodą stabilizacji na centrum krzywej mocy wyjściowej promieniowania lasera CO<sub>2</sub>. Należy jednak dodać, że przy pierwszej wymienionej metodzie zakres parametrów pętli stabilizacji, tzn. wzmocnienia i stałej czasowej jest węższy niż w przypadku stabilizacji drugą porównywaną metodą. Jak stwierdzono w rozdziałe 6.4.2 różnica ta spowodowana jest fluktuacjami układu zasilania lasera przenoszącymi się na wartość wykorzystywanego w stabilizacji sygnału opto-woltaicznego. Stęd wniosek, że dla poszerzenia zakresu działania pętli w metodzie stabilizacji bezdetektorowej należy ograniczyć fluktuacje układu zasilania rury wyładowczej lasera.

Układ bezdetektorowej stabilizacji został ostatnio zastosowany w skonstruowanym w zespole zestawie laboratoryjnym laserów CO<sub>2</sub> i funkcjonuje obecnie w Instytucie Fizyki Plazmy i Mikrosyntezy Laserowej im. S. Kaliskiego.

0

Czwarta zamieszczona na rys. 7.1 charakterystyka ilustruje niestałość częstotliwości skonstruowanego lasera CO<sub>2</sub> na pik absorpcyjny SF<sub>6</sub>. Osiągnięte wyniki mieszczą się, jak wynika z tabeli V, w górnym) zakresie wyników otrzymanych w innych laboratoriach światowych. Poprawę otrzymanych rezultatów stabilizacji można uzyskać poprzez zastosowanie dłuższej komórki absorpcyjnej, niższego ciśnienia absorbera i teleskopowego układu rozpraszania wiązki nasycającej i detekującej. Jednakże powtórzenie tego eksperymentu przy spełnieniu powyższych warunków może okazać się na tym etapie zbyt trudne zarówno od strony finansowej jak i warsztatowej. Ostatni taki eksperyment, przy zachowaniu powyższych warunków, zrealizowano w 1977 r. we Francji uzyskując stabilność 3.10<sup>-13</sup> i jak dotąd nie poprawiono tego wyniku[22].

Proponowane w rozdziałe 6.5 inne układy stabilizacji wytyczają dalszy kierunek badań jakie zamierza realizować autor. Pierwszy układ stabilizacji, na centrum odwzorowanego w rezystancji rury laserowej piku absorpcyjnego CO<sub>2</sub>,wydaje się łatwy do realizacji technicznej. Metoda ta pozwoli uprościć układ stabilizacji i uniknąć kosztownego detektora fotooptycznego. Dowiedziona teza pracy skłania do wniosku, że wyniki stabilności częstotliwości laserów CO<sub>2</sub>, uzyskane za pomocą proponowanej wyżej metody stabilizacji, mogą być porównywalne z wynikami uzyskiwanymi w układach stabilizacji na pik absorpcyjny CO<sub>2</sub> w krzywej mocy wyjściowej laserów CO<sub>2</sub> /patrz rys. 6.1h/.

Drugi proponowany układ /rys.6.21/ jest trudny do realizacji i z góry trudno przewidzieć, czy uzyska się wystarczające dla celów stabilizacji częstotliwości odwzorowanie piku absorpcyjnego  $SF_6$  w rezystancji statycznej rury wyładowczej wzmacniacza  $CO_2$ . Nie mniej jednak autor poczynił przygotowania w celu realizacji również i tego eksperymentu. W stadium projektów znajduje się nowa heterodyna laserów  $CO_2/SF_6$ .

2

Trzeci układ, stabilizacji częstotliwości promieniowania lasera pompującego, jest wynikiem koncepcji proponowanej przez autora metody spektroskopii laserowej pozwalającej rejestrować kształt profili spektralnych linii absorpcyjnych poszerzonych jednorodnie /patrz rozdz.4.6/. Kontynuowane w zespole prace nad uruchomieniem lasera submilimetrowego CH<sub>3</sub>OH stwarzają możliwość

- 180 -
porównania wyników uzyskiwanych za pomocą proponowanego układu stabilizacji /rys. 6.22/ z dotychczas stosowanym /rys. 6.1g,[120]/

Ostatnie dwa przedstawione układy stabilizacji są bardziej skomplikowane od ich pierwowzorów /porównaj rys. 6.21 z rys. 6.1i oraz rys. 6.22 z rys. 6.1g/ i mogą mieć mniejszą wartość aplikacyjną. Jednakże autor jest przekonany, że realizacja eksperymentów ze stabilizacją częstotliwości promieniowania laserów CO<sub>2</sub> w dwóch ostatnich układach stabilizacji, jak i również w opisanym wcześniej proponowanym układzie, będzie miała dużą wartość poznawczą.

## 8. SPIS CYTOWANEJ LITERATURY

- 1 C.K.N. PATEL. Interpretation of CO<sub>2</sub> optical maser experiments. Phys. Rev. Lett. <u>12</u>/1964/ 21, 588-590.
- 2 H. PERCAK, Stabilizacja częstotliwości promieniowania laserów molekularnych. Prace Naukowe Instytutu Telekomunikacji i Akustyki Politechniki Wrocławskiej, Seria: Monografie <u>30</u>/1978/12.
- 3 M.L. SKOLNICK. Use of plasma tube impedance variations to frequency stabilize a CO<sub>2</sub> laser, IEEE J. of Quant. Electron <u>6</u>/1970/ 2, 139-140.
- 4 M.S. FELD, V.S. LETOKHOV -- Laser spectroscopy. Scientific American 229/1973/6, 69-85.
- 5 R.G. BREVER. Nonlinear spectroscopy. Science <u>178</u>/1972/ 4058, 247-255.
- 6 K.T. HECHT. Vibration-rotation energies of tetrahedral XY<sub>4</sub> molecules. Part II. The fundamental √3 of CH<sub>4</sub>. J. Mol. Spectr. 5/1960/, 390-404.
- 7 W.E. LAMB Theory of an optical maser. Phys. Rev. <u>134</u>/1964/ 6A, 1429-1450.

1

- 8 A. MAITLAND, M.H. DUNN. Laser Physics, Amsterdam-London 1969, North-Holland.
- 9 P.H. LEE, M.L. SKOLNICK Saturated Neon absorption inside a 6328 Å laser. Appl. Phys. Lett. <u>10</u>/1967/, 303-305.
- 10 R.L. BARGER, J.L. HALL. Pressure shift and broadening of methane line at 3,39 µm studied by laser - saturated molecular absorption. Phys. Rev. Lett. 22/1969/ 1, 4-8.
- 11 P. RABINOVITZ, T. KELLER, J.T. LATOURRETTE. "Lamb Dip" spectroscopy applied to SF<sub>6</sub>. Appl. Phys. Lett <u>14</u>/1969/, 376-378.
- 12 T: HENSCH. Teorija spektroskopii nasyščenija. Nelinejnaja Spektroskopija, Izd. Mir, Moskva 1977, s. 53.

- 182 -

- 13 W.R. BENNETT. Hole burning effects in a He-Ne optical maser. Phys. Rev. 126/1962/ 2, 580-593.
- 14 V.I. MAŁYSEV . Vvedenije v eksperimentalnuju spektroskopiju, Głav. Red. Fit-Mat. Literatury, Moskva "Nauka" 1979, s. 43.
- 15 G.R. HANES, C.H. DAHLSTROM. Iodine hyperfine structure observed in saturated absorption at 633 nm. Appl. Phys. Lett. 14/1969/11, 362-364.
- 16 V.S. LETOCHOV. V.P. ČEBOTAJEV.- Principy nelinejnoj łazernoj spektroskopiji, Izd. "Nauka", Moskva 1975, s. 73.
- 17 I.M. BETEROV, V.P. CHEBOTAYEV, A.S. PROVOROV. High precision spectroscopy of SF<sub>6</sub> with cw high pressure tunable CO<sub>2</sub> laser. Opt. Comm. 7/1973/ 4, 410-411.
- 18 E.N. BAZAROV, G.A. GERASIMOV, A.I. SAZONOV. Spektroskopija molekuł OsO<sub>4</sub> i SF<sub>6</sub> s pomošču perestraivajemogo po častote vołnovodnogo CO<sub>2</sub> – łazera vysokogo davlenija. Kvant. Elektr. 8/1979/ 3, 582-586.
- 19 L. ABRAMS. Wavequide gas lasers. Laser Handbook, ed.by M.L. Stitch, North-Holland, 3 /1979/s. 41.
- 20 E.D. HINKLEY -- High-resolution infrared spectroscopy with a tunable diode laser. Appl. Phys. Lett <u>16</u>/1970/ 9, 351-354.
- 21 E.D. HINKLEY, P.L. KELLEY. Detection of air pollutants with tunable diode lasers. Science <u>171</u>/1971/3972, 635-639.
- 22 M. OUHAYOUN, C.J. BORDE. Frequency stabilization of a CO<sub>2</sub> lasers through saturated absorption in SF<sub>6</sub>. Metrologia <u>13/1977/149-150</u>.
- 23 S.N. BAGAEV, V.P. CHEBOTAYEV'. Frequency stability and reproducibility of the 3.39 µm He-Ne laser stabilized on the methane line. Appl. Phys. 7/1975/ 71-76.
- 24 K. TANAKA. T. SAKURAI, T. KUROSAWA. Frequency stability and reproducibility of an iodine stabilized He-Ne laser. Jap. J.Appl. Phys. <u>16</u>/1977/ 11, 2071-2072.
- 25 A. YARIV. Kvantovaja elektronika. "Sovetskoje Radio", Moskva 1980, s. 107.

. 1"

- 26 K.M. ABRAMSKI. Ob invertirovannoj dyrke Bennetta v łazere s vnerezonatornoj pogłoščajuščej jačejkoj. 'Kvant. Elektr. 5/1978/ 10, 2289-2290.
- 27 K.M. ABRAMSKI... Optymalizacja parametrów układu jednomodowego lasera He-Ne 3,39 um stabilizowanego metodą nasycalnej absorpcji przy użyciu wewnętrznej metanowej komórki absorpcyjnej. Dysertacja doktorska, Instytut Telekomunikacji i Akustyki Politechniki Wrocławskiej, Raport Nr I-28/PRE-025/ 1979.
- 28 M. HERCHER. An analysis of saturable absorbers.Appl. <u>6</u> 1967/5, 947-954.
- 29 HARUHITO NAGAI.- Laser frequency fluctuations due to mechanical vibrations. IEEE J. of Quant. Electron. QE-8 /1972/12, 857-865.
- 30 B.D. PAVLIK. Novyje vozmožnosti nelinejnoj łazernoj spektroskopii i optičeskich standartov častoty. Ukrainskij Fizičeskij Žurnał <u>24</u>/1979/ 8, 1076-1101.
- 31 K. ABRAMSKI, Z. GODZIŃSKI. Krajowa ceramika piezoelektryczna - własności, parametry i zastosowanie w technice laserowej. Pom. Autom. Kontr. <u>12</u>/1978/, 452-454.

- 32 V.E. PRIVAŁOV. Kolebanija w rozrjade gazovogo łazera. Kvant. Elektron. 4/1977/ 10, 2085-2119.
- 33 W. MICHALSKI Badania szumów promieniowania lasera molekularnego CO<sub>2</sub>. Dysertacja doktorska, Instytut Telekomunikacji i Akustyki Politechniki Wrocławskiej, Komunikat nr I-28/K-024/78.
- 34 W. GALUS, T. PERSAK, J. PIOTROWSKI. Dyskusja niektórych parametrów niechłodzonych detektorów promieniowania o długości fali 10,6 um wykonanych z /Cd, Hg/Te. Biuletyn WAT 25/1976/ 11, 151-161.
- 35 A.L.S. SMITH, S. MOFFATT. Opto-galwanic stabilized CO<sub>2</sub> laser. Opt. Commun. <u>30</u>/1979/, 213-218.
- 36 P.T. WOODS, B.W. JOLLIFFE. Stable single frequency carbon dioxide lasers. J. Phys. E: Sci.Instr. 9/1976/, 395+402.

- 37 M.CH. KARAPETJANC, M.L. KARAPETJANC. Osnovnyje termodynamičeskije konstanty neorganičeskich i organičeskich vesčestv. Izd. "Chimija", Moskva 1968.
- 38 E.N. Lotkova, W.N. OCZKIN, N.N. SOBOLEV. Dissociation of carbon dioxide and inversion in CO<sub>2</sub> laser. IEEE J. of Quant. Electron. <u>QE-7/1971/</u> 8, 396-402.
- 39 W. MICHALSKI, R. NOWICKI, E.F. PLIŃSKI. Szumy, fluktuacje i stabilizacja mocy lasera CO<sub>2</sub>. Elektronika 7-8 /1977/, 303-305.
- 40 R. NOWICKI, W. MICHALSKI. E.F. PLIŃSKI. Raushen, fluktuationen und stabisirierung der ausgangleistang des CO<sub>2</sub> lasers. Konferencja Laser und Ihren Anwendungen, Drezno 1977.
- 41 T. MACHOWSKI, K. SOŁTYŃSKI, Z. TRZĘSOWSKI. Badania eksperymentalne zmian zachodzących w ośrodku aktywnym odciętego lasera CO<sub>2</sub>. Biuletyn WAT <u>29</u>/1980/2, 87-103.
- 42 D.C. DUMITRAS, D.C. DUTU, N. COMANICIU, V. DRAGANESCU. Sealed off CO<sub>2</sub> lasers. Rev. Roum. Phys. <u>21</u>/1976/ 6, 559-568.
- 43 K.M. ABRAMSKI, E.F. PLINSKI. Heterodyne analysis of laser modes. Optica Applicata <u>12/1982/</u> 3-4, 329-340.

- 44 T.Y. CHANG. Accurate frequencies and wavelengths: of CO<sub>2</sub> laser lines. Opt. Commun. <u>2</u>/1970/ 2, 77-80.
- 45 H.G. Heard. Izmerenije łazernych parametrov. Izd. "Mir", Moskva 1970.
- A.S. BIRIUKOV, A.J. VOŁKOV, E.M. KUDRIAVCEV, R.T. SERIKOV.
  Analiz dannych po verojatnostiam spontannogo izłučenija
  i secěnijam udarnogo uširenija linij perechoda 00<sup>0</sup>1-10<sup>0</sup>0
  molekuły CO<sub>2</sub>. Kvant. Elektron. <u>3</u>/1976/ 8, 1748-1754.
- 47 C.K.N. PATEL, P.K. TIEN, J.M. McFee. Cw high power CO2-N2-He laser. Appl. Phys. Lett. 7/1965/, 290-292.
- 48 A. TRUFFERT, PH. VAUTIER. Le laser a CO<sub>2</sub>. L'onde Électique 46/1966/469, 417-422.
- 49 I. BURAK, J. I. STEINFELD, D.G. SUTTON. CO<sub>2</sub> laser output tuning by selective intracavity absorption. J. Appl. Phys. <u>39</u>/1968/, 4464-4465.

- 185 -

- 50 O.R. WOOD, S.E. SCHWARZ. Passive mode locking of a CO2 laser. Appl. Phys. Lett. <u>12</u>/1968/ 8, 263-265.
- 51 G. MOELLER, J.D. RIGDEN. Observation of laser action in the R-branch of CO<sub>2</sub> and N<sub>2</sub>O vibrational spectra. Appl. Phys. Left. 8/1966/ 3, 69-70.
- 52 F.M. GERASIMOV. Sovremennyje difrakcjonnyje rešetki. Čast II. Klasifikacja i spektralnyje charakteristiki. Optiko-Machanič. Promyš. <u>11</u>/1965/, 33-42.
- 53 G. SCHIFFNER. Calculation of accurate CO<sub>2</sub> laser transition frequencies and their standard deviations. Opto-electronics 4/1972/, 215-223.
- 54 A.V. ELECKIJ, L.G. MIŠČENKO, V.P. TYČINSKIJ. O teplovom režimie položitelnogo stolba gazovogo razrjada. žurn. Prikl. Spektr. <u>8</u>/1968/ 3, 425-428.
- 55 S. MATHUR, S.C. SAXENA. Methods of calculating thermal conductivity of binary mixtures involving polyatomic gases. Appl. Sci. Res. 17/1967/, 155-168.
- 56 R.L. POWELL. Thermal conductivity. p. 4.77. American Institute of Physics Handbook Mc Graw-Mill Book Company, 1963.
- 57 Handbook of Physics, Mc Graw-Hill Book Company New York, Toronto, London, 1958, Chapter 10, Conduction of Electricity in Gases, p. 4.179, table 10.5.
- 58 J. GINTER. Wstęp do fizyki atomu,cząsteczki i ciała stałego. PWN, Warszawa 1979.
- 59 TH.W. MEYER, CH.K. RHODES. High-resolution line broadening and collisional studies in CO<sub>2</sub> using nonlinear spectroscopic techniques. Phys. Rev. A <u>12</u>/1975/ 5, 1993-2008.
- 60 B.S. PATEL. Estimation of output power and optimum transmittance through a coupling-out hole for a cw CO<sub>2</sub> laser. Appl. Opt. <u>13</u>/1974/ 1, 19-21.
- 61 H. Kogelnik, T.Li. Laser beams and resonators. Appl. Opt. 5/1966/10, 1550-1567.

- 62 W.W. RIGROD. Gain saturation and output power of optical masers. J. Appl. Phys. 34/1963/ 9, 2602-2608.
- 63 B.S. PATEL. Determination of gain, saturation intensity and internal losses of a laser using an intracavity rotatable reflector. IEEE J. of Quant. Electron. <u>QE-9</u>/1973/, 1150-1151.
- 64 N.G. BASOV, I.N. KOMPANEC, O.N. KOMPANEC. V.S. LETOCHOV, V.V. NIKITIN. Uzkije rezonansy pri nasyščenii pogłoščenija SF<sub>6</sub> izłučenijem CO<sub>2</sub>-łazera. Pisma v Žurn. Eksp. i Teoret. Fiz. 9/1969/, 568-571.
- 65 N.6 BASOV. I.N. KOMPANEC, V.S. LETOCHOV, V.V. NIKITIN. Issledovanije uzkich rezonansov vnutri dopplerovskoj linii vraščatelno-kolebatelnych perechodov molekuły SF<sub>6</sub> pri nasyščenii pogłoščenija. Żurn. Eksp. i Teoret. Fiz. <u>59</u> /1970/, 394-403.
- 66 F. SHIMIZU. Absorption of CO<sub>2</sub> laser lines by SF<sub>6</sub>. Appl. Phys. Lett. <u>14</u>/1969/12, 378-380.
- 67 YU.A. GOROKHOV, O.N. KOMPANETS, V.S. LETOKHOV, G.A. GERASIMOV, YU. I. POSUDIN. Narrow saturation resonances in the spectrum of OsO<sub>4</sub> induced by CO<sub>2</sub> laser radiation. Opt. Comman. <u>19</u> /1973/ 4, 320-322.

- 68 O.N. KOMPANEC, A.R. KUKUDŽANOV, V.S. LETOCHOV, V.G. MINOGIN, E.L. MICHAJŁOW. Nelinejna łazernaja spektroskopija kolebatelno-vraščatelnych perechodov monoizotopnych molekuł OsO<sub>4</sub> i stabilizacija častoty CO<sub>2</sub>-łazera. Žurn. Eksp. i Teoret. Fiz. <u>69</u>/1975/ 1, 32-47.
- 69 J. NELLA. Saturated resonance spectroscopy of SiF<sub>4</sub>. Appl. Phys. Lett. <u>23</u>/1973/ 10, 568-570.
- 70 I.M. BETEROV, L.S. VASILENKO, V.A. GANGARDT, V.P. ČEBOTAJEV. Issledovanije uzkich rezonansov pri nasyščeniji w četyrechftoristom kremni na perechodach 00<sup>0</sup>1-02<sup>0</sup>0 łazera na dvuokisi ugleroda. Kvant. Elektr. <u>1</u>/1974/, 970-973.
- 71 R.D. Suart. N<sub>2</sub>F<sub>4</sub> as saturable absorber of CO<sub>2</sub> laser radiation. Opt. Commun. <u>14</u>/1975/ 3, 308-311.

- 72 O.N. KOMPANETS, A.R. KUKUDZHANOV, V.S. LETOKHOV, L.L. GER-WITS. Narrow resonances of saturated absorption of the asymmetrical molecule CHFClBr and the positibility of weak current detection in molecular physics.
- 73 IN. S. DOMNIN, N.B. KOŠELAJEVSKI, V.M. TAMARENKOV, P.S. SU-MIACKIJ, O.N. KOMPANEC, A.R. KUKUDŽANOV, V.S. LETOCHOV, E.L. MICHAJŁOV. CO<sub>2</sub>/<sup>192</sup>OsO<sub>4</sub> łazer: absolutnaja častotosvetovych kolebanij i novyje vozmnožnosti. Pisma v Žurn. Eksp. i Teoret. Fiz. <u>30</u>/1979/ 5, 269-272.
- 74 P.E. HERZBERG. Infrared and Raman Spectra of Polyatomic Molecules. Van Nonstrand, 1959, Princeton.
- 75 C.D. CANTRELL, H.W. GALBRAITH. Statistical weights for octahedral spherical-top molecules. J. of Mol. Spectr. <u>58</u> /1971/, 158-164.
- 76 Z. KECKI. Podstawy spektroskopii molekularnej. PWN, Warszawa. 1975.
  - 77 R.T. LAGEMANN., E.A. JONES. The infrared spectrum of sulfur hexafluoride. J. Chem. Phys. 19/1951/ 5, 534-536.

- 78 C.L. O'CONNOR. Thermal relaxation of vibrational states in sulfur hexafluoride. J. Acoust.Soc. Am. <u>26</u>/1954/ 3, 361-364.
- 79 H. BRUNET. Excitation vibrationnelle de l'hexafluorure de soufre par l'absorption d'un rayonnement laser. C.R. Acad. Sci /Paris/ 264/1967/, 1721-1723.
- 80 R.S. McDOWELL, H.W. GALBRAITH, B.J. KROHN. C.D. CANTRELL. Identification of the SF<sub>6</sub> transitions pumped by a CO<sub>2</sub> laser. Opt. Commun. <u>17</u>/1976/ 2, 178-183.
- 81 R.D. BATES, Jr, J.T. KNUDTSON, G.W. FLYNN, A.M. RONN. Laser induced infrared fluorencence : thermal heating, mass diffusion, and collisional relaxation in SF<sub>6</sub>.

J. of Chem. Phys. 57/1972/ 10, 4174-4190.

82 R.S. TAYLOR. E.A. BALLIK, B.K. GARSIDE. Saturation charakteristics of SF<sub>6</sub> absorption at the 10,53 μm CO<sub>2</sub> P/14/ line. J. of Appl. Phys. <u>48</u>/1977/2, 662-663.

- B3 J.I. STEINFELD, I. BURAK, D.G. SUTTON, A.V. NOWAK, Infrared double resonance in sulfur hexafluoride. J. Chem. Phys. <u>52</u>/1970/, 5421-5434.
- BRUNET. Saturation of infrared absorption in SF<sub>6</sub>. IEEE
  J. of Quant. Electron. <u>QE-6</u>/1970/11, 678-684.
- H. BRUNET. Sur la structure fine du spectre de SF<sub>6</sub> a 10,5 μ.
  C.R. Acad. Sci. /Paris/ <u>268</u>/1969/, 1750-1753.
- 86 H. BRUNET, M. PEREZ. The  $\sqrt{3}_3$  and  $\sqrt{4}_4$  bands of sulfur hexafluoride. J. of Md. Spectr. 29/1969/, 472-477.
- 87 U.P. Oppenheim, P. Melman. Excited state absorption of SF<sub>6</sub> at 936,8 cm<sup>-1</sup>. IEEE J. of Quant. Electron. <u>QE-7</u>/1971/, 426-427.
- 88 I. BURAK, J.I. STEINFELD, D.G. SUTTON. Infrared saturation in sulfur hexafluoride. J. Quant. Spectr. Rad. Transf. 9/1969/, 959-980.
- 89 I. BURAK, P.L. HOUSTON, D.G. SUTTON, J.I. STEINFELD. Mechanism of passive Q switching in CO<sub>2</sub> lasers. IEEE J. of Quant. Electron. <u>QE-7/1971/2</u>, 73-82.
- 90 U.P. OPPENHEIM, Y.J. KAUFMAN. Molecular saturation and the criterion for passive Q switching. IEEE J. of Quant. Electr. <u>QE-10/1974/7, 533-540.</u>
- 91 C.K.N. PATEL, R.E. SLUSHER. Photon echoes in gases. Phys. Rev, Lett. 20/1968/ 20, 1087-1089.
- 92 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 - Politechnic Press, Brooklyn, 309-319.
- 93 A.J. WALLARD, D.C. WILSON. A digital frequency tripling technique for use the control system of a frequency stabilized gas lasers. J. of Phys. E. Sci. Instr. 7/1974/ 3, 161-163.

- 94 E. MATRAS. Laser He-Ne 633 nm z częstotliwością stabilizowaną metodą nasycalnej absorpcji w parach jodu. Dysertacja doktorska, Instytut Telekomunikacji i Akustyki Politechniki Wrocławskiej, komunikat nr I-28/K-169/78.
- 95 P.L. HOUSTON, J.I. STEINFELD. Low-temperature absorption contour of the band of SF<sub>6</sub>. J. of Mol. Spectr. <u>54</u>/1975/, 335-337.
- 96 A.V. NOWAK, J.L. LYMAN. The temperature-dependent absorption spectrum of the 
   <sup>3</sup> band of SF<sub>6</sub> at 10,6 μm.
   J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer 15/1975/, 945-953.
- 97 CH. J. BORDE, M. OUHAYOUN. Observation of magnetic hyperfine structure in the infrared saturation spectrum of <sup>32</sup>SF<sub>6</sub>. J. of Mol. Spectr. <u>73</u>/1978/, 344-346.
- 98 J.P. ALDRIDGE, M. FILIP, H. FLICKER. R.F. HOLLAND, R.S. McDOWELL, N.G. NERESON. Octahedral fine-structure splittings in  $\sqrt[3]{3}$  of SF<sub>6</sub>. J. of Mol. Spectr. <u>58</u>/1975/, 165-168.
- J. GROSZKOWSKI. Technika wysokiej próżni. Wydawnictwa Naukowo
  Techniczne, Warszawa 1972.

- 100 W. THOMASON, D.C. ELBERS. Inexpensive method to stabilize the frequency of a CO<sub>2</sub> laser. J. Opt. Soc. Am. <u>64</u>/1974/, 1359-1361.
- 101 R.A. CRANE. Some absorvation of the sidelight and plasma impedance changes induced by a CO<sub>2</sub> laser beam. Can. J. of Phys. <u>47</u>/1969/,2785-2788.
- 102 R.A. CRANE, A.L. WAKSBERG. Gain correlation with sidelight and plasma impedance properties of a CO<sub>2</sub> laser discharge Can. J. of Phys. 50/1972/, 3067-3069.
- 103 C.K.N. PATEL. Continuous-wave laser action on vibrational -rotational transitions of CO<sub>2</sub>. Phys. Rev. <u>136</u>/1964/, 1187-1193.
- 104 D.C. TYTE. Carbon dioxide lasers, Advances in Quantum Electronics 1/1970/, 129-198.

- 105 C.B. MOORE, R.E. WOOD, BEI LUK-HU, J.T. YARDLEY. Vibrational energy transfer in CO<sub>2</sub> lasers. J. Chem. Phys. <u>46</u>/1967/, 4222-4231.
- 106 R. TAYLOR, S. BITTERMAN. Surrey of vibrational relaxation data for processes important in the CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub> laser system. Rev. of Mod. Phys. <u>41</u>/1969/ 1, 26-47.
- 107 V.N. OČKIN. Issledovanija fiziko-chimičeskich svojstv plazmy CO<sub>2</sub> - łazera. Trudy Ordera Lenina Fizičeskogo Instituta im. P.I. Lebedeva, izd. Akademia Nauk SSSR 78/1974/.
- 108 F.I. VÝSIKAJŁO, A.P. NAPARTOVIČ, E.J. SON. Ob. ustojčivosti nesamostajatelnogo tlejuščego razrjada v čistom azote. Fizika Płazmy <u>4</u>/1978/, 1383-1389.
- 109 A.F. Sapčenko, D.J. Sloveckij, A.J. Maksimov, L.S. POLAK, Mechanizm jonizacji i rozbuždenija molekuł okisi ugleroda v tlejuščem rozrjade. Fizika Płazmy 4/1978/, 352.
- 110 R. NOWICKI, J. PIENKOWSKI. Influence of radiation fluctuations on plasma tube impedance variations of a CO<sub>2</sub> laser. J. Phys. D: Appl. Phys. <u>15</u>/1982/, 1165-1180.
- J. PIEŃKOWSKI, R. NOWICKI. E.F. PLIŃSKI. Measurements of impedance properties of CO<sub>2</sub> lasers. Abstracts VIII Conference Quantum Electronics and Nonlinear Optics EKON-78, Section A: Quantum Electronics and Laser Technique, Poznań 1978, A66, 136-138.
- 112 A.L. SCHAWLOW, C.H. TOWNES. Infrared and optical masers. Phys. Rev. <u>112</u>/1958/ 6, 1940-1949.
- 113 CH. FREED. Stability measurements of CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub>-He lasers at 10,6 μm wavelength. IEEE J. Quant. Electron. <u>QE-5</u>/1967/, 203-205.
- 114 CH. BORDE, L. HENRY. Study of the Lamb Dip and rotational competition in carbon dioxide laser. IEEE J. Quant. Electron. <u>QE-4</u>/1968/ 11, 874-880.
- 115 CH. BORDE, L. HENRY. Stabilization d'un laser à gaz carbonique et abservation du phénomène de Lamb dip pour les transitions laser vers 10µ. Compt. Rend. Acad. Sci. /Paris/ 265/1967/, 1251-1254.

- 116 A.L. WAKSBERG. Stabilization of a CO<sub>2</sub> laser using a three mirror laser system. IEEE J. Quant. Electron. <u>QE-4</u>/1968/ 9, 532-533.
- 117 C. FREED, A. JAVAN. Standing-wave saturation rezonances in the CO<sub>2</sub> 10,6 - μ transitions observed in a low-pressure room-temperature absorber gas. Appl. Phys. Lett. <u>17</u>/1970/ 2, 53-56.
- 118 P.T. WOODS, B.W. JOLLIFE. Stable single-frequency carbon dioxide lasers. J. Phys. E. Sci. Instr. 9/1976/, 395-402.
- 119 V.A. IVANOV, A.J. LEJKIN, V.S. SOŁOVIEV, V.G. PAVŁOV. Ob odnom metode stabilizacji častoty łazera na dvuokisi ugleroda. Kvant. Elektron. <u>3</u>/1973/, 133-134.
- 120 P. MINGUZZI, M. TONELLI. Simple frequency stabilization of CO<sub>2</sub> laser for far-infraved laser pumping. J. Phys. E.<u>10</u> /1977/ 8, 775-776.
- 121 L.S. VASILENKO, M.N. SKVORCOV, N.P. ČEBOTAJEV, G.I. ŠERŠNIEVA, A.V. ŠIŠAJEV. Stabilizacja častoty łazera na CO<sub>2</sub>. Opt. i Spektr. <u>32</u>/1972/ 6, 1123-1129.
- 122 V.M. GUSEV, O.N. KOMPANEC, A.R. KUKUDŽANOV, V.S. LETOCHOV, El. MICHAJŁOV. Stabilizacja častoty CO<sub>2</sub> – łazera stočnosť ju 10<sup>-12</sup> po uzkim rezonansam SF<sub>6</sub> i OsO<sub>4</sub>. Kvant. Elektron. 11/1974/, 2465-2468.
- 123 A. CLAIRIN, L. HENRY. Stabilization des lasers a gaz carbonique par l'absorption saturee. Comp. Rend. Acad. Sci. /Paris/ 279/1974/, 419-422.
- 124 O.N. KOMPANEC, A.R. KUKUDŽANOV, V.S. LETOCHOV, E.L. MI-CHAJŁOV. Stabilizacja častoty łazera na dvuokisi ugleroda s pomošč´u vnešnej nelinejno pogłoščajuščej jačejki na SF<sub>6</sub>. Kvant. Elektron. <u>4</u>/1973/16, 28-34.
- 125 E.N. BAZAROV, G.A. GERASIMOV, V.P. GUBIN, JU.I. POSUDIN. Stabilizacja častoty CO<sub>2</sub>-łazera po uzkim rezonansam v OsO<sub>4</sub>. Izvestija Vuzov SSSR - Radioelektronika, <u>20</u>/1977/ 10, 39-44.

- 126 O.N. KOMPANEC, A.R. KUKUDŽANOV, E.Ł. MICHAJŁOV. K voprosu o vosproizvosimosti častoty CO<sub>2</sub>/OsO<sub>4</sub> - łazera. Kvant. Elektron. <u>4</u>/1977/ 9, 2016-2019.
- JU. S. DOMNIN. N.B. KOSELAJEWSKIJ, V.M. TAMARENKOV, P.S. SUMIACKIJ, O.N. KOMPANEC, A.R. KUKUDŽANOV, V.S. LETO-CHOV, E.Ł. MICHAJŁOV. CO2/1920s04 łazer. absoljutnaja častota svetovych kolebanij i novyje vozmožnosti Pism ma v ZETF 30/1979/ 5, 269-272.
- 128 M.W. GOLDBERG, R. YUSEK. Doppler jitter stabilization of a CO<sub>2</sub> laser. Appl. Phys. Lett. <u>18</u>/1971/ 135-137.
- M.W. LUND, J.N. COGAN, J.A. DAVIS. Low-cost method for stabilization of a CO<sub>2</sub> laser for use in infrared laser pumping. Rev. Sci. Instr. <u>50</u>/1979/ 6, 791-792.
- 130 P.W. SMITH. On the stabilization of a high-power single frequency laser. IEEE J. Quant. Electron. <u>QE-2</u>/1966/ 9, 666-668.
- 131 H.W. MOCKER. Rotational level competition in CO<sub>2</sub> lasers. IEEE J. Quant. Electron. <u>QE-4/1968/11</u>, 769-776.
- 132 M.B. White, W.D. GERBER. Frequency modulation of a selfmode-locked dual-polarization CO<sub>2</sub> laser. IEEE. J.Quant. Electron. <u>QE-7/1971/ 12, 577-578.</u>
- 133 V.P. AVTONOMOV, R. ALEKSANDRESKU, D. DUMITRASZ, D. DUCU. O vozmožnosti stabilizacji častoty CO<sub>2</sub> – łazera s pomošč ju wnešnej štarkovskoj jačejki s 1-1-diftoretanom. Kvant. Elektron. 6/1979/ 2, 351-354.

- 134 P.H. LEE, M.L. SKOLNICK. Interferemetric methods for measuring dispersion in CO<sub>2</sub> laser oscilations and amplifiers. IEEE J. Quant. Electron. <u>QE-3/1967/ 11, 609-612.</u>
- 135 M.J. KAVAYA, R.T. MENZIES, U.P. OPPENHEIM. Optogalvanic stabilization and offset tunning of carbon doxide wavequide laser. IEEE J. Quant. Electron. <u>QE-18</u>/1982/ 1, 19-21.

- 136 A.J. WALLARD. Frequency stabilization of the helium-neon laser by saturated absorption in iodine vapour. J. Phys.E: Sci. Instr. 5/1972/, 926-930.
- 137 V.S. LETOCHOV, B.D. PAVLIK. Fluktuacji častoty v gazovom łazere s nelinejnym pogłośćenijem. Kvant. Elektron. 10/1972/ 4, 32-39.
  - 138 K.M. ABRAMSKI. Miary stabilności częstotliwości laserów. Rozprawy Elektrotechniczne 27/1981/ 4, 1161-1171.
  - 139 K. ABRAMSKI, Z. GODZIŃSKI. Krajowa ceramika piezoelektryczna – własności, parametry i zastosowanie w technice laserowej. Pom. Aut. Kontr. 12/1978/, 452-454.
  - 140 K.M. ABRAMSKI. E.F. PLIŃSKI. Some aspects of heterodyne detection of laser beams. Optica Applicata <u>11</u>/1981/ 4, 563-570.
  - 141 D.W. ALLAN. Statistics of atomic frequency standarts. Proc. IEEE <u>54</u>/1966/ 2, 221-230.
  - 142 E.F. PLIŃSKI. R. NOWICKI, K.M. ABRAMSKI. Frequency stabilization of a CO<sub>2</sub> laser using correlation between the lasing and ionization energy levels. Abstracts of IX Conference EKON-80, Poznań, A32/1980/, 97-99.

- 143 E.F. PLIŃSKI, R. NOWICKI, J. PIEŃKOWSKI. Observation of absorption peak in SF<sub>6</sub> by means of CO<sub>2</sub> laser. Abstructs of VIII Conference EKON-78, Poznań, A43/1978/ 96-98.
- 144 W.H. THOMASON, D.C. ELBERS. An inexpensive method to stabilize the frequency of a CO<sub>2</sub> laser. Rev. Sci. Instrum. <u>46</u>/1975/ 4, 409-412.

SPECTRAL PHENOMENA ANALYSIS IN THE RANGE OF EMISSION LINES OF CO2 AND CO2/SF6 LASERS IN APPLICATION TO FREQUENCY STABI-LIZATION OF LASER RADIATION

## Summary

Phenomena of "inverted Lamb Dip" in the range of the spectral profile of absorption line in the external apsorption cell has been described theoretically in the dissertation. The influence of both the saturating beam and the detection beam on power broadening and constrast of absorption peak has been found theoretically. Energy levels scheme of the sulphur hexafluoride has been analyzed basing upon the literature data and has been reduced to four-levels of saturable absorbers model. An investigation on saturation absorption has been carried out by the transmission measurements of 10,6 µm laser beam in SF6. This investigation proved an agrrement of theoretical model with experimental results. It anabled us to find characteristic parameters of investigated absorber, such as: the saturation intensity I sa of absorption and the small-signal absorption coefficient  $\mathcal{A}_{0}$  +  $\mathcal{A}_{0}$ . These parameters were used to design the frequency-stabilized CO2/SF6 lasers. Sulphur hexafluoride spectrum near 10.6 µm was examined by means of CO, laser. The absorption peaks could be observed on the five emission lines /P12, P14, P16, P18, P20/ of CO2 laser by means of saturation laser spectroscopy method.

The construction of home-made CO<sub>2</sub> laser heterodyne has been presented. The quartz resonator was 1.07 m long.

The laser tubes  $1.4 \cdot 10^{-2}$  m in diametr of 0,6 m active length was ended with Brewster NaCl windows. The optical rezonator consisted of diffraction blazed gratings and transmission mirros with holes. The detailed investigations were performed in order to obtain the optimum parameters of radiation of the constructed lasers. The laser tubes were filled by a 1:1:4 mixture of  $CO_2:N_2:He$  at the total pressure of 1330 Pa. Discharge current was about 20 mA.

A model for the correlation between the lasing action and the ionization processes of CO<sub>2</sub> laser has been presented. In the present work the investigations have been performed on a reflection of the gain curve in the discharge impedance changes /opto-voltaic effect/.

Three methods of frequency stabilization were realized: 1. stabilization on the centre of  $CO_2$  laser power curve detected by means of photodetector /i.e. output power centre frequency stabilization method/, 2. stabilization on the centre of  $CO_2$  laser power curve detected in opto-voltaic signal /detectorless method/ and 3. stabilization on the centre of absorption peak in  $CO_2/SF_6$  laser. Comparison of obtained results showed that the opto-voltaic stabilization method is equivalent to the first one.

> key words: CO<sub>2</sub> laser, CO<sub>2</sub>/SF<sub>6</sub> laser, laser saturation spectroscopy, saturation absorption, opto-voltaic effect, frequency stabilization.

Analiza zjawisk spektralnych w obrębie linii emisyjnych laserów CO<sub>2</sub> i CO<sub>2</sub>/SF<sub>6</sub> w zastosowaniu do stabilizacji częstotliwości promieniowania laserowego

## Streszczenie

W dysertacji teoretycznie opisano zjawisko "odwróconego zagłębienia Lamba" w obrębie spektralnego profilu linii absorpcyjnej w zewnętrznej komórce absorpcyjnej. Teoretycznie znaleziono wpływ wiązki nasycającej i detekującej na poszerzenie mocowe i kontrast piku absorpcyjnego. Na podstawie danych literaturowych przeanalizowano schemat poziomów energetycznych sześciofluorku siarki i zredukowano go do czteropoziomowego modelu absorberów nasycalnych. Badania nasycenia absorpcji wykonano poprzez pomiary transmisji promieniowania laserowego 10,6 µm w SF<sub>6</sub>. Badania te potwierdziły zgodność modelu teoretycznego z wynikami eksperymen- 🖉 talnymi. Pozwoliło to na znalezienie charakterystycznych parametrów badanego absorbera takich, jak: natężenie Isa nasycenia absorpcji i współczynnik absorpcji dla małego sygnału d $_0$  +  $\beta_0$ . Parametry te użyto do zaprojektowania częstotliwościowo stabilizowanych laserów CO2/SF6. Za pomocą lasera CO2 wyznaczono widmo sześciofluorku siarki w pobliżu 10,6 µm. Metodą laserowej spektroskopii nasyceniowej obserwowano piki absorpcyjne na pięciu liniach emisyjnych /P12, P14, P16, P18, P20/ lasera CO2.

Przedstawiono wykonaną we własnym zakresie konstrukcję heterodyny laserowej CO<sub>2</sub>. Długość rezonatora kwarcowego wynosiła 1.07 m. Rury laserowe o średnicy 1,4.10<sup>-2</sup>m i długości aktywnej 0,6 m zakończone były okienkami Brewstera z NaCl. Rezonator optyczny składał się z odbiciowych siatek dyfrakcyjnych i luster transmisyjnych z otworami. Przeprowadzono szczegółowe badania w celu otrzymania optymalnych parametrów promieniowania skonstruowanych laserów. Rury laserowe wypełnione były mieszanką CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He o składzie 1:1:4, o ciśnieniu całkowitym 1330 Pa. Prąd wyładowania wynosił 20 mA.

Przedstawiono model korelacji między akcją laserową a procesami jonizacyjnymi w laserze CO<sub>2</sub>. W prezentowanej pracy przeprowadzono badania odwzorowania krzywej wzmocnienia w zmianach impedancji wyładowania /efekt opto-woltaiczny/.

Zrealizowano trzy metody stabilizacji: 1. stabilizacja na centrum krzywej mocy lasera CO<sub>2</sub> detektowanej przy użyciu fotodetektora /tzw. metoda stabilizacji częstotliwości na centrum mocy wyjściowej/, 2. stabilizacja na centrum krzywej mocy lasera CO<sub>2</sub> detekowanej w sygnale opto-woltaicznym /metoda bezdetektorowa/ i 3. stabilizacja na pik absorpcyjny w laserze CO<sub>2</sub>/SF<sub>6</sub>. Porównanie otrzymanych rezultatów wykazało, że metoda stabilizacji opto-woltaicznej jest równoważna pierwszej.

Słowa kluczowe:

laser CO<sub>2</sub>, laser CO<sub>2</sub>/SF<sub>6</sub>, laserowa spektroskopia nasyceniowa, nasycenie absorpcji, stabilizacja częstotliwości.

## Odbiorcy:

1.	Promotor1	egz.
2.	Biblioteka Główna Politechniki Wrocławskiej1	egz.
3.	Biblioteka Główna Politechniki Warszawskiej1	egz.
4.	Biblioteka Główna Politechniki Gdańskiej1	egz.
5.	Recenzenci2	egz.
6.	OINT I - 281	egz.
7.	Autor	egz.

Razem: ....12 egz.

0

5.97

5.99



- 199 -