

**Edward Franciszek Pliński**

**Właściwości promieniowania  
falowodowych laserów CO<sub>2</sub>  
wzbudzanych prądem w.cz.**



**Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej  
Wrocław 2001**

**Recenzenci**

Romuald Nowicki  
Wiesław Woliński

**Opracowanie redakcyjne**

Alicja Kordas

**Korekta**

Aleksandra Wawrzynkowska-Dwojak

**Projekt okładki**

Edward F. Pliński

© Copyright by Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 2001

**ISBN 83-7085-553-9**

OFICZYNA WYDAWNICZA POLITECHNIKI WROCLAWSKIEJ  
Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław

Ark. wyd. 15. Ark. druk. 12<sup>3</sup>/<sub>4</sub>. Papier offset kl. III, 80 g, B1.  
Drukarnia Oficyny Wydawniczej Politechniki Wrocławskiej. Zam. nr 564/2001.

*Bronisławowi i Mieczysławowi  
poświęcam*

**W pracy zaprezentowano szeroki przegląd właściwości promieniowania laserów CO<sub>2</sub>, w tym struktur modowych wytwarzanych w laserach falowodowych, wielofalowodowych oraz w rezonatorach z falowodem płaskim. W badaniach wymienionych konfiguracji uwzględniono aspekt spektralny obserwowanych zjawisk fizycznych. Efekty spektralne zbadano również w warunkach impulsowej pracy laserów.**

**The work gives the overview of properties of the CO<sub>2</sub> laser radiation. Many examples of the spectral phenomena are presented on modern RF excited waveguide, multi-waveguide and slab-waveguide CO<sub>2</sub> lasers. Mode structures in all three mentioned configurations are investigated. Spectral effects in lasers operated in a pulse regime are also shown.**

**WYDAWNICTWA POLITECHNIKI WROCŁAWSKIEJ**

**są do nabycia w następujących księgarniach:**

**„Politechnika”**

**Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław**

**budynek A-1 PWr., tel. (0-71) 320-25-34,**

**„Tech”**

**plac Grunwaldzki 13, 50-377 Wrocław**

**budynek D-1 PWr., tel. (0-71) 320-32-52**

**Prowadzimy sprzedaż wysyłkową**

# Spis rzeczy

<b>1. Wstęp .....</b>	<b>9</b>
<b>2. Zjawiska spektralne w laserach CO<sub>2</sub> .....</b>	<b>12</b>
2.1. Spektroskopia molekuly CO <sub>2</sub> .....	12
2.2. Sygnatura lasera.....	16
2.3. Zastosowanie heterodynowych i homodynowych metod pomiarowych .....	23
2.4. Metody poszerzania pasma laserów CO <sub>2</sub> .....	25
2.4.1. Pasma sekwencyjne .....	25
2.4.2. Pompowanie optyczne z poziomu wzbudzonej molekuly Br*.....	26
2.4.3. Przesunięcie izotopowe .....	27
2.5. Pompowanie optyczne – lasery pracujące w obszarze submilimetrym (lasery FIR).....	29
2.6. Laserowa spektroskopia nasyceniowa i laserowe wzorce częstotliwości.....	30
2.7. Efekt optogalwaniczny .....	34
2.8. Praca impulsowa.....	36
2.9. Inne efekty spektralne.....	38
<b>3. Jakość wiązki laserowej.....</b>	<b>39</b>
3.1. Zdefiniowanie problemu.....	39
3.2. Parametr $M^2$ .....	40
3.3. Wiązki supergaussowskie i inne.....	43
3.4. Parametr $M^2 < 1$ ? .....	44
3.5. Spostrzeżenia .....	45
<b>4. Rozwój struktur laserów CO<sub>2</sub> .....</b>	<b>47</b>
<b>5. Właściwości termiczne mieszanin gazowych (w tym mieszanin laserów CO<sub>2</sub>,   laserów CO i laserów Xe) .....</b>	<b>50</b>
5.1. Przewodnictwo właściwe gazów .....	50

5.2. Obliczenia teoretyczne.....	51
5.3. Aproksymacje danych eksperymentalnych .....	52
5.4. Przewodnictwo właściwe gazowych mieszanek laserowych.....	54
5.5. Rozkład temperatury w typowym falowodzie płaskim .....	57
<b>6. Plazma laserów CO<sub>2</sub> wzbudzana prądem w.cz. ....</b>	<b>61</b>
6.1. Właściwości plazmy w.cz.....	61
6.2. Procesy destabilizujące plazmę w.cz. ....	63
6.3. Stabilność termiczna plazmy w.cz.....	63
6.4. Przejścia $\alpha$ - $\gamma$ .....	65
6.5. Optymalizacja ośrodka wyładowczego w laserach wzbudzanych prądem w.cz. ....	65
<b>7. Nierównomierność rozkładu wyładowania w kanale lasera falowodowego ..</b>	<b>68</b>
7.1. Metoda He .....	68
7.2. Metoda Griffitha .....	71
7.3. Poprawka Kima .....	71
7.4. Metoda Chenausky'ego .....	72
7.5. Metoda Strohscheiena.....	73
7.6. Rezonans głowicy laserowej.....	77
<b>8. Falowodowy laser jednokanałowy.....</b>	<b>86</b>
8.1. Mody.....	86
8.2. Falowodowy laser jednokanałowy – mody poprzeczne .....	92
8.3. Falowodowy laser jednokanałowy – przykład zastosowania .....	96
<b>9. Lasery wielokanałowe.....</b>	<b>98</b>
9.1. Synchronizacja wiązek wyjściowych .....	98
9.2. Konstrukcje wielofalowodowe laserów CO <sub>2</sub> ze sprzężeniem fazowym wiązek .....	101
9.3. Technika reformatowania .....	104
<b>10. Lasery z falowodem płaskim.....</b>	<b>106</b>
10.1. Rezonatory ze ściankami bocznymi o zwierciadłach płaskich .....	107
10.1.1 Czterofalowy model propagacji fali w strukturze rezonatora z falowodem płaskim ze ściankami bocznymi .....	109
10.2. Efekt Talbota .....	110
10.3. Selektor Talbota a realizacje.....	115
10.3.1. Siatkowy filtr Talbota.....	115
10.3.2. Filtr Talbota i korekcja fazowa wiązki laserowej za pomocą zwierciadeł fazowych.....	120
10.4. Laser z falowodem płaskim jako dyfrakcyjna siatka braggowska.....	121

10.4.1. Indukowane siatki.....	122
10.4.2. Indukowane siatki w laserach falowodowo-szczelinowych .....	123
10.4.3. Efekt samosynchronizacji modów.....	126
10.5. Laser pierścieniowy jako wynik czterofalowego mieszania.....	129
<b>11. Rezonatory dla wnęk z falowodami płaskimi pozbawionych ścianek bocznych.....</b>	<b>131</b>
11.1. Stabilne rezonatory wklęsło-wypukłe.....	132
11.1.1. Stabilny rezonator konfokalny .....	133
11.2. Technika DOE (GPM) i VRM .....	134
11.3. Rezonatory niestabilne.....	135
<b>12. Rezonatory niestabilne w strukturach hybrydowych.....</b>	<b>137</b>
12.1. Mody wytwarzane w rezonatorach niestabilnych.....	138
12.2. Procedury numeryczne .....	141
12.3. Mody wyższych rzędów w rezonatorze niestabilnym. ....	142
12.4. Punkty przecięcia (CRP), maksymalnego dystansu (MSP) i szczytowania (CPP).....	144
12.5. Rezonatory o małym powiększeniu $M$ .....	147
12.6. Charakterystyczne punkty CPP, MSP i CRP a obrazy modu na zwierciadle.....	147
12.7. Krawędzie zwierciadła wyjściowego.....	149
12.8. Rezonator niestabilny konfokalny .....	150
12.9. Niestabilne rezonatory konfokalne i strefy Fresnela .....	153
12.10. Rezonatory niestabilne – aspekt spektralny.....	155
<b>13. Tryb pracy impulsowej falowodowych laserów CO<sub>2</sub> wzbudzanych prądem w.cz. ....</b>	<b>160</b>
13.1. Fazy impulsu laserowego w trybie przełączania wzmocnienia .....	161
13.2. Pik.....	161
13.3. Wybrzuszenie azotowe .....	163
13.4. Stan ustalony impulsu i wybrzuszenie termiczne .....	163
13.5. Efekty spektralne w temperaturowej części impulsu.....	165
13.6. Temperatura mieszanki laserowej .....	166
13.7. Wygaszanie impulsu.....	169
13.8. Opóźnienie impulsu wyjściowego.....	169
13.9. Poziom mocy wyjściowej falowodowych laserów CO <sub>2</sub> w.cz. w różnych fazach impulsu w zależności od mocy dostarczanej do ośrodka aktywnego.....	170
13.10. Moc wyjściowa lasera falowodowego CO <sub>2</sub> w zależności od transmisji zwierciadła wyjściowego .....	171

13.11. Lasery CO <sub>2</sub> z falowodem płaskim wzbudzone prądem w.cz. w trybie pracy impulsowej .....	173
13.12. Podsumowanie i wnioski .....	175
<b>14. Dyfrakcyjny marker laserowy. Podsumowanie właściwości promieniowania laserów falowodowych CO<sub>2</sub> wzbudzanych prądem w.cz..</b>	<b>177</b>
<b>15. Zakończenie .....</b>	<b>184</b>
<b>Bibliografia .....</b>	<b>187</b>
<b>Summary .....</b>	<b>199</b>



# 1. Wstęp

Lasery, z racji niezwykle wąskiego emitowanego pasma, są bardzo czułymi urządzeniami spektralnymi. Istotę szerokiej gamy zjawisk spektralnych można łatwo zrozumieć, śledząc wyniki badań najpopularniejszego gazowego lasera molekularnego, tzn. lasera CO<sub>2</sub>.

Bogate widmo molekuly CO<sub>2</sub> biorącej udział w akcji laserowej sprawiło, że lasery te stały się źródłem wiedzy o rozmaitych zjawiskach fizycznych, dotychczas trudnych do bezpośredniej obserwacji. Wiedza ta znakomicie uzupełniła fizykę i technikę laserową, wnosząc istotny wkład do rozwoju nauki światowej. Takie cechy, jak:

- charakterystyczna dla lasera CO<sub>2</sub> jego sygnatura,
  - możliwość poszerzania i przesuwania pasma spektralnego emitowanego przez laser,
  - koincydencja z pasmami absorpcyjnymi ciężkich molekuł,
- oraz zastosowania w:
- spektroskopii,
  - nasyceniowej spektroskopii laserowej wysokiej rozdzielczości, gdzie laser CO<sub>2</sub> jest głównym elementem urządzenia badawczego o niezwyklej rozdzielczości spektralnej,
  - pompowaniu optycznym laserów dalekiej podczerwieni FIR,
  - stabilizacji częstotliwości promieniowania wyjściowego,
  - budowie wzorca częstotliwości optycznej w zakresie średniej podczerwieni,
- stawiają laser CO<sub>2</sub> na czele jednego z najbardziej popularnych urządzeń fizycznych, badanych i rozwijanych na przestrzeni kilku ostatnich dekad.

Mimo bogactwa zjawisk spektralnych obserwowanych w laserach CO<sub>2</sub>, głównym motorem rozwoju laserów CO<sub>2</sub> była i jest ich duża sprawność, a co za tym idzie – możliwość konstrukcji laserów dużej mocy o zastosowaniach technologicznych i militarnych. Takie laserowe urządzenia technologiczne oparte na laserach CO<sub>2</sub> zwykle nie są czułe na zmiany częstotliwości tych laserów. W pewnych jednak szczególnych przypadkach niezbędna jest wiedza o spektralnych właściwościach lasera. Właściwości promieniowania laserów CO<sub>2</sub> są wykorzystywane w urządzeniach laserowych, ale mogą również stanowić źródło trudnych do wyeliminowania szkodliwych efektów, które czasami potrafią unicestwić pewne idee aplikacyjne.

Niniejsza praca jest poświęcona współczesnym laserom CO<sub>2</sub>, sukcesywnie zastępującym lasery konwencjonalne, tzn. laserom falowodowym wzbudzonym poprzecznie prądem wysokiej częstotliwości. Omawiana tu zasada działania tego typu laserów uzupełniona jest o aspekt spektralny występujących tam zjawisk fizycznych.

W rozdziale 2. omówiono efekty spektralne, jakie można obserwować dzięki laserom, a zwłaszcza laserom CO<sub>2</sub>. Większość konkluzji sformułowanych w tym rozdziale ma zastosowanie do wyników badań współczesnych falowodowych laserów CO<sub>2</sub> wzbudzanych prądem w.cz.

W rozdziale 3. wyjaśniono definicję jakości wiązki laserowej i problemy z nią związane. Wyniki przytoczonych tu badań i wnioski wykorzystano w dalszej części pracy.

W rozdziale 4. dokonano przeglądu stosowanych konstrukcji laserów falowodowych, w tym z falowodem płaskim, oraz motywacje ich powstania. Omawiane lasery pracują w specyficznych warunkach wzbudzania, poprzez wyładowanie wzbudzone prądem wysokiej częstotliwości. Konstrukcje takie, jak w przypadku laserów CO<sub>2</sub>, wymagają intensywnego chłodzenia, dlatego istotna jest znajomość warunków termicznych, jakie powstają we wnętrzu takich laserów w trakcie wzbudzania mieszanki laserowej.

Rozważania na temat efektów termicznych w laserze zawarto w rozdziale 5. Niektóre efekty spektralne pojawiają się na skutek zmian temperatury ośrodka laserowego, zaprezentowano więc wyniki obliczeń wartości przewodnictwa termicznego oraz rozkładu temperatury we wnękach laserów falowodowych.

W rozdziale 6. omówiono fizykę plazmy w.cz. i problemy z jej stabilnością oraz optymalizacją. Wątek ten jest kontynuowany w rozdziale 7., poświęconym problemom z dopasowaniem elektrycznym głowicy lasera, tzn. struktury mechaniczno-elektrycznej lasera, z uwzględnieniem plazmy, do generatora zasilającego.

W rozdziale 8. poddano rozważaniom teoretycznym rezonator lasera o pojedynczym falowodzie i zwrócono uwagę na właściwości spektralne takiego lasera. W rozdziale 9. dotychczasowe rozważania poszerzono o strukturę zwielokrotnioną lasera falowodowego, czyli o lasery wielokanałowe. I tu również przedstawiono właściwości spektralne takiej struktury i sposoby ich modyfikacji.

Przeskokiem technologicznym w stosunku do omawianych dotychczas struktur jest laser z falowodem płaskim omówiony w rozdziale 10. Mnogość występujących tu zjawisk spektralnych skłania do oddzielnych omówień i stąd wynika podział na dalsze podrozdziały. I tak, omówiono lasery z falowodem płaskim w strukturach zamkniętych, tzn. ze ściankami bocznymi; jeden podrozdział poświęcono efektowi Talbota, a w innym pokazano taki laser jako braggowską siatkę dyfrakcyjną.

W rozdziale 11. przedstawiono modyfikację omawianej struktury z falowodem płaskim przez odrzucenie ścianek bocznych, tworząc tym samym strukturę hybrydową (złożenie struktury falowodowej z rezonatorem otwartym). Laser o takiej strukturze najlepiej spełnia swoją funkcję, będąc zaopatrzony w zwierciadła formujące rezonator niestabilny, co zaprezentowano w rozdziale 12. Jednomodowa praca lasera z takim rezonatorem umożliwia łatwą obserwację odkrytej ostatnio uporządkowanej sygnatury, której poświęcono osobny podrozdział.

Rozdział 13. poświęcono pracy impulsowej falowodowych laserów CO<sub>2</sub>; zwrócono uwagę na podobieństwa i różnice takiego trybu pracy w typowych impulsowych laserach TEA i laserach wzbudzanych prądem w.cz. Szczegółowo omówiono problemy ze zmianami temperatury w falowodzie wypełnionym typową mieszaniną gazową lasera CO<sub>2</sub>, które wpływają na kształt impulsu wyjściowego lasera. Rozwiązując równania kinetyczne struktury energetycznej lasera CO<sub>2</sub>, potwierdzono zachowanie się impulsu laserowego w zależności od dostarczanej mocy. Zmianami temperatury i ciśnienia mieszaniny gazowej wyjaśniono efekt przeskoku z linii na linię emisyjną w trakcie generacji impulsu laserowego.

Przedstawione w pracy właściwości promieniowania laserów CO<sub>2</sub> i efekty spektralne z nimi związane zgrupowano w rozdziale 14., omawiając pewną propozycję laserowego urządzenia technologicznego, tzw. laserowy marker dyfrakcyjny, dokładniej – dyfrakcyjny mechanizm skaningowy laserowego markera; mechanizm, który podkreśla korzyści płynące ze specyfiki promieniowania lasera CO<sub>2</sub>, jak również problemy z jego wykorzystaniem.

Ramy całej pracy tworzą rozdział 2. i rozdział 14., a wnioski zawarte w ostatnim rozdziale, połączone z rekapitulacją rozdziału 2., stanowią jednocześnie konkluzję niniejszej pracy.

Monografia ta pretenduje do miana dysertacji habilitacyjnej, dlatego każdy rozdział jest poprzedzony akapitem, w którym wyraźnie zaznaczono wkład własny autora i bibliografię. Wkład własny autora podsumowano w ostatnim, 15. rozdziale monografii.

*Wyrażam wdzięczność: Koledze Krzysztofowi Abramskiemu, który namówił mnie do tego przedsięwzięcia; Koledze Jerzemu Witkowskiemu za owocną współpracę; Profesorowi Romualdowi Nowickiemu i Profesorowi Wiesławowi Wolińskiemu, którzy wnikliwie czytali i poprawiali całość pracy; Dziekanowi Wydziału Elektroniki Politechniki Wrocławskiej za pokrycie kosztów wydania monografii; Ignacowi Sulikowskiemu, człowiekowi wielkiego serca, za pomoc techniczną, a przede wszystkim za niespożyty i zaraźliwy optymizm; żonie Stasi za zachętę, cierpliwość i stworzenie właściwej atmosfery; and Joanie Plinski-Haynes for her helpful assistance.*

*Edward Pliński*

## 2. Zjawiska spektralne w laserach CO<sub>2</sub>

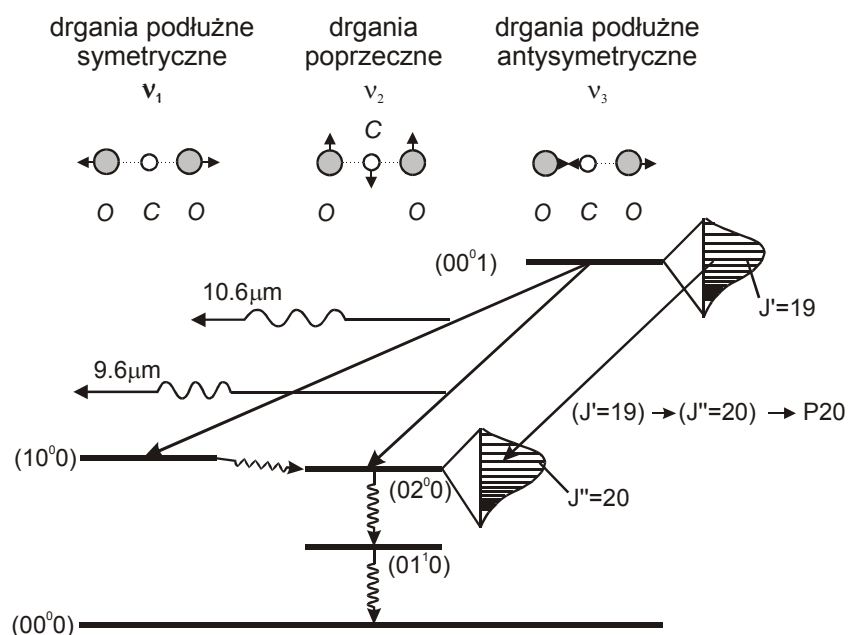
Przedstawiono najważniejsze zjawiska spektralne, możliwe do zaobserwowania w laserach CO<sub>2</sub> lub za ich pomocą. Opracowaniem własnym autora jest weryfikacja i potwierdzenie rezultatów takich eksperymentów, jak:

- spektroskopia ośrodka wyładowczego lasera CO<sub>2</sub> [2.35, 2.37];
- heterodynowe i homodynowe metody badawcze [2.3, 2.4, 2.45];
- pompowanie optyczne [2.42];
- laserowa spektroskopia nasyceniowa [2.34, 2.40];
- stabilizacja częstotliwości promieniowania wyjściowego lasera CO<sub>2</sub> [2.2, 2.30, 2.41, 2.50];
- efekt optogalwaniczny i jego zastosowanie w stabilizacji częstotliwości lasera [2.30, 2.32, 2.33, 2.39, 2.50, 2.54];
- badania sygnatur laserowych w warunkach pracy ciągłej [2.36, 2.43, 2.44, 2.46] i impulsowej [2.38];
- oryginalna prezentacja przesunięć izotopowych pasm emisyjnych lasera CO<sub>2</sub> [2.35];
- wykazanie rozbieżności między krzywymi wzmocnienia lasera CO<sub>2</sub> detekowanych w promieniowaniu wyjściowym i w sygnale optogalwanicznym dla rezonatora optycznego ze zwierciadłem wyjściowym całkowicie odbijającym z otworem transmisyjnym [2.32, 2.33];
- detekcja sygnału optogalwanicznego w polu otaczającym rurę wyładowczą [2.50] i jego zastosowanie do stabilizacji częstotliwości lasera [2.30];
- odkrycie i wyjaśnienie uporządkowanej sygnatury laserowej (efekt WOLS), występującej dla pewnych długości optycznych rezonatora laserowego [2.43, 2.44, 2.46].

### 2.1. Spektroskopia molekuly CO<sub>2</sub>

Spektroskopia molekuly CO<sub>2</sub> wynika z systemu poziomów energetycznych typowych dla molekuł symetrycznych. Na rysunku 2.1 przedstawiono dobrze znany, uproszczony diagram poziomów energetycznych CO<sub>2</sub>, ważnych dla akcji laserowej. Pominięto istotny dla sprawności lasera CO<sub>2</sub> udział molekuly N<sub>2</sub> wspomagającej pompowanie górnego poziomu laserowego. Należy przy tym dodać, że „czysty” laser CO<sub>2</sub> nie istnieje; około 30% CO<sub>2</sub> na skutek wzbudzenia natychmiast dysocjuje na CO i O<sub>2</sub>, przy czym ten pierwszy bierze udział w pompowaniu górnego poziomu

laserowego na równi z  $N_2$  [2.61]. Nie rozpatruje się tu również wpływu ksenonu, zwykle dodawanego do mieszanki lasera  $CO_2$ , jako że ma on nieistotny wpływ na spektralne aspekty lasera [2.17].



Rys. 2.1. Uproszczony (opis w tekście) schemat poziomów energetycznych molekuly  $CO_2$  biorących udział w akcji laserowej (nie uwzględniono molekuly  $N_2$ ) [2.35]

Fig. 2.1. Simplified diagram of the  $CO_2$  levels taking part in laser action ( $N_2$  levels are not considered) [2.35]

Na system energetyczny  $CO_2$  składają się poziomy wibracyjne, które z kolei są złożone z poziomów rotacyjnych  $J$ . Poziomy oscylacyjne molekuly  $CO_2$  leżą blisko stanu podstawowego  $00^0$  i dlatego dystans między nimi jest relatywnie mały. Konsekwencją takiej struktury (typowej dla molekuly) jest to, że przejścia pomiędzy poziomami energetycznymi  $CO_2$  należą do pasma podczerwieni w zakresie 9–12  $\mu m$ . Możliwe są trzy typy drgań molekuly  $CO_2$ : drgania symetryczne, antysymetryczne i poprzeczne (p. rys. 2.1). Formują one trzy grupy poziomów energetycznych, odpowiednio:  $n00$ ,  $0n0$  i  $00n$ , gdzie  $n = 0, 1, 2, \dots$ . Przejścia laserowe mogą zachodzić pomiędzy rotacyjnymi stanami energetycznymi sąsiednich poziomów oscylacyjnych. Na rysunku pokazano przykładowe przejście rotacyjne dające w wyniku emisję linii P20.

Na rysunku 2.2 przedstawiono rozkład obsadzeń molekuly  $CO_2$  na poziomach rotacyjnych  $n_{vj}$  ( $v$  – numer stanu oscylacyjnego,  $j$  – numer stanu rotacyjnego) wybranego stanu oscylacyjnego zgodnie z wyrażeniem [2.61].

$$n_{vj} = N_v (2hcB_v/kT) (2j+1) \exp \left\{ - \left[ B_v j(j+1) - D_v j^2(j+1)^2 \right] (hc/kT) \right\}, \quad (2.1)$$

gdzie:

$N_v$  – całkowite obsadzenie poziomu oscylacyjnego  $\nu$ ,

$h$  – stała Plancka,

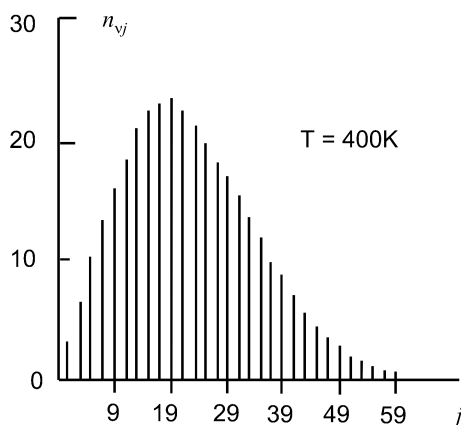
$c$  – prędkość światła,

$k$  – stała Boltzmana,

$T$  – temperatura,

$B_v$  i  $D_v$  – stałe rotacyjne.

Istnienie tego typu struktury stanów energetycznych objawia się bogatym widmem molekuly  $\text{CO}_2$  i bezpośrednio określa spektralne własności pracy lasera  $\text{CO}_2$ .



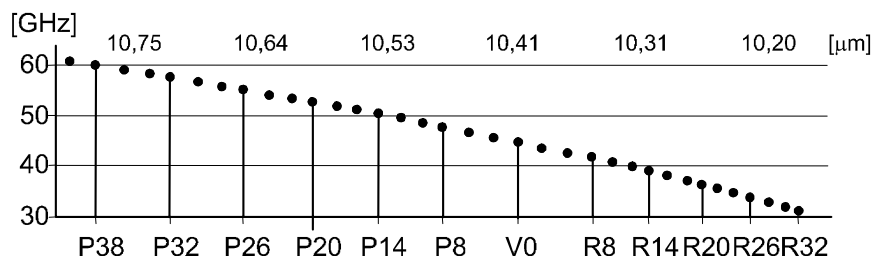
Rys. 2.2. Rozkład obsadzeń molekuly  $\text{CO}_2$  na poziomach rotacyjnych  
Fig. 2.2. Distribution of the  $\text{CO}_2$  molecules on rotational levels

Inwersję obsadzeń w molekule  $\text{CO}_2$  można łatwo uzyskać na metastabilnym, asymetrycznym poziomie oscylacyjnym  $00^0_1$ . Przejścia pomiędzy tym poziomem a poziomem symetrycznym  $10^0_1$  lub poziomem poprzecznym  $02^0_0$  wyzwalają promieniowanie wokół długości fali odpowiednio  $10,4 \mu\text{m}$  lub  $9,4 \mu\text{m}$ , zwane powszechnie pasmami regularnymi widma  $\text{CO}_2$ . Na rysunku 2.3 pokazano pasmo  $10,4 \mu\text{m}$  molekuly (tradycyjnie zwane pasmem  $10,6 \mu\text{m}$  ze względu na najsilniejszą linię emitowaną na tej długości fali). Pasma przedstawiono w niekonwencjonalny sposób, w postaci odległości (w częstotliwości) pomiędzy poszczególnymi liniami emisyjnymi [2.35]. W pasmie można wyróżnić dwie gałęzie P i R, utworzone przez przejścia typu odpowiednio:  $j(00^0_1) - j(10^0_1) = -1$  i  $j(00^0_1) - j(10^0_1) = 1$ . Dystans w częstotliwości pomiędzy poszczególnymi liniami emisyjnymi w tym pasmie zawiera się w granicach od około 30 do około 60 GHz, co jest warte podkreślenia w świetle heterodynowych badań sygnałów z przestrzeni wokółziemskiej [2.49].

Najsilniejszym czynnikiem wpływającym na profil linii emisyjnej molekuly  $\text{CO}_2$  są temperatura i ciśnienie. Ciśnieniowo (lub inaczej dopplerowsko) poszerzony profil  $S(\nu, \nu_{12})$  linii można określić wyrażeniem

$$S(\nu, \nu_{12}) = \frac{c}{\nu_{12}} \left( \frac{M}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp \left[ -\frac{Mc^2}{2kT\nu_{12}^2} (\nu - \nu_{12})^2 \right], \quad (2.2)$$

w którym  $M$  – masa molekuly.



Rys. 2.3. Spektrum molekuly CO<sub>2</sub> dla gałęzi P pasma 10,6 μm, przedstawione jako dystans w częstotliwości pomiędzy poszczególnymi liniami emisyjnymi [2.35]  
 Fig. 2.3. CO<sub>2</sub> spectrum of P branch of 10.6 μm band presented as a distance in frequency between neighbour emission lines [2.35]

Częstotliwość przejścia  $\nu_{12}$  jest przesunięta na skutek efektu Dopplera do wartości  $\nu = \nu_{12} - (1 + v_x/c)$ , gdzie  $v_x$  – prędkość molekuly na kierunku obserwacji  $x$ . Dla niskich wartości ciśnienia linia poszerzona jest niejednorodnie, o szerokości połówkowej określonej wyrażeniem

$$\Delta \nu_D = 2\nu_0 \sqrt{\frac{2kT}{Mc^2}} \ln 2, \quad (2.3)$$

w którym  $\nu_0$  – częstotliwość centralna linii.

Taką linię można obserwować w laserze CO<sub>2</sub> przy ciśnieniu mieszanki roboczej CO<sub>2</sub> : N<sub>2</sub> : He poniżej 130 Pa (1 Tr), czyli przy mocach wyjściowych poniżej 1 wata. Dla wyższych wartości ciśnienia linia jest poszerzona jednorodnie i określana formułą [2.61]

$$\Delta \nu_p = 7,58 (\psi_{\text{CO}_2} + 0,73\psi_{\text{N}_2} + 0,64\psi_{\text{He}}) p \sqrt{300/T} \text{ MHz}, \quad (2.4)$$

w której:

$\psi_x$  – frakcja  $x$ -go komponentu,

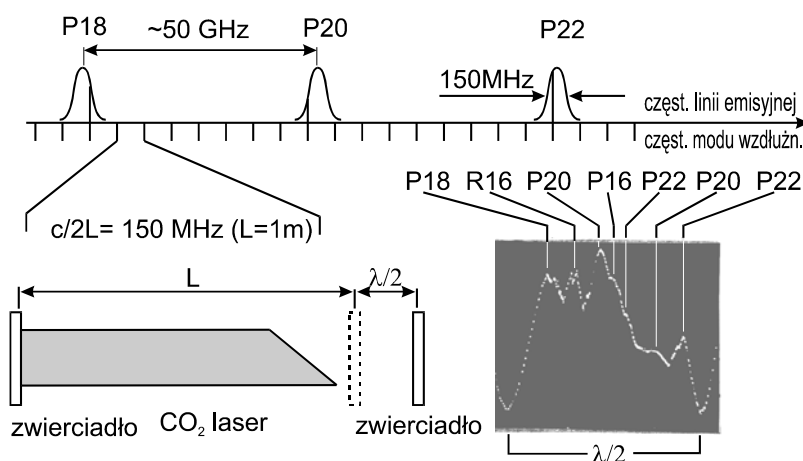
$p$  – ciśnienie całkowite.

Dla bardzo wysokich wartości ciśnienia (kilka atmosfer) poszerzenie ciśnieniowe sięga wartości odległości między poszczególnymi liniami emisyjnymi, tworząc ciągłe pasmo emisyjne. Sytuacja taka występuje w wysokociśnieniowych laserach TEA.

## 2.2. Sygnatura lasera

Konsekwencją możliwości pracy lasera CO<sub>2</sub> na różnych liniach emisyjnych, z wyeliminowaniem możliwości jednoczesnej pracy na kilku liniach (przynajmniej w tym samym modzie laserowym), jest tak zwana sygnatura lasera.

Jak już powiedziano, wynikiem możliwych przejść rotacyjnych gałęzi 00<sup>0</sup>1–10<sup>0</sup> oraz 00<sup>0</sup>1–02<sup>0</sup> jest bogate widmo emisyjne molekuly dwutlenku węgla, co pozwala laserowi na generację na wielu liniach. Na skutek mocnej konkurencji między tymi przejściami laser generuje tylko na jednej, zwykle najsilniejszej, linii emisyjnej. Na ogół jest to jedna z silniejszych linii pasma 10,6 μm gałęzi P, tzn. między P18 a P24. W trakcie przestrajania lasera (zmieniając niewiele długość rezonatora optycznego) obserwuje się charakterystyczny, quasi-periodyczny rozkład natężenia promieniowania. Obraz ten powtarza się z niewielkimi zmianami z okresem przestrajania  $\lambda/2$  i zwany jest sygnaturą lasera. Po raz pierwszy obserwowany był przez Bridgesa [2.8]. Sygnatura jest skutkiem przeskoków generacji lasera z linii na linię emisyjną w trakcie jego przestrajania. Skoki są wymuszone przez zmieniającą się wraz z przestrajaniem koincydencję położenia rezonansów rezonatora optycznego i linii emisyjnych widma molekuly CO<sub>2</sub> biorącej udział w akcji laserowej [2.58]. Na rysunku 2.4 pokazano sposób powstawania sygnatury i wynik eksperymentalny uzyskany przy przestrajaniu konwencjonalnego lasera CO<sub>2</sub> [2.37, 2.44]. Jak widać, obserwowane skoki z linii na linię nie tylko nie są przypadkowe, ale możliwe do przewidzenia z pomocą analizy matematycznej, która podana zostanie tu za Schiffnerem [2.51].



Rys. 2.4. Mechanizm powstawania sygnatury lasera CO<sub>2</sub>.

Rezonator lasera jest przestrajany o długość fali  $\lambda/2$ , dając sygnaturę widoczną po prawej [2.37]

Fig. 2.4. Creation of the CO<sub>2</sub> laser signature.

The laser resonator is tuned over the half-wavelength  $\lambda/2$ , and as a result the signature is observed (on the right) [2.37]



Analizę należy rozpocząć od przytoczenia formuły określającej warunek rezonansu fali o długości  $\lambda_c$  (w próżni) w rezonatorze optycznym, długości  $d$  i zwierciadłach o promieniach krzywizn  $R_1$  oraz  $R_2$ , wypełnionym ośrodkiem o współczynniku załamania  $n$  [2.25]

$$nd = (q + 1 + B) \frac{\lambda_c}{2} = q' \frac{\lambda_c}{2}, \quad (2.5)$$

gdzie

$$B = \frac{1}{\pi} (1 + r + s) \arccos \left[ \left( 1 - \frac{d}{R_1} \right) \left( 1 - \frac{d}{R_2} \right) \right]^{1/2},$$

$$q' = q + 1 + B,$$

$q$  – numer modu wzdłużnego,

$r$  i  $s$  – numery modów poprzecznych.

W dalszych rozważaniach zakłada się, bez szkody dla ostatecznego wyniku, że  $r = s = 0$ , czyli rozważa się istnienie we wnęce laserowej tylko modów wzdłużnych. Poza tym, biorąc pod uwagę, że promienie zwierciadeł lasera są o wiele większe od zmian ich położenia  $d$ , zakłada się, że  $B$  jest constant.

Z wyrażenia (2.5) wynika, że rezonanse w ośrodku laserowym dla pewnej długości fali  $\lambda_c$  i wyróżnionego numeru modu wzdłużnego  $q'$  są rozłożone z okresem  $\lambda_c/2n$  wzdłuż osi przemieszczenia  $d$  jednego ze zwierciadeł.

Na rysunku 2.5 pokazano poglądowo, jak skomplikowany może być taki rozkład rezonansów już tylko dla trzech długości fal  $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3$  przejść rotacyjnych występujących w widmie ośrodka aktywnego lasera. Szczególnie jest to widoczne na złożeniu wszystkich możliwych położenia rezonansów (dla trzech fal) zgrupowanych na jednej osi. Wybrany (ze względu na konkurencję przejść pomiędzy poziomami rotacyjnymi molekuly  $\text{CO}_2$ ) rezonans z tego zestawu weźmie udział w formowaniu akcji laserowej, jeśli tylko „trafi” w trakcie przestrajania lasera na linię emisyjną ośrodka aktywnego. Praktycznie wybór taki następuje samoistnie, najczęściej wskutek termicznych zmian długości rezonatora.

Teraz należy przewidzieć kształt krzywej natężenia mocy wyjściowej lasera w funkcji przestrajania  $d$  rezonatora. Ze względu na użyteczne ciśnienie mieszanki roboczej lasera  $\text{CO}_2$  konieczne jest przyjęcie jednorodnego poszerzenia linii emisyjnej, czyli jej kształtu lorentzowskiego. Współczynnik wzmocnienia  $\alpha$  ośrodka laserowego w funkcji częstotliwości  $f$  można więc przedstawić formułą [2.51]

$$\alpha(f) = \frac{\alpha_0 \Delta f^2}{4(f - f_0)^2 + \Delta f^2 \left( 1 + \frac{I}{I_s} \right)}, \quad (2.6)$$

a współczynnik załamania  $n$

$$n(f) = 1 + \frac{c}{\pi f} \frac{f - f_0}{\Delta f} \alpha(f), \quad (2.7)$$

gdzie:

$\alpha_0$  – współczynnik wzmocnienia dla małego sygnału,

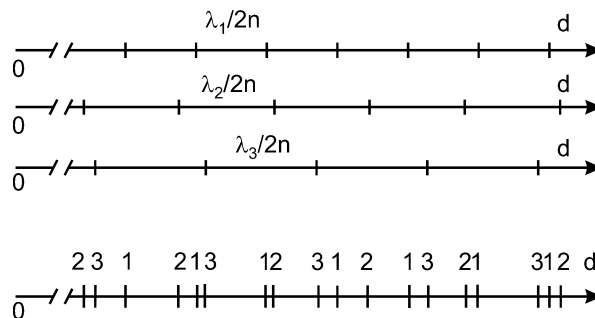
$f_0$  – częstotliwość centralna linii emisyjnej,

$\Delta f$  – szerokość linii,

$I_s$  – natężenie nasycenia,

$I$  – natężenie promieniowania w rezonatorze,

$c$  – prędkość światła.



Rys. 2.5. Zaznaczone długości  $d$  wnęki rezonansowej lasera, dla których różne długości fal  $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3$  przejść rotacyjnych są w rezonansie (górne trzy osie  $d$ ) oraz niżej ich zestaw na wspólnej osi

Fig. 2.5. Positions of cavity resonances versus length  $d$  for different transitions  $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3$  and below set of all resonances

Wprowadza się tutaj kolejne założenie, że współczynnik załamania  $n$  nie zmienia się na skutek zmiany częstotliwości generacji  $f$ , czyli zmiany natężenia  $I$ , a stąd zmiany parametrów plazmy

$$n(f) = 1 \text{ dla } f = f_0 \quad (2.8)$$

i wyrażenie (2.5) przyjmuje postać

$$d_0 = q \cdot \frac{\lambda_0}{2} . \quad (2.9)$$

Konsekwencją założenia jest to, że wartość współczynnika załamania nie wpływa na położenie centrum linii  $f_0$ , a tylko na jej szerokość  $\Delta f$ . Kolejne uproszczenie dalszych rozważań bierze się z oczywistego spostrzeżenia, że dla stabilnej generacji całkowite wzmocnienie systemu jest równe 1, równość więc współczynnika wzmocnienia  $\alpha(f)$  i strat  $a$  w rezonatorze

$$\alpha(f) = a. \quad (2.10)$$

Tu  $a$  oznacza straty na jednostkę długości i dalej, ze względu na ich nierównomierne rozłożenie we wnęcie laserowej, będzie traktowane jako równoważny współ-

czynnik strat rezonatora. Po wprowadzeniu znormalizowanego odchylenia  $F$  częstotliwości rezonatora od centrum  $f_0$  linii emisyjnej

$$F = \frac{f - f_0}{\Delta f}. \quad (2.11)$$

Po skompilowaniu równań (2.6), (2.10) i (2.11) otrzymujemy wyrażenie określające znormalizowane natężenie  $I$  promieniowania wyjściowego lasera w funkcji znormalizowanej częstotliwości  $F$

$$\frac{I(F)}{I_s} = \frac{\alpha_0}{a} - 1 - 4F^2. \quad (2.12)$$

Jak widać, moc wyjściowa lasera  $I$  według równania (2.12) jest funkcją  $F$ . W celu jej uzależnienia od wartości przestrojenia  $d$  wystarczy rozważyć wyrażenia (2.5), (2.8), (2.9) i (2.10), czego wynikiem jest

$$d - d_0 = -F \frac{d_0}{f_0} \left( \Delta f + \frac{ca}{\pi} \right), \quad (2.13)$$

gdzie  $d_0 = q'c/2f_0$ .

Po wprowadzeniu „geometrycznej” szerokości linii  $\Delta d$ , równej

$$\Delta d = \frac{d}{d_0} \left( \Delta f + \frac{ca}{\pi} \right), \quad (2.14)$$

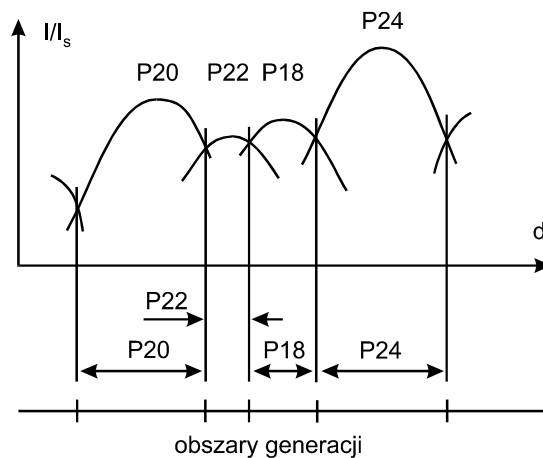
otrzymujemy

$$\frac{d - d_0}{\Delta d} = -F. \quad (2.15)$$

Po wstawieniu równania (2.15) do wzoru (2.12) otrzymujemy wynik

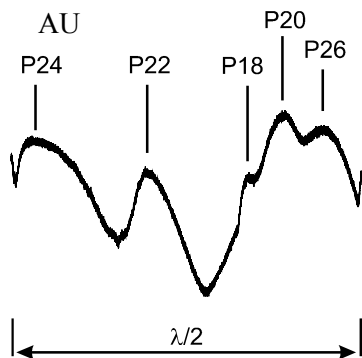
$$\frac{I(d)}{I_s} = \frac{\alpha_0}{a} - 1 - 4 \frac{(d - d_0)^2}{\Delta d^2}. \quad (2.16)$$

Otrzymana zależność natężenia promieniowania wyjściowego lasera ma kształt odwróconej paraboli o wysokości  $\alpha_0/a - 1$ . Dalsza procedura sprowadza się do wykreślenia krzywych  $I/I_s$  w funkcji zmian długości rezonatora  $d$  dla wszystkich częstotliwości  $f_0$  na podstawie danych literaturowych wartości wzmocnienia (które na ogół jest inne dla każdej linii emisyjnej i inne dla linii poszerzonych jednorodnie i niejednorodnie oraz zależy od parametrów lasera). Otrzymuje się w rezultacie obraz schematycznie przedstawiony na rysunku 2.6. Wydaje się logiczne, że przeskoki z linii na linię powinny następować w miejscach, gdzie otrzymane krzywe przecinają się, ale tylko wtedy, gdy wartości natężenia nasycenia  $I_s$  są sobie równe (a przynajmniej czyni się takie założenia). Mimo tych wielu założeń i uproszczeń, sygnatury obserwowane w eksperymentach z laserami CO<sub>2</sub> potwierdzają oczekiwania teoretyczne [2.51].



Rys. 2.6. Znormalizowane natężenie  $I/I_s$  promieniowania wyjściowego lasera w funkcji długości  $d$  wnęki rezonansowej oraz niżej zaznaczone obszary generacji lasera i przeskok z linii na linię emisyjną w miejscach przecięcia krzywych natężenia (rysunek poglądowy)  
 Fig. 2.6. Normalised intensity versus cavity length  $d$  and below regions of oscillations

Dotychczasowe rozważania można wprost przenieść na lasery falowodowe. Na rysunku 2.7 przedstawiono typową sygnaturę lasera falowodowego  $\text{CO}_2$  otrzymaną w trakcie przestrajania rezonatora płasko-płaskiego o  $d = \lambda/2$  [2.36].



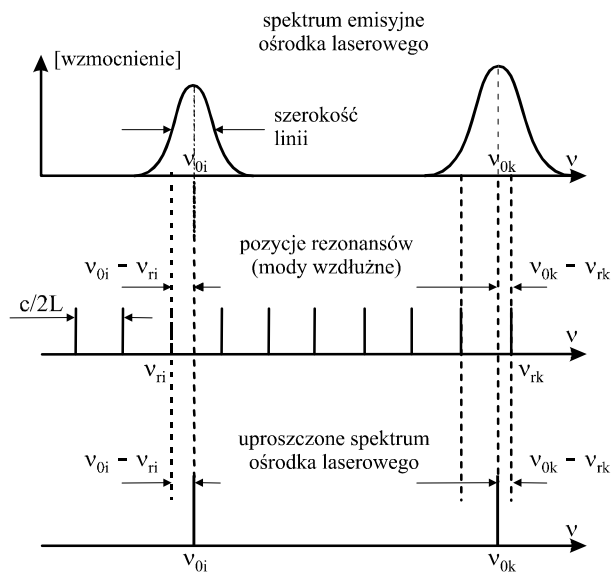
Rys. 2.7. Oscylogram sygnatury falowodowego lasera  $\text{CO}_2$  wzbudzanego prądem w.c.z. z rezonatorem płasko-płaskim długości ok. 400 mm i wymiarach kanału  $2 \times 2 \text{ mm}^2$ . Kolejne maksima odpowiadają generacji lasera na odpowiednich liniach emisyjnych gałęzi P pasma  $10,6 \mu\text{m}$  [badania własne]  
 Fig. 2.7. Signature of the waveguide  $\text{CO}_2$  laser of appr. 400 mm long and  $2 \times 2 \text{ mm}^2$  cross section of the waveguide

Procedurę podaną przez Schiffnera można znacznie uprościć, bez szkody dla wyników. Uproszczony algorytm wyszukujący żadaną sygnaturę:

➤ ogranicza się tylko do śledzenia dystansu (w częstotliwości) pomiędzy możliwymi modami wzdłużnymi we wnęcie rezonatora optycznego a możliwymi do generacji liniami emisyjnymi ośrodka aktywnego lasera  $\text{CO}_2$ ;

➤ nie bierze pod uwagę ani wzmocnienia, ani szerokości linii emisyjnych, co oznacza, że o generacji na danej linii decyduje tylko odległość modu od linii (patrz wyjaśnienie na rys. 2.8);

➤ mimo to skutecznie „wyszukuje” obserwowaną przez Schiffnera sekwencję linii P26, R12, P18, P24, P20, P22, P16, P12, P14, R22 pasma  $10,6 \mu\text{m}$  dla rezonatora o długości ok.  $L = 356 \text{ mm}$  [2.51]. (Dokładniej, użyta tutaj procedura znajduje poszukiwaną sygnaturę dla  $L = 356,4 \pm 0,2 \text{ mm}$  [2.46]). Na rysunku 2.9a pokazano wynik poszukiwań takiej sekwencji w postaci wykresu schodkowego.



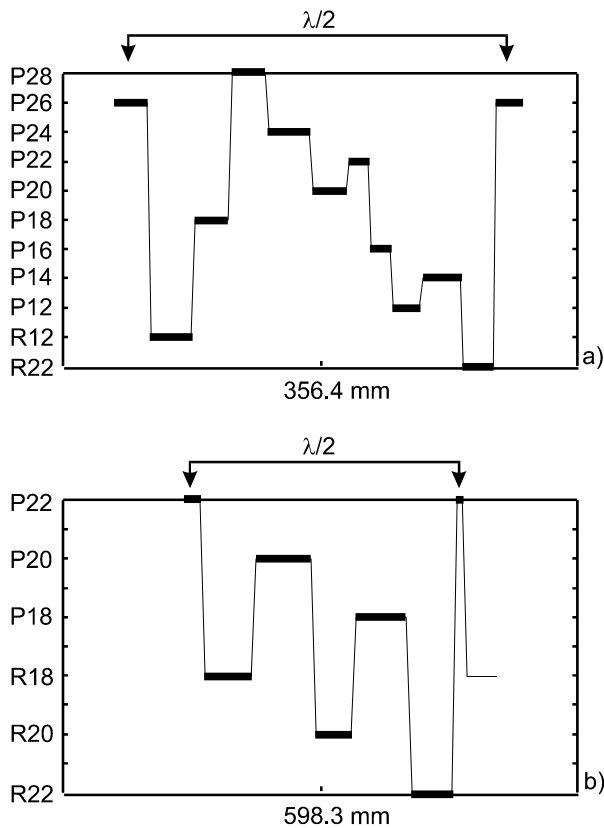
Rys. 2.8. Ilustracja działania procedury numerycznej opracowanej przez Schiffnera [2.51] (rys. górny) i procedury uproszczonej [2.46] (rys. dolny), czulej tylko na różnice między częstotliwością centralną linii emisyjnej  $\nu_{0i}$  i częstotliwością modu rezonatora  $\nu_{ri}$

Fig. 2.8. Illustration of the Schiffner's idea [2.51] (top) of the numerical procedure in comparison to the simplified procedure [2.46] (bottom) sensitive only to the distance between the central frequency of the emission lines  $\nu_{0i}$  and the frequency of the laser modes  $\nu_{ri}$

Przedstawiony model teoretyczny powstawania sygnatury w laserze  $\text{CO}_2$  sugeruje taki sposób skonstruowania lasera, aby wymusić jego generację na dwóch liniach emisyjnych równocześnie. To pozwala na użycie lasera w pewnych badaniach heterodynowych prowadzonych przez Buholza [2.9].

Wystarczy zatem obliczyć, jakie parametry powinien mieć laser ze swoim rezonatorem optycznym, aby pozycje dwóch rezonansów o numerach  $q_1$  i  $q_2$  wypadły na centrach  $f_{01}$  i  $f_{02}$  dwóch wybranych linii emisyjnych. Wyniki eksperymentalne potwierdzają taką możliwość konstrukcji lasera „dwukolorowego” [2.10] lub jego modyfikacji, tzw. lasera „pięciokolorowego” [2.9, 2.10]. Na rysunku 2.9b przedstawiono wynik poszukiwań sekwencji linii P22, R18, P20, R20, P18 i R22 dla długości rezonatora optycznego  $L = 598,3 \pm 0,2 \text{ mm}$  (badanego przez Buholza [2.9]) uproszczoną procedurą (jak poprzednia) [2.46]. Dokładniej idzie tu o możliwość bistabilnej pracy lase-

ra na pięciu możliwych przeskokach P22/R18, R18/P20, P20/R20, R20/P18 i P18/R22.



Rys. 2.9. Wyniki poszukiwań określonych sygnatur przez uproszczoną procedurę (wyjaśnienie w tekście) [2.46]: a) sygnatura badana przez Schiffnera dla długości rezonatora optycznego 356,4 mm [2.51], b) sygnatura badana przez Buholza dla długości rezonatora optycznego 598,3 mm [2.9-2.11]

Fig. 2.9. Results of the search for desired signatures by the simplified numerical procedure [2.46]:

a) signature by Schiffner for the resonator length of 356.4 mm [2.51],

b) signature by Buholz for the resonator length of 598.3 mm [2.9-2.11]

Równoczesną pracę lasera CO<sub>2</sub> na wielu liniach emisyjnych (*multicolor operation*) można uzyskać w warunkach impulsowej pracy laserów wysokociśnieniowych TEA [2.29].

Najważniejsze wyniki teoretyczne i eksperymentalne oraz wnioski będące konsekwencją przestrajania laserów CO<sub>2</sub> można zgrupować następująco:

➤ w trakcie przestrajania lasera otrzymuje się charakterystyczny, quasi-periodyczny rozkład natężenia promieniowania (który powtarza się z niewielkimi zmianami z okresem przestrajania  $\lambda/2$ ), zwany sygnaturą lasera;

➤ przy odpowiednio dobranej długości rezonatora laserowego możliwa jest bistabilna praca lasera, czyli oparta na przeskokach pomiędzy dwiema wybranymi liniami emisyjnymi – laser „dwukolorowy” [2.9, 2.10];

➤ przewidywalność sekwencji linii pojawiających się przy przestrajaniu lasera sugeruje istnienie sygnatury uporządkowanej, to znaczy takiej, gdzie linie emisyjne, objawiające się jako kolejne maksima sygnatury, pojawiają się w kolejności ich występowania w widmie emisyjnym molekuly  $\text{CO}_2$  (efekt WOLS – *Well-Ordered Laser Signature*) [2.46] (rozd. 12.);

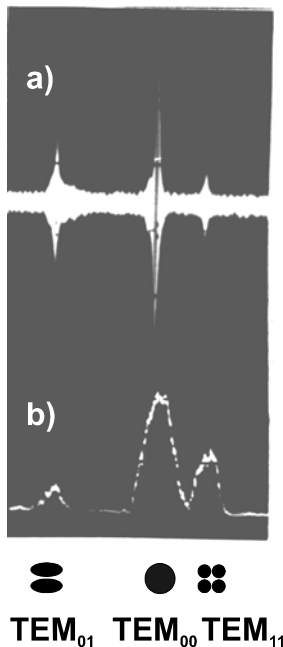
➤ przewidywalność i powtarzalność sekwencji z każdym przestrojeniem rezonatora o pół długości fali nasuwa koncepcję zastosowania tej właściwości jako elementu dyfrakcyjnego mechanizmu skaningowego w markerze laserowym [2.43] (rozd. 14.).

### 2.3. Zastosowanie heterodynowych i homodynowych metod pomiarowych

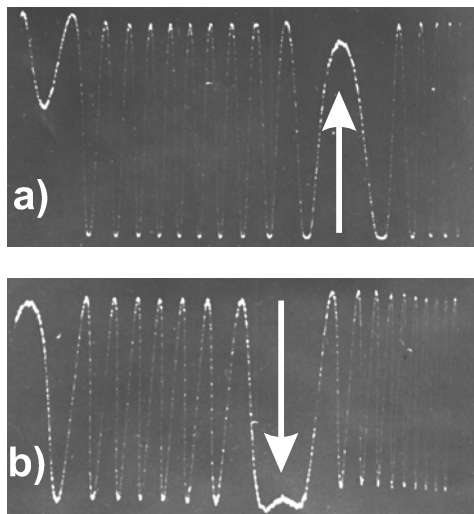
Jak już wspomniano, różnica częstotliwości pomiędzy poszczególnymi liniami emisyjnymi lasera  $\text{CO}_2$  może być wykorzystana w badaniach heterodynowych sygnałów z przestrzeni okołoziemskiej. Idea pomiaru sprowadza się do mieszania sygnału badanego z sygnałem wzorca (tu lasera  $\text{CO}_2$ ), w celu uzyskania sygnału o znacznie niższej częstotliwości, mieszczącej się w zakresie pasma dostępnych detektorów.

Inne zastosowanie metody to badanie zawartości spektralnej lasera  $\text{CO}_2$  przez porównanie z jednomodowym laserem wzorcowym. Sygnał pomiarowy zwykle obserwuje się na analizatorze widma, ale istnieje prostszy i tańszy sposób. Wystarczy przestrajając jednomodowy laser wzorcowy, a rezultat zdudniania z laserem badanym obserwować na oscyloskopie. Na rysunku 2.10 przedstawiono wynik heterodynowania jednomodowego lasera wzorcowego oraz badanego lasera pracującego w trzech modach poprzecznych. Na oscylogramie (a) widoczne są trzy wyraźne sygnały dudnieniowe, odpowiadające detekowanym tym sposobem modom poprzecznym, kolejno  $\text{TEM}_{01}$ ,  $\text{TEM}_{00}$  i  $\text{TEM}_{11}$  (rys. 2.10b). Obydwa lasery pracowały na tej samej linii emisyjnej, co zapewniało dostatecznie wąski zakres pomiarowy dopuszczalny dla detektora [2.3].

Szczegółowy obraz zjawiska mieszania częstotliwości pracy dwóch niezależnych laserów widoczny jest na oscylogramach (rys. 2.11), przedstawiających momenty pracy obydwu laserów, kiedy ich częstotliwość jest porównywalna, a w każdym razie mieszcząca się w zakresie pomiarowym detektora (najczęściej wzmacniacza detektora). Zaznaczono momenty, kiedy częstotliwość obydwu laserów się zrównuje [2.4]. Obraz ten świadczy o skuteczności heterodynowej metody pomiarowej, która umożliwia obserwację i rejestrację sygnałów dudnieniowych w zakresie częstotliwości akustycznych (czyli łatwo detekowanych), kiedy wartości składowe częstotliwości sięgają rzędu teraherców.



Rys. 2.10. Heterodynowa analiza zawartości modowej promieniowania laserowego:  
 a) sygnał mieszania wiązki lasera wzorcowego z wiązką lasera badanego,  
 b) krzywa wzmacnienia lasera wykazująca pracę lasera w modach poprzecznych  $TEM_{01}$ ,  $TEM_{11}$  i podstawowym  $TEM_{00}$   
 (patrz ilustracja pod oscylogramami) [2.3]  
 Fig. 2.10. Heterodyne analysis of the laser radiation: a) beat frequency signal, b) laser gain curve showing the existence of three modes:  $TEM_{01}$ ,  $TEM_{11}$  and  $TEM_{00}$   
 (see illustration below of the oscillograms) [2.3]



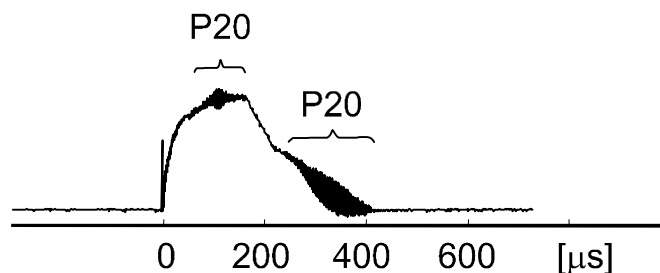
Rys. 2.11. Obraz mieszania częstotliwości dwóch laserów  $CO_2$  pracujących na tej samej linii emisyjnej. Zaznaczono momenty (a) i (b) zrównywania częstotliwości obydwu laserów [2.4]  
 Fig. 2.11. Heterodyne signals of two  $CO_2$  lasers. Indicated are moments where frequencies of both lasers 'meet' together [2.4]

Metoda homodynowa polega na obserwowaniu (rejestrowaniu) sygnału z jednego lasera. Pomiar pozwala na obserwację szczegółów spektralnych (tu modów wyższego rzędu) w zakresie szerokości linii emisyjnej lasera. W przypadku pracy wielomodowej obserwuje się na analizatorze widma sygnały równe częstotliwości międzymodowej.

Obydwie metody są bardzo czułe i szybkie. Znajdują zastosowanie w badaniach falowodowych laserów  $CO_2$ , w tym w trybie pracy impulsowej (rozd. 13.).



Metoda heterodynowa pozwala na łatwe określenie składu spektralnego impulsów promieniowania wyjściowego laserów z falowodem płaskim tak, jak to pokazano na rysunku 2.12. Pod koniec rozwijania się impulsu laser pracuje na linii emisyjnej P20. Po wyłączeniu prądowego impulsu zasilającego laser przeskakuje na inną (tu nie detekowaną linię), aby po około 100  $\mu\text{s}$  powrócić do generacji na linii P20 [2.45].



Rys. 2.12. Impuls wyjściowy lasera  $\text{CO}_2$  z falowodem płaskim. Widoczne zaburzenia to wynik heterodynowania wiązki badanego lasera z jednomodowym laserem wzorcowym nastrojonym na linię P20 [2.45] (przypadkowa praca lasera badanego na linii P20 10,6  $\mu\text{m}$ )

Fig. 2.12. Output slab-waveguide  $\text{CO}_2$  laser pulse. Perturbations on the profile are the result of heterodyning and indicate the operations on P20 emission line [2.45]

Metoda homodynowa może być użyta do detekcji pasożytniczych modów poprzecznych w laserze o pojedynczym kanale falowodowym (p. 8.2).

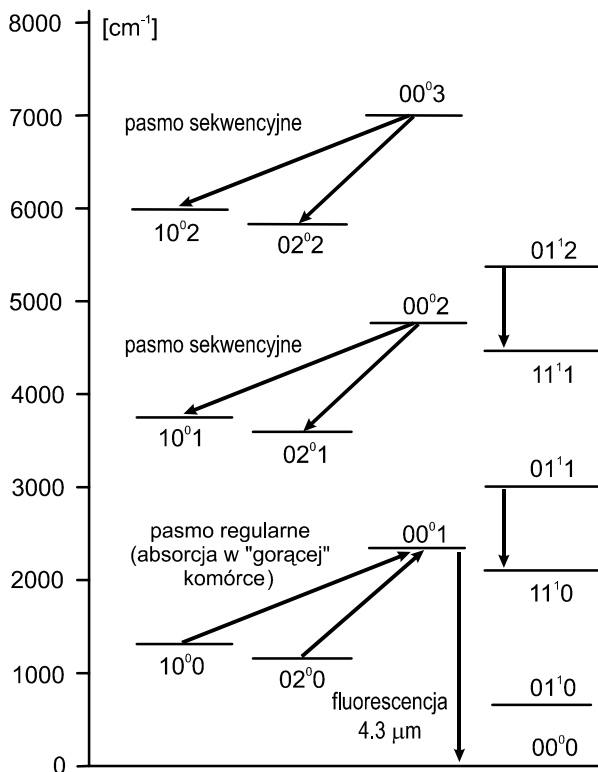
## 2.4. Metody poszerzania pasma laserów $\text{CO}_2$

Znajomość modelu poziomów energetycznych molekuly  $\text{CO}_2$  pozwala na zaprojektowanie układów umożliwiających poszerzenie pasma laserów  $\text{CO}_2$  od 9 do 14 mikrometrów. Metody poszerzania pasma opierają się na wykorzystaniu tzw. przejść sekwencyjnych, pompowania optycznego i przesunięć izotopowych.

### 2.4.1. Pasma sekwencyjne

Bogate widmo poziomów energetycznych molekuly  $\text{CO}_2$  pozwala również na inne przejścia niż pokazane na rysunku 2.1. Są to przejścia sekwencyjne  $00^0_2 - (10^0_1, 02^0_1)\text{I}$  oraz  $00^0_2 - (10^0_1, 02^0_1)\text{II}$ , bardzo podobne w swojej strukturze do przejść regularnych, lecz nieco względem nich przesunięte. Jednym ze sposobów „wymuszenia” tych przejść jest zastosowanie wewnętrznej komórki absorpcyjnej, wypełnionej podgrzewanym  $\text{CO}_2$ . Na skutek grzania następuje obsadzenie niższych poziomów pasma

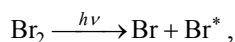
regularnego i emitowane promieniowanie z pasm regularnych w laserze jest absorbowane, dlatego jedyna możliwość generacji pojawia się między poziomami wyższymi, sekwencyjnymi [2.20, 2.47, 2.48, 2.53] (patrz rys. 2.13).



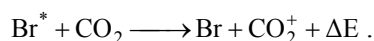
Rys. 2.13. Możliwe przejścia laserowe CO<sub>2</sub> przy stłumieniu przejść regularnych „gorącą” komórką absorpcyjną CO<sub>2</sub> [2.48]  
Fig. 2.13. Possible CO<sub>2</sub> laser transitions, when the regular transitions are attenuated with the ‘hot’ absorption cell [2.48]

#### 2.4.2. Pompowanie optyczne z poziomu wzbudzonej molekuly Br\*

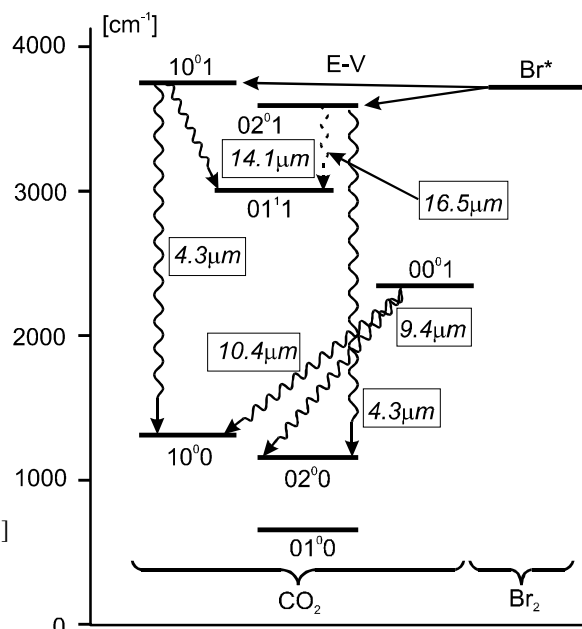
Inną metodą poszerzania pasma lasera CO<sub>2</sub> jest metoda optycznego pompowania bezpośrednio wyższego stanu energetycznego 10<sup>01</sup> CO<sub>2</sub> poprzez transfer ze wzbudzonej molekuly Br\* [2.31]. Ponieważ z poziomu 10<sup>01</sup> możliwe są zarówno przejścia 4,3 μm do poziomu 10<sup>00</sup>, jak i przejścia 14,1 μm do poziomu 00<sup>01</sup>, dlatego stosuje się w laserze wewnętrzną komórkę CO<sub>2</sub> pod ciśnieniem około 530 Pa (4 Tr) do stłumienia niepożądanego przejścia 4,6 μm. Właściwy, wzbudzony stan elektronowy 4P<sub>1/2</sub> molekuly Br uzyskuje się dzięki efektowi fotolizy. Umieszczony w płaszczu wodnym lasera CO<sub>2</sub> brom jest oświetlany błyskiem lampy. Zachodzi wtedy reakcja wzbudzenia



a następnie przekazanie energii do ośrodka laserowego według schematu



Teoretycznie możliwe jest również przejście  $16,5 \mu\text{m}$  ze stanu  $02^01$  do  $01^11$  (patrz rys. 2.14).



Rys. 2.14. Diagram poziomów energetycznych molekuly  $\text{CO}_2$  i  $\text{Br}^*$  wyjaśniający mechanizm pompowania optycznego laserowych poziomów  $\text{CO}_2$  i selekcyjnych przejścia emisyjne [2.31]  
Fig. 2.14. Energy level diagram of  $\text{CO}_2$  and  $\text{Br}^*$  molecules with indicated laser transitions [2.31]

### 2.4.3. Przesunięcie izotopowe

Właściwości widmowe molekuly zależą od masy wszystkich jej atomów. Masa molekuly może być zmieniona bez naruszenia struktury cząsteczki przez wymianę atomów, wchodzących w skład molekuly, na ich izotopy. W przypadku molekuly  $\text{CO}_2$  w grę wchodzi atomy węgla i tlenu. Zamiast podstawowych atomów  $^{12}\text{C}$  i  $^{16}\text{O}$  można użyć izotopów  $^{13}\text{C}$  lub  $^{14}\text{C}$  i (oraz)  $^{17}\text{O}$  i  $^{18}\text{O}$ . Tym samym częstotliwości modowe, odpowiadające za drgania  $\omega_1$  (symetryczne),  $\omega_2$  (poprzeczne) oraz  $\omega_3$  (asymetryczne) modyfikują się zgodnie z formułą [2.60]

$$\frac{\omega_1^i}{\omega_1} = \sqrt{\frac{m_{\text{O}}}{m_{\text{O}}^i}}, \quad \frac{\omega_2^i}{\omega_2} = \frac{\omega_3^i}{\omega_3} = \sqrt{\frac{m_{\text{O}} \left(1 + \frac{2m_{\text{O}}^i}{m_{\text{C}}^i}\right)}{m_{\text{O}} \omega \left(1 + \frac{2m_{\text{O}}}{m_{\text{C}}}\right)}}, \quad (2.17)$$

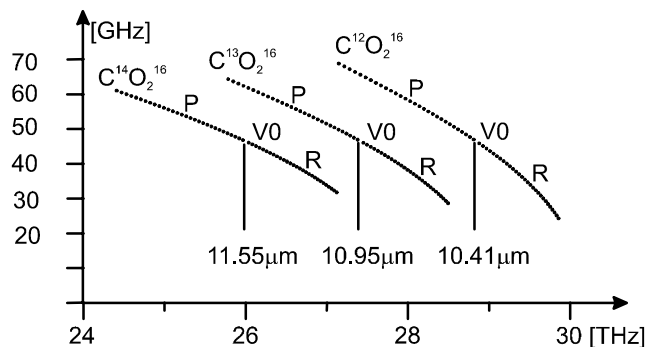
w której:

$m_{\text{O}}$  i  $m_{\text{C}}$  – masy atomowe, odpowiednio: tlenu i węgla,

1, 2 i 3 – indeksy odnoszące się do odpowiedniego izotopu.

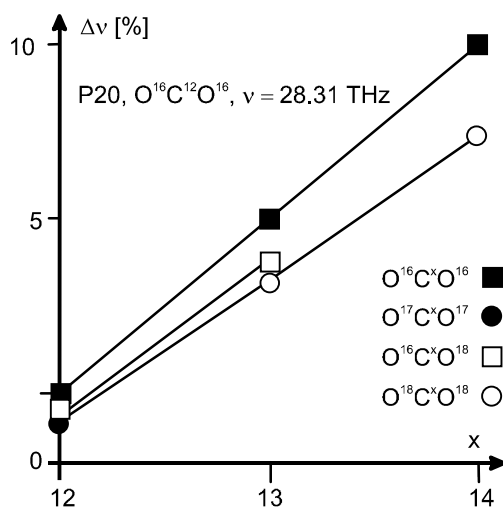
Jak łatwo zauważyć, możliwych jest osiem kombinacji:  $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$  (podstawowa),  $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$ ,  $^{14}\text{C}^{16}\text{O}$ ,  $^{12}\text{C}^{16}\text{O}^{18}\text{O}$ ,  $^{13}\text{C}^{16}\text{O}^{18}\text{O}$ ,  $^{12}\text{C}^{17}\text{O}$ ,  $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$  oraz  $^{14}\text{C}^{18}\text{O}$ . Podstawowe izoto-

powe przejścia dają spektrum od 9  $\mu\text{m}$  do 12  $\mu\text{m}$  [2.1, 2.5, 2.22, 2.23, 2.60]. Na rysunku 2.15 pokazano jak cała gałąź P pasma 10,6  $\mu\text{m}$  może zostać przesunięta w częstotliwości dla kolejnych izotopów węgla  $\text{C}^{13}$  i  $\text{C}^{14}$  względem podstawowego  $\text{C}^{12}$ . Izotopy węgla mają największy wpływ na przesunięcie widma – nawet o 10% (rys. 2.16).



Rys. 2.15. Przesunięcie pasma 10,6  $\mu\text{m}$  dla dwóch izotopów węgla  $\text{C}^{13}$  i  $\text{C}^{14}$  w kierunku niższych częstotliwości względem pasma dla izotopu podstawowego  $\text{C}^{12}$  [2.35]

Fig. 2.15. Translation of the 10.6  $\mu\text{m}$  band into lower frequencies in relation to the basic  $\text{C}^{12}$  one [2.35]



Rys. 2.16. Przesunięcie  $\Delta\nu$  pasma 10,6  $\mu\text{m}$  względem linii emisyjnej P20 dla różnych izotopów węgla [2.35]

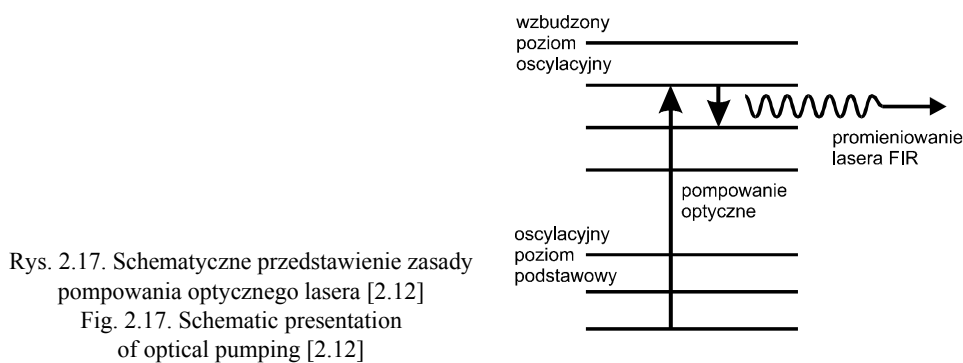
Fig. 2.16. The shift  $\Delta\nu$  of the 10.6  $\mu\text{m}$  band in relation to the P20 line for different isotopes of carbon [2.35]

\*\*\*

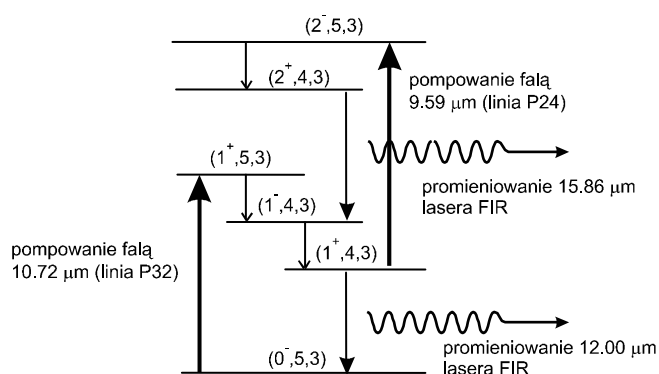
Izotopowe przesunięcie regularnego pasma lasera  $\text{CO}_2$  do 12  $\mu\text{m}$  zastosowano również w falowodowym laserze  $\text{CO}_2$  [2.60]. Jest to interesująca długość fali, ponieważ „okno” transmisji w atmosferze ziemskiej obejmuje ten zakres długości. W połączeniu z małymi wymiarami lasera falowodowego ta właściwość lasera sprzyja zastosowaniom militarnym.

## 2.5. Pompowanie optyczne – lasery pracujące w obszarze submilimetrowym (lasery FIR)

Z racji swoich właściwości spektralnych (długość fali, mnogość linii emisyjnych, możliwość przesuwania i poszerzania emitowanego pasma) laser  $\text{CO}_2$  znalazł zastosowanie w pompowaniu optycznym ośrodków optycznych laserów submilimetrowych [2.12]. Wiele ciężkich molekuł, takich jak fluorek metylu –  $\text{CH}_3\text{F}$ , etanol –  $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$  czy metanol –  $\text{CH}_3\text{OH}$  ma pasma absorpcyjne koincydujące z pasmem emisyjnym lasera  $\text{CO}_2$  [2.42, 2.63]. Ideę pompowania optycznego ośrodka lasera FIR zilustrowano na rysunku 2.17. Uzyskiwane długości emitowanych przez laser FIR fal sięgają 2 mm [2.63].



Znajomość właściwości spektralnych molekuł użytecznych dla laserów FIR oraz właściwości spektralne lasera  $\text{CO}_2$  pozwalają na zastosowanie bardziej skomplikowanych sposobów pompowania optycznego. Do takich należy metoda podwójnego pompowania optycznego, w której stosuje się jednocześnie dwa lasery  $\text{CO}_2$ . Na rysunku 2.18 przedstawiono ideę podwójnego pompowania w laserze submilimetrowym  $\text{NH}_3$  [2.7].

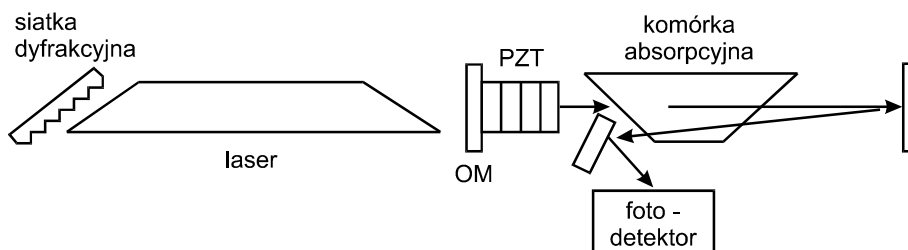


Rys. 2.18. Idea pompowania ośrodka aktywnego lasera FIR za pomocą dwóch laserów  $\text{CO}_2$  [2.7]  
Fig. 2.18. Idea of the double optical pumping of the FIR laser with two  $\text{CO}_2$  lasers [2.7]

Jeden z laserów  $\text{CO}_2$  jest dostrojony do przejścia  $(0^-, 5, 3) \rightarrow (1^+, 5, 3)$  molekuly  $\text{NH}_3$ , a drugi do przejścia  $(1^+, 4, 3) \rightarrow (2^-, 5, 3)$ . Pierwszy z pompujących laserów  $\text{CO}_2$  pracuje na linii P32 pasma  $10,6 \mu\text{m}$ , a drugi na linii P24 pasma  $9,4 \mu\text{m}$ . Rezultatem takiego pompowania jest emitowana przez laser FIR fala o długości  $15,86 \mu\text{m}$  – przejścia  $(2^+, 4, 3) \rightarrow (1^-, 4, 3)$ .

## 2.6. Laserowa spektroskopia nasyceniowa i laserowe wzorce częstotliwości

Laser  $\text{CO}_2$  może być również użyty jako precyzyjny spektroskop, którego pasmo jest określone szerokością linii emisyjnej lasera. Zasada działania takiego spektrografu opiera się na koincydencji linii lasera z gęstymi, molekularnymi pasmami absorpcyjnymi. Uproszczony schemat takiego urządzenia przedstawiono na rysunku 2.19. Wiązka laserowa penetruje badany ośrodek absorpcyjny, nasycając absorber. Następnie, po opuszczeniu ośrodka absorpcyjnego, wiązka jest odpowiednio osłabiana. Po odbiciu od zwierciadła powraca do komórki absorpcyjnej jako wiązka detekująca. Jeśli częstotliwość fali powracającej i padającej ze względu na poruszające się cząsteczki absorbera są sobie równe (efekt Dopplera), to fala detekująca nie jest absorbowana i w trakcie przestrajania lasera (zmiany częstotliwości obu fal względem absorbera) natężenie wiązki detekującej wykazuje maksimum – tzw. pik absorpcyjny.

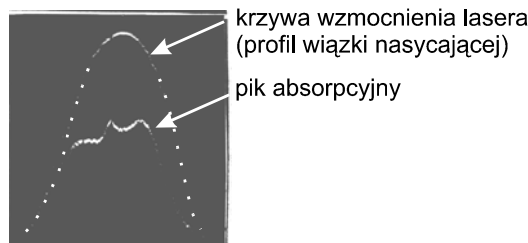


Rys. 2.19. Zasada działania spektroskopu laserowego opartego na absorpcji nasycalnej w zewnętrznej komórce absorpcyjnej. Jednomodowy laser jest przestrajany przesuwnikiem piezoceramicznym PZT, a do selekcji stosownej linii emisyjnej służy siatka dyfrakcyjna.

Laserowa wiązka nasycająca opuszcza laser przez zwierciadło OM i nasycza absorber, aby, po odbiciu od zwierciadła za komórką, pełnić rolę wiązki detekującej

Fig. 2.19. Schematic diagram of the laser spectroscope with an external absorption cell

Na rysunku 2.20 widzimy rezultat otrzymany dla sześciofluorku siarki  $\text{SF}_6$  użytego jako badany absorber [2.2, 2.6, 2.34, 2.40, 2.41]. Widoczny pik absorpcyjny, zarejestrowany na profilu linii emisyjnej P20 lasera  $\text{CO}_2$ , ma centrum częstotliwości leżące dokładnie w centrum jednej z linii absorpcyjnych  $\text{SF}_6$ , czyli w zakresie szerokości linii (tu pasma) spektroskopu, jakim jest laser  $\text{CO}_2$ .

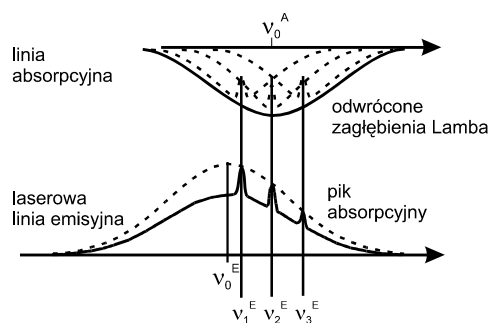


Rys. 2.20. Pik absorpcyjny na profilu wiązki detekującej otrzymany przy prześwietleniu SF<sub>6</sub> jako absorbera jednomodowym laserem CO<sub>2</sub> [2.34]  
 Fig. 2.20. SF<sub>6</sub> absorption peak on the CO<sub>2</sub> laser output profile – weak detecting beam (lower curve), and laser gain curve – saturating beam (top curve) [2.34]

Odpowiednikiem pików na linii emisyjnej lasera jest odwrócone zagłębienie Lamba (*inverted Lamb dip*) w profilu linii absorpcyjnej (absorber wykazuje obniżoną absorpcję dla częstotliwości wiązki laserowej równej centrum linii absorpcyjnej). Na rysunku 2.21 pokazano, jak na kilku liniach absorpcyjnych mieszczących się w zakresie szerokości linii emisyjnej lasera (rozmytych poniżej kryterium Reileigha i nie rozróżnialnych dla konwencjonalnych spektrografów siatkowych) powstają odwrócone zagłębienia Lamba w trakcie przestrajania lasera. W rezultacie fala powracająca wykrywa kilka takich zagłębień w absorpcji badanego ośrodka. Obserwuje się wtedy kilka pików absorpcyjnych na linii emisyjnej lasera w odległości równej odległości pomiędzy nierozróżnialnymi początkowo liniami absorpcyjnymi. Na tym efekcie opiera się nasyceniowa spektroskopia laserowa dużej rozdzielczości.

Rys. 2.21. Mechanizm powstawania pików absorpcyjnych – laserowa spektroskopia nasyceniowa [2.40]

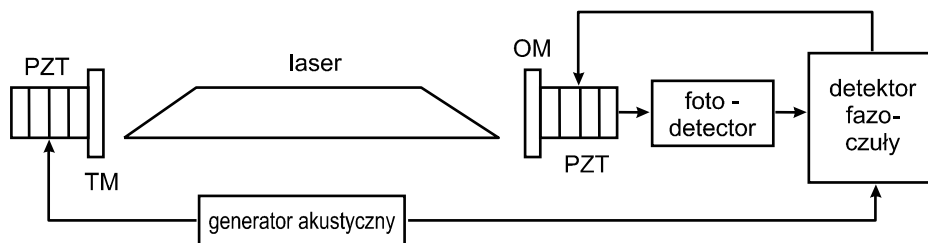
Fig. 2.21. Creation of absorption peaks – laser saturated spectroscopy [2.40]



Oczywiście, zakres działania tej metody spektroskopii zależy od szerokości linii emisyjnej użytego lasera, dlatego korzystniejsze jest stosowanie laserów CO<sub>2</sub> pracujących przy wyższym ciśnieniu [2.6] lub laserów falowodowych. Jak to wynika z wyrażenia (2.4), laser taki, pracujący przy ciśnieniu ok.  $130 \cdot 10^2$  Pa (100 Tr), ma linię emisyjną o szerokości połówkowej około 500 MHz (o rząd więcej w porównaniu do lasera konwencjonalnego).

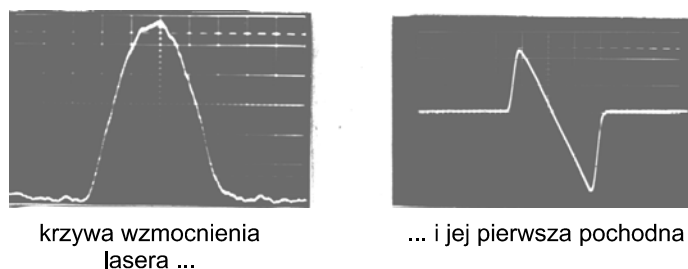
Efekty spektralne obserwowane w układach laser–komórka absorpcyjna są stosowane w technikach stabilizacji częstotliwości laserów [2.12]. Wąskie, spektralne rezonanse indukowane przez promieniowanie laserowe w stosownych absorberach pozwoliły w zasadniczy sposób rozwiązać problemy kwantowego wzorca częstotliwości w zakresie optycznym [2.2].

Najprostsza metoda stabilizacji częstotliwości pracy lasera to stabilizacja na zero sygnału z pierwszej pochodnej krzywej wzmocnienia lasera. Zasadę takiej stabilizacji zilustrowano na rysunku 2.22. Wiązka wyjściowa lasera (krzywa wzmocnienia) jest modulowana za pomocą przesuwnika piezoceramicznego PZT. Zmodulowany sygnał wyjściowy lasera jest zamieniany za pomocą detektora optycznego i fazoczułego w sygnał dyskryminacyjny, którego kształt jest odzwierciedleniem pierwszej pochodnej krzywej wzmocnienia lasera. Stąd nazwa metody stabilizacji.



Rys. 2.22. Laser z pętlą stabilizacji częstotliwości. PZT – przesuwnik piezoceramiczny, TM – zwierciadło całkowicie odbijające, OM – zwierciadło wyjściowe  
Fig. 2.22. Laser with the stabilization servo-loop. PZT – piezotransducer, TM – total reflecting mirror, OM – output mirror

Wynik takiej modulacji i detekcji przedstawiono na rysunku 2.23. Widoczna jest krzywa wzmocnienia lasera i jej pierwsza pochodna. Metoda pierwszej pochodnej może być stosowana również w spektroskopii laserowej, pozwala bowiem na detekcję słabych pików absorpcyjnych, niewidocznych na krzywej wzmocnienia lasera.



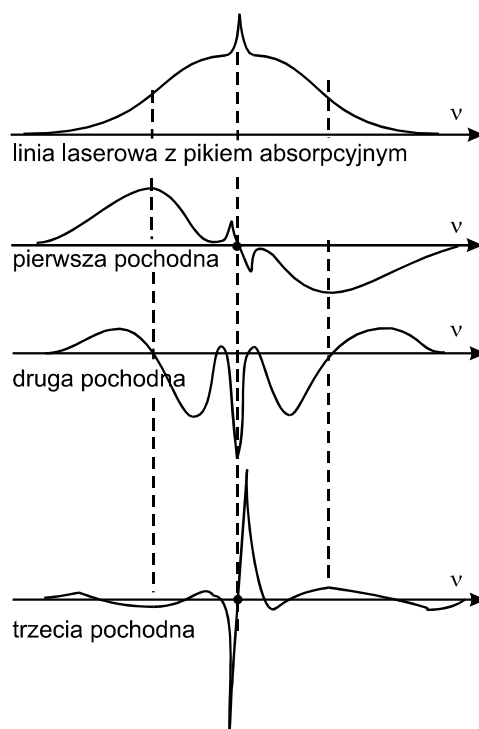
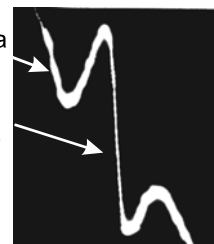
Rys. 2.23. Krzywa wzmocnienia lasera (wiązka wyjściowa) i jej pierwsza pochodna [2.2]  
Fig. 2.23. Laser gain curve (output laser beam) and its first derivative [2.2]



Na rysunku 2.24 pokazano pierwszą pochodną krzywej wzmocnienia lasera z pochodną słabego pikę. Metoda zwiększa czułość spektroskopowego systemu laserowego.

Rys. 2.24. Pierwsza pochodna słabego pikę absorpcyjnego SF<sub>6</sub> zarejestrowana na tle całkowitego sygnału z lasera (wiązka detekująca) [2.40]  
Fig. 2.24. First derivative of the weak SF<sub>6</sub> absorption peak on the background of the first derivative of total signal (detecting beam) [2.40]

tło - pierwsza pochodna całkowitego sygnału  
pierwsza pochodna pikę absorpcyjnego



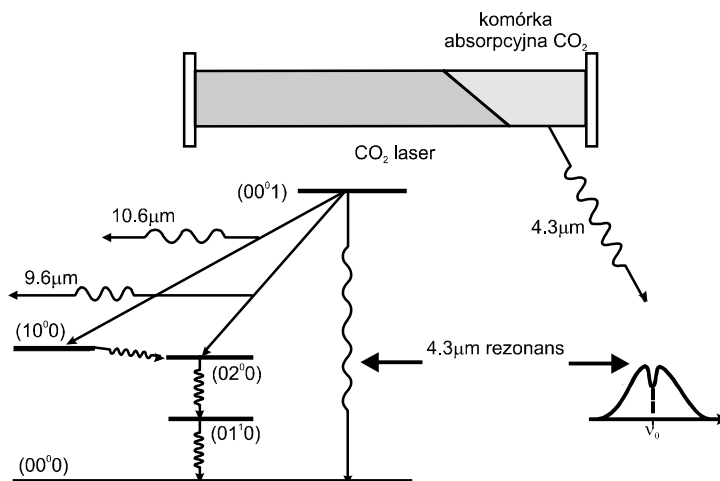
Rys. 2.25. Krzywa wzmocnienia lasera (wiązka detekująca) z pikem absorpcyjnym i kolejne jej pochodne

Fig. 2.25. Laser gain curve (detecting beam) with an absorption peak and derivatives

Kolejnym krokiem zwiększenia czułości jest metoda trzeciej pochodnej. Jak widać to na rysunku 2.24, pierwsza pochodna pikę absorpcyjnego występuje na tle (tu na zewnątrz) profilu pierwszej pochodnej całkowitego sygnału. Metoda trzeciej pochodnej umożliwia wyeliminowanie tła (patrz rys. 2.25), a tym samym dalsze zwiększenie roz-

dzielności takiego spektroskopu laserowego [2.35]. Z tych samych powodów metodę stosuje się w stabilizacji częstotliwości lasera na centrum słabych pików absorpcyjnych, jak np. w przypadku molekuly  $\text{OsO}_4$  [2.19]. Druga pochodna nie ma zastosowania w stabilizacji częstotliwości. Sygnał drugiej pochodnej nie przechodzi przez zero (nie zmienia znaku – rys. 2.25) i jest bezużyteczny dla sterowania elektroniczną pętlą sprzężenia zwrotnego stabilizującą częstotliwość pracy lasera na maksimum pików.

Możliwa jest również stabilizacja lasera  $\text{CO}_2$  na centrum wspomnianego odwróconego zagłębienia Lamba. Efekt ten uzyskuje się w wewnętrznej komórce absorpcyjnej (umieszczonej wewnątrz rezonatora laserowego), wypełnionej dwutlenkiem węgla [2.21]. Przechodząca przez nią wiązka laserowa nasycza absorber, który dla fali powracającej wykazuje zwiększoną transmisję w postaci pików Lamba dla częstotliwości równej centrum linii absorpcyjnej. Sygnał ten obserwuje się w świeceniu bocznym ośrodka wyładowczego lasera, tzn. na fali o długości  $4,3 \mu\text{m}$ . Omawianą metodę zilustrowano na rysunku 2.26; może ona być również użyta w spektroskopii.



Rys. 2.26. Stabilizacja częstotliwości lasera  $\text{CO}_2$  na centrum odwróconego zagłębienia Lamba w linii absorpcyjnej tego samego medium, tzn.  $\text{CO}_2$ .

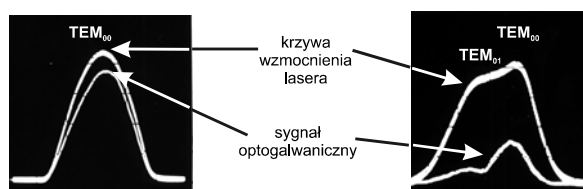
Tu użytecznym jest sygnał świecenia  $4,3 \mu\text{m}$  bocznego z ośrodka wyładowczego [2.21]

Fig. 2.26.  $\text{CO}_2$  laser frequency stabilisation to the inverted Lamb dip in the  $4.3 \mu\text{m}$  luminescence signal from side walls [2.21]

## 2.7. Efekt optogalwaniczny

W laserach gazowych zmiany w natężeniu promieniowania laserowego, emitowanego z obszaru wyładowania, odzwierciedlają się w zmianach wartości impedancji ośrodka wyładowczego. Zmiany te można obserwować w dwojaki sposób, w zależności od rodzaju zasilania lasera. Przy stabilizowanym prądzie wyładowania efekt ob-

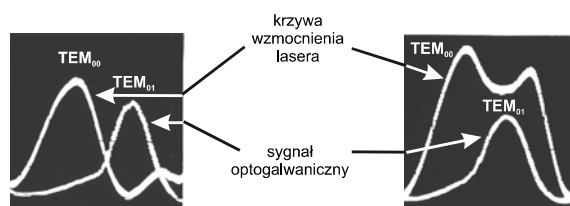
serwowany jest w wahaniach napięcia, np. na wzorcowym oporniku (efekt optowoltaiczny), przy stabilizowanym napięciu – w zmianach prądu wyładowania [2.55], tradycyjnie efekt ten nazywa się efektem optogalwanicznym, powszechnie stosowanym w spektroskopii optogalwanicznej [2.59]. Na rysunku 2.27 (po lewej) przedstawiono krzywą wzmocnienia lasera (w trakcie przestrajania lasera o pół długości fali) i (niżej) tę samą krzywą odwzorowaną w sygnale optowoltaicznym [2.32, 2.33]. Jak widać z rysunku 2.27 (po prawej), w sygnale optowoltaicznym odtwarzają się również mody wyższego rzędu. Opisywany efekt jest wykorzystywany w tanich, bezdetektorowych układach stabilizacji częstotliwości (lub mocy) laserów CO<sub>2</sub> na centrum krzywej wzmocnienia [2.39, 2.54].



Rys. 2.27. Krzywa wzmocnienia lasera (wiązka wyjściowa) i jej odwzorowanie w sygnale optogalwanicznym dla pracy lasera w modzie podstawowym (lewa) oraz w modzie podstawowym i poprzecznym (prawa) [2.32]

Fig. 2.27. Laser gain curve (output beam) and its representation in optogalvanic signal for the laser operation in basic mode (left) and basic and transverse modes (right) [2.32]

Przy zastosowaniu zwierciadeł z otworem profil sygnału optowoltaicznego nie zawsze pokrywa się z profilem krzywej wzmocnienia detekowanej w promieniowaniu wyjściowym (zewnętrzny). Ten szkodliwy efekt, jako skutek nieprawidłowego zjustowania rezonatora optycznego, objawia się przy wielomodowej pracy lasera. Elektroniczny układ stabilizacji może wtedy reagować mylnie, stabilizując laser do centrum linii generowanej w modzie wyższego rzędu. Efekt ten zilustrowano na oscylogramach (rys. 2.28) [2.32].



Rys. 2.28. Przykład wyeksponowania modu poprzecznego TEM<sub>01</sub> w sygnale optogalwanicznym lasera CO<sub>2</sub> [2.32]

Fig. 2.28. Example of the distinction of the transverse TEM<sub>01</sub> mode in the optogalvanic signal [2.32]

Ze względu na prosty bilans energii w systemie lasera gazowego, zmiany natężenia promieniowania laserowego we wnęce wyładowczej lasera powinny uzewnętrznić się również w polu elektrycznym otaczającym ośrodek wyładowczy. Zjawisko to, zwane efektem antenowym (*antenna effect*) [2.50], obserwuje się przez detekcję sygnału optogalwanicznego za pomocą anteny umieszczonej w pobliżu ośrodka wyładowczego [2.15, 2.30, 2.50, 2.52]. Efekt ten może być również stosowany do stabilizacji częstotliwości (mocy) laserów CO<sub>2</sub>, a przy tym jest prostszy ze względu na łatwość detekcji sygnału optogalwanicznego [2.32, 2.33]. Innym zastosowaniem efektu optogalwanicznego w laserze CO<sub>2</sub> może być pomiar prędkości (tzw. *laser Doppler velocimeter* – LDV). Pomiar oparty jest na detekcji odbitego od poruszającego się obiektu promieniowania laserowego (wprowadzanego na powrót do wnęki laserowej) w sygnale optogalwanicznym lasera [2.24].

\*\*\*

Efekt optogalwaniczny jest również obserwowany w falowodowych laserach CO<sub>2</sub> wzbudzanych poprzecznie prądem w.cz. Ze względu na specyfikę wzbudzania ośrodka wyładowczego sygnał optogalwaniczny detekuje się jako zmiany mocy odbitej od obciążenia, jakim jest dla generatora w.cz. laser. Takie zmiany mocy zwane są efektem opto-hercjańskim (*opto-Hertzian effect*) [2.13]. Efekt ten z łatwością może być zastosowany do stabilizacji częstotliwości laserów gazowych [2.13, 2.30], w tym lasera falowodowego [2.13] lub lasera o falowodzie płaskim [2.14].

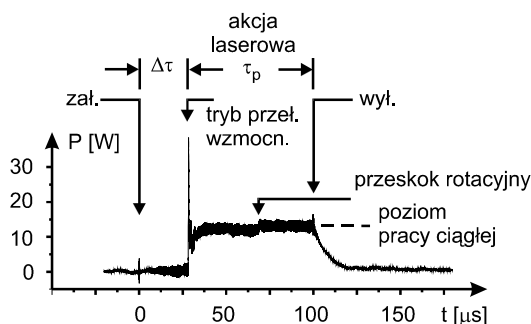
## 2.8. Praca impulsowa

W typowych impulsowych laserach CO<sub>2</sub> typu TEA formowanie impulsu następuje w relatywnie krótkim czasie, rzędu setek nanosekund i mniej [2.62]. Jest on za krótki, aby mogły nastąpić znaczące zmiany gęstości gazu, a co za tym idzie – zmiany współczynnika załamania. W rezultacie laser pracuje w trakcie generacji impulsu na jednej, wybranej linii emisyjnej. Jest to duża zaleta lasera – laser pracuje jednoczęstotliwościowo. Inaczej jest w laserach falowodowych CO<sub>2</sub> wzbudzanych poprzecznie prądem w.cz.

\*\*\*

Ze względu na sposób wzbudzania, praca falowodowego lasera CO<sub>2</sub> zasilanego z generatora w.cz. jest raczej quasi-periodyczna i impuls lasera jest na tyle długi, aby można było zaobserwować przeskok z linii na linię emisyjną. Po raz pierwszy o efekcie tym wspomniano w pracy Lachambre'a et al. [2.26], a potwierdzono w pracy Christensena et al. [2.16]. Na rysunku 2.29 przedstawiono oscylogram impulsu wyjściowego z lasera falowodowego. Po pewnym czasie opóźnienia  $\Delta\tau$  względem impulsu zasilającego („zał.”), niezbędnym do zapalenia wyładowania i obsadzenia górnego poziomu laserowego, następuje wyzwolenie impulsu lasero-

wego w postaci ostrego piku mocy (*gain switching*). Następnie generacja przechodzi w stan ustalony (jak w pracy ciągłej), aby po wyłączeniu zasilania („wyl.”) zgasnąć po pewnym czasie, zależnym od pompowania górnego poziomu laserowego przez azot.



Rys. 2.29. Oscylogram impulsu wyjściowego lasera falowodowego CO<sub>2</sub> wzbudzanego prądem w.cz. Zaznaczono charakterystyczne fragmenty profilu [2.38]  
 Fig. 2.29. An output signal from an RF excited CO<sub>2</sub> waveguide laser in a pulse regime. Specific parts of the profile are indicated [2.38]

Widoczna perturbacja na tle profilu impulsu oznacza moment przeskoku lasera na inną linię emisyjną [2.38]. Jak widać, laser w trakcie generacji impulsu pracował kolejno na dwóch liniach emisyjnych. Przelastrowienie lasera podczas pracy oznacza zmianę drogi optycznej (powiązanej z długością lasera  $L$  jak  $c/2L$ , gdzie  $c$  – prędkość światła), a to z kolei oznacza zmianę wartości współczynnika załamania. Wartość współczynnika załamania zależy od gęstości gazu. We wnętrzu lasera falowodowego temperatura i ciśnienie rosną równocześnie, realizując proces izochoryczny (gęstość gazu pozostaje stała), dlatego nie obserwuje się przeskoku w początkowej fazie impulsu, tzw. przełączania wzmożenia (*gain switching*). Po pewnym czasie następuje rozprężanie gazu (który ułatuje przez końce kanału falowodowego) i zmiana jego gęstości, a co za tym idzie – przestrojenie lasera i skoki z linii na linię. Efekt jest słabiej obserwowany w laserach z falowodem płaskim bez ścianek bocznych, gdzie rozprężanie gazu ułatwione jest właśnie przez brak ścianek bocznych struktury falowodu [2.45].

Podobnie jak w laserach typu TEA, laser falowodowy wzbudzany prądem w.cz. w pierwszej fazie impulsu (przełączania wzmożenia) wypromieniowuje falę na jednej i tej samej, wybranej linii emisyjnej. Jest to łatwe do sprawdzenia za pomocą opisanych wcześniej pomiarów heterodynowych. Zdudnianie takiego lasera z konwencjonalnym laserem CO<sub>2</sub>, nastrojonym na stosowną linię emisyjną, daje w rezultacie obraz heterodynowy na całej długości impulsu. Świadczy to o tym, że laser nie przestaje się (lub prawie się nie przestaje) w trakcie generacji krótkiego impulsu mocy wyjściowej [2.56].

## 2.9. Inne efekty spektralne

Oprócz wymienionych efektów spektralnych można wymienić inne, które mogą, w pewnych zastosowaniach lasera (np. jako wzorca częstotliwości), wpływać szkodliwie na jego częstotliwość pracy, czyli na jego parametry spektralne. Do takich należy tzw. przeciąganie częstotliwości, na skutek dyspersji ośrodka aktywnego, jakim jest wypełniony rezonator laserowy. W wyniku tego efektu częstotliwość pracy lasera jest „przeciągana” do centrum linii emisyjnej, na której pracuje laser [2.27, 2.57]. Częstotliwość biernego rezonatora różni się od częstotliwości pracy lasera i w konsekwencji częstotliwość lasera  $\nu_L$  dąży do wartości częstotliwości  $\nu_0$  w centrum linii wzmocnienia. Częstotliwość „przeciągania”  $\Delta\nu_p$  może być wyrażona uproszczoną formułą, słuszną w okolicy centrum linii, jako [2.27]

$$\Delta\nu_p = (\nu_0 - \nu_L) \frac{\Delta\nu_c}{\Delta\nu_h}, \quad (2.18)$$

gdzie:

$\Delta\nu_h$  – szerokość spektralna linii poszerzonej jednorodnie,

$\Delta\nu_c$  – szerokość spektralna rezonatora biernego.

Na przykład dla  $\Delta\nu_c = 5$  MHz i typowej dla lasera CO<sub>2</sub> poszerzonej jednorodnie linii wzmocnienia  $\Delta\nu_h = 100$  MHz, częstotliwość przeciągania  $\Delta\nu_p$  w pobliżu centrum linii  $\nu_0$  równa się  $\Delta\nu_p = (\nu_0 - \nu_L)/20$ . Jeśli częstotliwość  $\nu_L$  pracy lasera jest odsunięta od centrum  $\nu_0$  laserowej linii wzmocnienia o 20 MHz, to można oczekiwać efektu przeciągania około 1 MHz.

Innym zjawiskiem jest tzw. przesunięcie ku czerwieni (*red shift*) lub ku fioletowi (*blue shift*). Konwencjonalne lasery CO<sub>2</sub> zasilane prądem stałym doznają przesunięcia częstotliwości pracy ku fioletowi około 0,5÷1 MHz/mA na skutek zmian prądu zasilania. Z kolei przesunięcie ku czerwieni powodują zmiany ciśnienia mieszanki roboczej lasera, około 40÷60 kHz/Pa (5÷8 MHz/Tr) [2.28].

W falowodowych laserach CO<sub>2</sub> wzbudzanych poprzecznie prądem w.cz. również obserwuje się przesunięcie ku fioletowi na skutek zmian doprowadzanej mocy w.cz. do wnęki laserowej. Wynosi ono około 1 MHz/W [2.18].

### 3. Jakość wiązki laserowej

Dla wielu użytkowników urządzeń optycznych opartych na laserze, jako źródle światła, istotna jest skuteczność oddziaływania wiązki laserowej z materiałem. Skuteczność ta zależy od tak zwanej jakości wiązki. Termin „jakość”, intuicyjny raczej, jest określony tzw. parametrem jakości  $M^2$ . W niniejszym rozdziale przedstawiono problemy z definicją parametru  $M^2$  i jego użytecznością oraz podano definicję jakości wiązki laserowej.

Opracowaniem własnym autora jest:

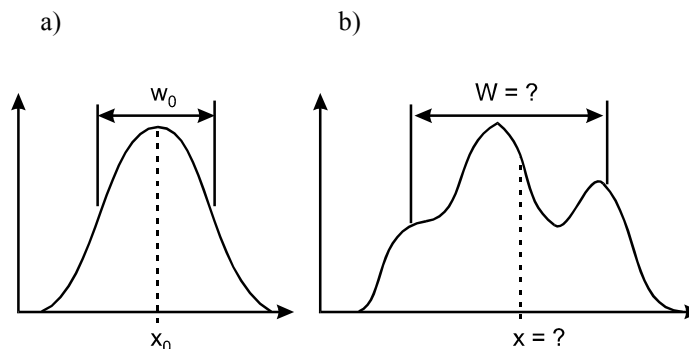
- krytyczna analiza przydatności parametru  $M^2$  jakości wiązki;
- przyrząd, za pomocą którego mierzono parametr jakości wiązki i wszelkie rozkłady natężeń laserowych wiązek [3.1].

#### 3.1. Zdefiniowanie problemu

Promieniowanie laserowe charakteryzuje się dużym natężeniem światła w wiązce opuszczającej laser. Właściwość ta sprawia, że lasery są konkurencyjne w wielu zastosowaniach technologicznych względem takich urządzeń, jak na przykład palnik propanowy, który z trudnością może być zastosowany do cięcia blachy, mimo wielu kilowatów mocy w płomieniu. Laser CO<sub>2</sub> natomiast, o mocy zaledwie 200 watów (z nadmuchem tlenowym), może z łatwością ciąć blachę stalową grubości 1 mm.

Rys. 3.1. Rozkład gaussowski promieniowania (a), dowolny rozkład promieniowania i możliwe parametry wiązki, jak szerokość  $w_0$  i  $W$  oraz położenie rozkładu  $x_0$  (b)

Fig. 3.1. Gaussian distribution of the laser beam (a), arbitrary distribution with indicated parameters: half-width of the profile  $w_0$  and  $W$ , position of the profile  $x_0$  (b)



O tym, z jaką precyzją przebiega wymieniony czy inny proces technologiczny z użyciem lasera, decyduje jakość wiązki laserowej [3.16]. W przypadku laserów małej mocy, promieniujących w podstawowym modzie gaussowskim, wiązka laserowa jest dobrze zdefiniowana i opisana [3.8]. Inaczej jest z laserami dużej mocy o pracy wielomodowej, których przekrój wiązki może być podobny do pokazanego na rysunku 3.1 (z prawej).

### 3.2. Parametr $M^2$

Mierzalną cechą pola promieniowania  $E$  jest natężenie wiązki w polu bliskim ( $EE^*$ ) oraz w polu dalekim ( $E_F E_F^*$ ), gdzie  $E_F$  – transformata Fouriera pola  $E$ . Na podstawie analizy statystycznej, miarą szerokości rozkładu poprzecznego dowolnego pola promieniowania może być moment drugiego rzędu pola bliskiego  $\langle x_0^2 \rangle$ , zdefiniowany jako [3.12]

$$\langle x_0^2 \rangle = (1/P) \int_{-\infty}^{\infty} x^2 EE^* dx, \quad (3.1)$$

a miarą rozbieżności (dywergencji) pola odpowiednio moment drugiego rzędu pola dalekiego  $\langle \theta_0^2 \rangle$  [3.12]

$$\langle \theta_0^2 \rangle = (1/P) \int_{-\infty}^{\infty} \theta^2 E_F E_F^* d\theta. \quad (3.2)$$

Dla unormowania wyrażenia te podzielono przez moc całkowitą w wiązce

$$P = \int_{-\infty}^{\infty} EE^* dx. \quad (3.3)$$

Metodę postępowania dokładniej wyjaśniono na rysunku 3.1. Centrum  $\langle x_0 \rangle$  dowolnego rozkładu określa moment pierwszego rzędu pola bliskiego, zgodnie z wyrażeniem

$$\langle x_0 \rangle = (1/P) \int_{-\infty}^{\infty} x EE^* dx, \quad (3.4)$$

analogicznie

$$\langle \theta_0 \rangle = (1/P) \int_{-\infty}^{\infty} \theta EE^* d\theta. \quad (3.5)$$

Po przejściu z analizy statystycznej do optyki gaussowskiej można napisać, że [3.3]

$$\begin{aligned} w^2 &= 4 \langle x_0^2 \rangle, \\ \Theta^2 &= 4 \langle \theta_0^2 \rangle. \end{aligned} \quad (3.6)$$



Na podstawie porównania gaussowskiego rozkładu wiązki laserowej

$$E(x) = E_0 \exp \left[ -\frac{\langle x_{00} \rangle^2}{2\langle x_{00}^2 \rangle} \right], \quad (3.7)$$

z dowolnym rozkładem (jak na rys. 3.1 z prawej), można wprowadzić definicję jakości wiązki  $M^2$  zgodnie z wyrażeniem [3.11]

$$M^2 = \sqrt{\frac{\langle x_0^2 \rangle \langle \theta_0^2 \rangle}{\langle x_{00}^2 \rangle \langle \theta_{00}^2 \rangle}} = \sqrt{\frac{W^2 \Theta^2}{w_0^2 \theta^2}} \geq 1, \quad (3.8)$$

gdzie  $\langle x_{00} \rangle$  i  $\langle \theta_{00} \rangle$  – odpowiednio szerokość i dywergencja wiązki gaussowskiej, oznaczanej dalej odpowiednio jako  $w_0$  i  $\theta$ .

W odległości  $z$  od talii  $w_0$  szerokość  $w$  wiązki gaussowskiej, zgodnie z teorią wiązek gaussowskich, można z kolei wyrazić jako

$$w^2(z) = w_0^2 + \left[ \frac{\lambda(z - z_0)}{\pi w_0} \right]^2, \quad (3.9)$$

gdzie:

$z_0$  – położenie płaszczyzny talii wiązki,

$w_0$  – szerokość wiązki w talii,

$\lambda$  – długość rozprzestrzeniającej się fali.

Dla dowolnej wiązki (niegaussowskiej) wyrażenie (3.9) sprowadza się do [3.3, 3.10]

$$W_x^2(z) = W_{0x}^2 + \left[ \frac{M_x^2 \lambda (z - z_{0x})}{\pi W_{0x}} \right]^2 \quad (3.10)$$

(wyrażenie (3.10) podano dla rozkładu wiązki wzdłuż osi  $x$  płaszczyzny  $XY$ , stąd stosowne indeksy).

Równanie (3.10) oddaje sens fizyczny parametru  $M^2$  – określa, w jakim stopniu badana wiązka laserowa odbiega swoim kształtem od wiązki gaussowskiej. Sens fizyczny parametru jakości wiązki laserowej zilustrowano na rysunku 3.2.

Pomiary parametru  $M^2$  można realizować na trzy sposoby (patrz definicja (3.8)):

➤ przyjąć wartość talii  $w$  wiązki badanej równy talii  $w_0$  wiązki gaussowskiej i badać odchylenie  $\theta$  wiązki badanej od kąta  $\theta_0$  rozchodzenia się wiązki gaussowskiej, wtedy (patrz rys. 3.2a)

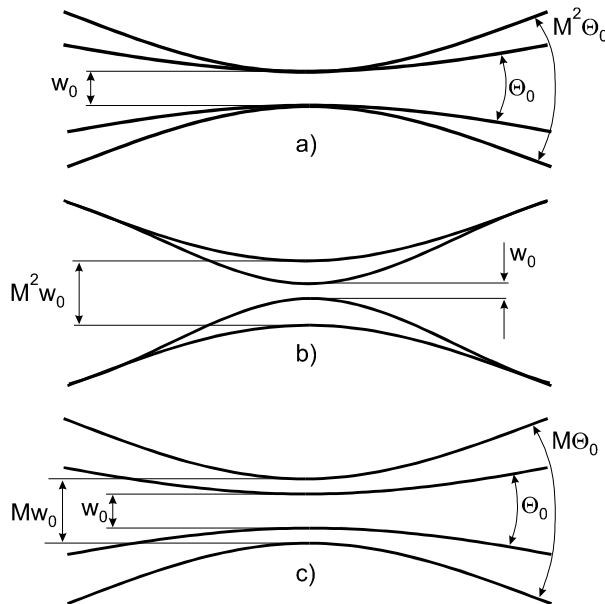
$$W\theta = w_0(M^2\theta); \quad (3.11)$$

➤ przyjąć rozbieżność  $\Theta$  wiązki badanej równy kątowi rozbieżności  $\theta$  wiązki gaussowskiej i badać odchylenie talii  $W$  wiązki badanej od talii  $w_0$  wiązki gaussowskiej, wtedy (patrz rys. 3.2b)

$$W \Theta = (M^2 w_0) \theta; \quad (3.12)$$

➤ badać obydwie wymienione parametry, wtedy (patrz rys. 3.2c)

$$W \Theta = (M w_0)(M \theta). \quad (3.13)$$

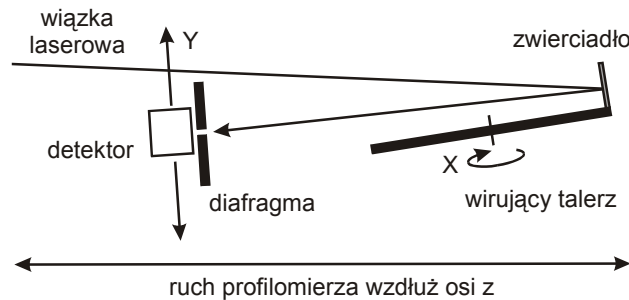


Rys. 3.2 Różnice pomiędzy realną wiązką laserową a gaussowską: a) założenie równych talii, b) założenie równych dywergencji, c) przypadek mieszany

Fig. 3.2. Differences between real and Gaussian laser beams: a) assumption of the equal waists, b) assumption of the equal divergences, c) mixing case

Parametr  $M^2$  można mierzyć pierwszą z wymienionych metod następująco: wiązkę laserową skupić soczewką i mierzyć przekroje wiązki wzdłuż osi wiązki  $z$  (w płaszczyznach  $XY$ ) przed, w i za ogniskiem soczewki. Przekroje można mierzyć za pomocą wirującego zwierciadła. Na rysunku 3.3 przedstawiono uproszczony schemat urządzenia, którym dokonywano pomiarów prezentowanych w niniejszej pracy [3.1]. Wirujące zwierciadło realizuje pomiar wzdłuż osi  $x$ , a przemieszczanie detektora (na który pada wiązka po odbiciu od zwierciadła) w trakcie wirowania daje pomiary wzdłuż osi  $y$ . Przemieszczanie całego urządzenia wzdłuż osi  $z$  umożliwia dokonanie przekrojów  $XY$  przed, w i za ogniskiem soczewki. Wszystkie osie  $x$ ,  $y$  i  $z$  są wzajemnie do siebie prostopadłe. (Innym rozwiązaniem jest zastosowanie wielu zwierciadeł osadzonych na wirującym graniastostłupie lub ostrosłupie foremny [3.5, 3.6]). Tym sposobem można określić wartość  $M^2$  wzdłuż osi  $x$ , czyli  $M_x^2$ , oraz wzdłuż osi  $y$ , czyli  $M_y^2$ . Otrzymane punkty pomiarowe wykreśla się w postaci krzywej aproksymującej rozkład

wiązki wzdłuż osi  $z$ . Krzywą porównuje się z krzywą rozbiegania się idealnej wiązki gaussowskiej (porównaj wyrażenia (3.6) i (3.7)) i oblicza się  $M^2$ .



Rys. 3.3. Jedno z rozwiązań profilomierza wiązki laserowej. Wirujące na talerzu zwierciadło kieruje wiązkę laserową na detektor i mierzy zarazem natężenie wiązki na kierunku  $x$ . W tym samym czasie przesuwany detektor prostopadłe do płaszczyzny wirowania zapewnia pomiar na kierunku  $y$ . Przed detektorem umieszczono diafragmę o średnicy  $100 \div 200 \mu\text{m}$ . Całe urządzenie jest przesuwane silnikiem, krokowo wykonuje pomiar wzdłuż osi  $z$  [3.1]  
Fig. 3.3. Laser profiler [3.1]

### 3.3. Wiązki supergaussowskie i inne

Komentując dotychczasowe rozważania, należy dodać, że w niektórych zastosowaniach laserów, w tym laserów  $\text{CO}_2$ , gaussowski kształt wiązki nie zawsze jest pożądanym w pewnych procesach technologicznych. Duże natężenie promieniowania w centrum wiązki (o rozkładzie gaussowskim) często pogarsza jakość drążonych otworów. Rozwiązaniem może być wiązka ukształtowana w tzw. mod supergaussowski. Analitycznie profil taki można wyrazić za pomocą równania (3.7) zmodyfikowanego do

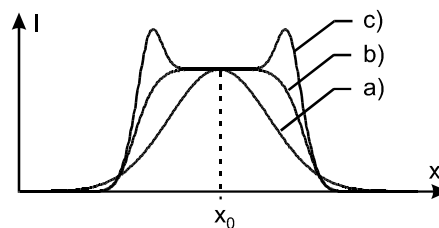
$$E(x) = E_0 \exp \left[ -2 \left( \frac{x}{W} \right)^n \right], \quad (3.14)$$

gdzie przez  $n$  rozumiemy rząd modu supergaussowskiego (dla  $n = 2$  mamy mod gaussowski).

Jedną z zalet takiego profilu jest to, że w rezonatorach niestabilnych wiązka o takim rozkładzie lepiej wypełnia ośrodek aktywny. Kształt taki uzyskuje się dzięki zastosowaniu techniki zwierciadeł laserowych o zmiennym współczynniku odbicia VRM (*Various Reflection Mirrors*) [3.13]. Spłaszczony kształt profilu zilustrowano na rysunku 3.4b. Kolejną zaletą wiązki laserowej o takim profilu jest to, że jest ona pro-

pagowana z mniejszymi stratami przez apertury urządzeń prowadzących wiązkę (urządzeń towarzyszących laserom technologicznym).

Inny profil wiązki supergaussowskiej przedstawiono na rysunku 3.4c – wiązka ma większe natężenie promieniowania na brzegach. Wiązka laserowa o takim rozkładzie natężenia lepiej się nadaje do drążenia otworów w obrabianym materiale. Profil taki można uzyskać za pomocą techniki DOE (*Diffraction Optics Elements*) [3.2].



Rys. 3.4. Możliwe profile wiązki laserowej: a) mod gaussowski ( $n = 2$ ), b) mod supergaussowski ( $n = 6$ ), c) wiązka kształtowana techniką DOE

Fig. 3.4. Possible laser beam profiles: a) Gaussian mode, b) super-Gaussian mode, c) DOE shaped profile

### 3.4. Parametr $M^2 < 1$ ?

Wyrażenie (3.8), definiujące parametr  $M^2$ , nie daje możliwości otrzymania wartości tego parametru poniżej jedności. W 1995 roku ukazał się jednak artykuł Wanga [3.14]. Zawarte w nim rozważania stały się podstawą do zaaranżowania eksperymentu, w którym uzyskano dla wiązki lasera CO<sub>2</sub> parametr  $M^2$  mniejszy od jedności. Rezultatem przemyśleń autora jest nowy, według niego bardziej kompletny, obraz zjawiska dyfrakcji, wyrażony w trzech punktach:

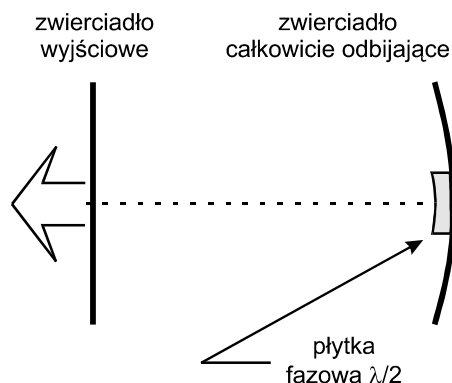
1. Zgodnie z sugestią Huygensa, nowy front falowy za przeszkodą z otworem może być traktowany jako obwiednia frontów falowych pochodzących z każdego elementu powierzchni otworu, do którego dotarła fala, traktowanych jako źródła fal cząstkowych.

2. Zgodnie z sugestią Fresnela, fale cząstkowe nie są niezależne i interferują ze sobą.

3. Zgodnie z sugestią Wanga, fale cząstkowe z krawędzi przeszkody doznają skoku fazy o  $\pi$ .

To ostatnie spostrzeżenie stało się podstawą konstrukcji rezonatora optycznego, w którym na zwierciadle całkowicie odbijającym nałożono płytkę fazową grubości  $\pi/2$  i średnicy od 0,2 do 0,8 średnicy wiązki na zwierciadle. Ideę eksperymentu i dane techniczne przedstawiono na rysunku 3.5. Według Wanga, jeśli źródła cząstkowe fal z brzegów apertury dokonują skoku fazy o  $\pi$ , to – aby uzyskać efektywną interferencję dla określonego miejsca za aperturą – należy przesunąć w fazie na przykład falę padającą o  $\pi$ . Właśnie płytka fazowa w rezonatorze laserowym miałaby wytwarzać ten

skok fazy. Tym sposobem otrzymano ostrzejszy rozkład promieniowania wyjściowego [3.15]. Wiązka miała parametr  $M^2$  równy  $0,3 \pm 0,1$  w stosunku do równoważnej wiązki gaussowskiej [3.9].



Rys. 3.5. Laser z płytą fazową  $\lambda/2$  (według Wanga [3.9])  
Fig. 3.5. Laser with a phase-plate according to Wang [3.9]

Komentując omawiany eksperyment, należy przypomnieć, że eksperyment Wanga sprowadza się do znanej techniki DOE [3.2], za pomocą której można modelować kształt wyjściowej wiązki laserowej. Pomijając fizyczne aspekty tego eksperymentu i warunki jego prowadzenia, został on przytoczony tutaj w celu zobrazowania problemów z definicją jakości wiązki, a zwłaszcza z użytecznością parametru jakości  $M^2$ .

### 3.5. Spostrzeżenia

Przedstawiona metoda momentu drugiego rzędu, w celu określenia jakości wiązki laserowej, tylko częściowo spełnia oczekiwania producentów i użytkowników sprzętu laserowego [3.16]:

- metoda zawodzi dla wiązek, których rozkład poprzeczny ma strome zbocza (duży moment  $\langle \theta^2 \rangle$  pola dalekiego), jak w przypadku modów supergaussowskich;
- nie odpowiada na pytanie, jaka wartość mocy promieniowania jest zawarta w szerokości wiązki danej przez moment drugiego rzędu  $\langle x^2 \rangle$  (ważny parametr w zastosowaniach technologicznych lasera i transmisji światłowodowej); stąd wynika przyjęte przez ISO (*International Organization for Standardization*) wymaganie podania przez producenta wartości mocy w 86,5% zmierzonej i obliczonej wartości szerokości wiązki;
- uzyskanie informacji o granicznych obszarach rozkładu wymaga rozpatrzenia modów wyższego rzędu;
- metoda nie uwzględnia polaryzacji promieniowania.

Należy podkreślić, że parametr  $M^2$  odnosi się tylko do wiązek bardzo bliskich gaussowskiej. Dla wiązek bardzo odbiegających w swoim profilu od gaussowskiej (jak profile (b) i (c) z rys. 3.4), wprowadzony parametr może być iluzoryczną miarą jakości wiązki i tylko nic nie znaczącą liczbą. Praktycznie parametr ma sens dla wartości  $M^2 \leq 2$ , dlatego podjęto próby wprowadzenia parametru uzupełniającego – parametru jaskrawości  $Br$  [3.4]

$$Br = \frac{\pi P}{\lambda^2 M_x^2 M_y^2}, \quad (3.15)$$

gdzie:

$P$  – moc w wiązce,

$\lambda$  – długość promieniowanej fali,

$M_x^2, M_y^2$  – odpowiednio parametr jakości na kierunku osi  $x$  i  $y$ .

Wnioskiem z powyższych rozważań jest to, że dopiero podanie przez producenta wszystkich trzech wymienionych wartości:

- wartości parametru  $M^2$ ,
  - wartości mocy w 86,5% zmierzonej i obliczonej wartości szerokości wiązki (wymaganie ISO),
  - wartości parametru jaskrawości  $Br$
- może dać rzetelny opis jakości wiązki laserowej.

## 4. Rozwój struktur laserów CO<sub>2</sub>

Omówiono między innymi struktury laserów falowodowych o pojedynczym kanale, z macierzą falowodów jedno- i dwuwymiarową oraz z falowodami płaskimi. Opracowaniem własnym autora jest weryfikacja eksperymentalna takich struktur (zaprojektowanie i uruchomienie) [2.36].

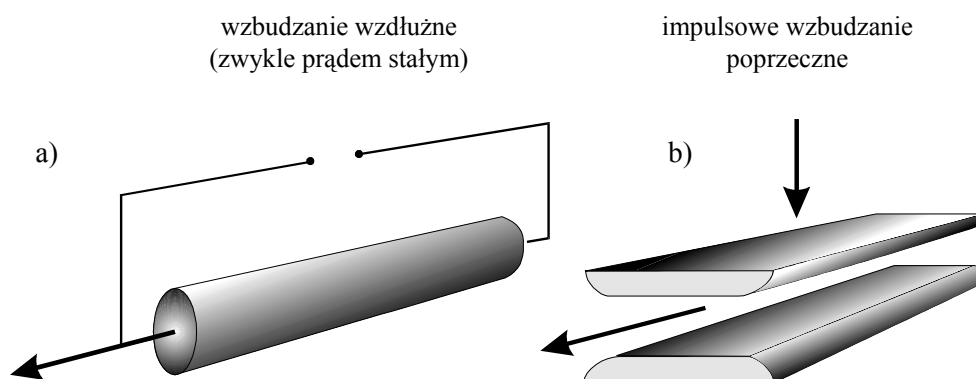
Systemy laserowe dużej mocy wymagają chłodzenia ośrodka aktywnego. W gazowych laserach zamkniętych, bez przetaczania gazu roboczego, chłodzenie zwykle odbywa się przez konwekcję do ścianek zamykających ośrodek aktywny. Nie jest to sposób efektywny, zwłaszcza gdy ośrodek aktywny lasera jest uformowany w kształt tubusu. Do osiągnięcia mocy wyjściowej lasera pracy ciągłej rzędu kilowatów, niezbędnej w wielu zastosowaniach technologicznych, konieczne jest stosowanie długich rur wyładowczych, co jeszcze bardziej komplikuje problem efektywnego chłodzenia. Jedynym rozwiązaniem jest wprowadzenie systemów szybkiego przetaczania mieszanki gazowej, wzdłuż lub poprzecznie do kierunku generowanej wiązki optycznej, po przetaczaniu z prędkością naddźwiękową włącznie, co stosuje się w wielu laserowych systemach przemysłowych. Ale przy takim rozwiązaniu laserowe urządzenia technologiczne osiągają duże wymiary, na skutek stosowania wielu pomp i wymienników ciepła.

Przy zachowaniu odpowiedniego chłodzenia dalsze zwiększanie mocy wyjściowej lasera przez dostarczanie większej energii wzbudzenia napotyka swój kres na skutek osiągnięcia nasycenia laserowego ośrodka wzmacniającego. Rozwiązaniem jest zwiększenie gęstości ośrodka aktywnego, czyli – w przypadku laserów gazowych – ciśnienia mieszanki roboczej. To z kolei rodzi problemy z zasilaniem. Poprzeczne wzbudzenie mieszanki laserowej (poprzecznie do kierunku osi wiązki laserowej) rozwiązuje problem [4.2, 4.13], ale ogranicza pracę lasera do reżimu impulsowego.

Dwa nakładające się problemy:

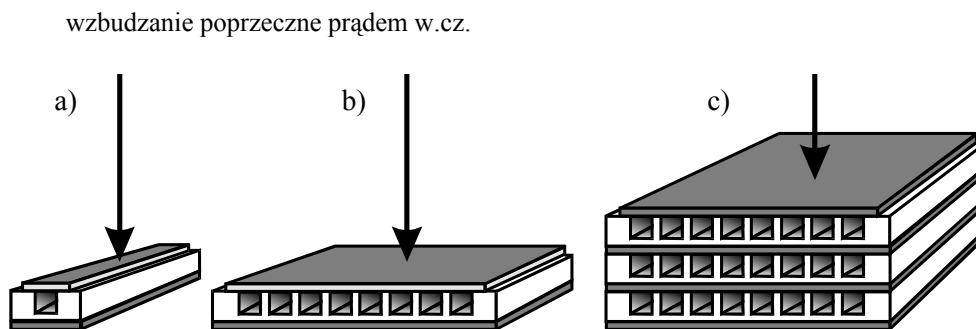
- temperatura ośrodka aktywnego i sposoby jej obniżenia,
  - ciśnienie mieszanki roboczej lasera i wzbudzenie w takim ośrodku równomiernego wyładowania,
- można rozwiązać dzięki zastosowaniu innej geometrii ośrodka aktywnego lasera oraz innego sposobu wzbudzenia. Takim rozwiązaniem jest falowodowa geometria ośrodka

aktywnego i sposób wzbudzenia: prądem w.cz. poprzecznie do kierunku wiązki laserowej. W laserze takim o chłodzeniu decyduje odległość między elektrodami formującymi część ścianek falowodu. Zwykle zawiera się ona w zakresie od 1,5 mm do 3 mm, aby były spełnione warunki dla propagacji falowodowej w laserach CO<sub>2</sub>. Przy takich odległościach między elektrodami atomy (czy molekuły) potrzebują znacznie mniej czasu na dotarcie do chłodzonych ścianek elektrod lasera, a taka konfiguracja pozwala na pracę lasera w reżimie odciętym. Długość falowodu lasera CO<sub>2</sub> wynosi zwykle kilkadziesiąt centymetrów i rzadko przekracza 1 m, ze względu na problemy z chłodzeniem środkowej części falowodu [4.3, 4.4, 4.11, 4.12].



Rys. 4.1. Sposoby zasilania laserów gazowych: a) konwencjonalna rura wyładowcza, b) wzbudzany poprzecznie laser TEA (*Transversely Excited Atmospheric*)

Fig. 4.1. Methods of gas laser supply: a) conventional discharge tube, b) TEA laser

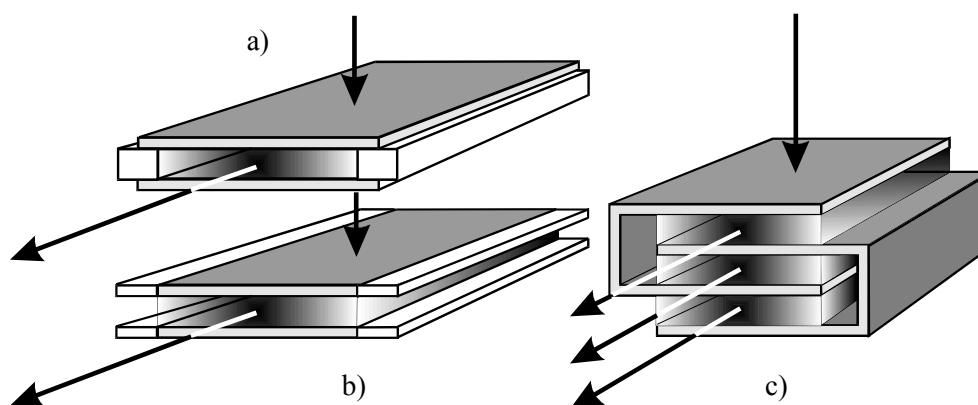


Rys. 4.2. Lasery falowodowe: a) jednokanałowy, b) jednowymiarowa macierz falowodów, c) dwuwymiarowa macierz falowodów (widoczne przekładki chłodzące)

Fig. 4.2. Waveguide lasers: a) single-channel, b) one-dimensional array c) two-dimensional array (cooling ceramic plates are visible)



Przy zachowaniu wszystkich trzech wymiarów falowodu jedynym sposobem na zwiększenie mocy wyjściowej lasera jest powielenie takiej struktury do jednowymiarowej [4.10] lub dwuwymiarowej macierzy wielofalowodowej [4.1]. Innym sposobem jest, przy zachowaniu długości falowodu i jednego z wymiarów porzeczných (odległości międzyelektrodowej), zwiększenie pozostałego wymiaru poprzecznego (odległości między ściankami bocznymi) [4.5], po całkowite usunięcie ścianek bocznych lasera [4.6]. W laserach takich moc wyjściowa lasera jest nie tyle zależna od długości ośrodka aktywnego, ile od jego powierzchni. Moc wyjściowa lasera „skalowana” jest zatem nie przez długość obszaru wyładowania (np. dwukrotne zwiększenie długości lasera daje dwukrotne zwiększenie jego mocy wyjściowej), lecz przez jego powierzchnię (np. dwukrotne zwiększenie powierzchni daje dwukrotne zwiększenie jego mocy wyjściowej). Jeśli zachowamy zatem warunki falowodowe na jednym z poprzecznych wymiarów ośrodka aktywnego, to ten sposób skalowania mocy wyjściowej lasera prowadzi wprost do kształtu falowodu płaskiego [4.6], gdzie drugi wymiar ośrodka jest wielokrotnie większy od wymiaru w kierunku falowodowym, a wyjście lasera ma kształt długiej szczeliny (nawet kilkunastocentymetrowej). Struktury takie mogą być również powielane tak, jak to pokazano na rysunku 4.3c [4.7–4.9].



Rys. 4.3. Lasery z falowodami płaskimi: a) płaski pojedynczy z ceramicznymi ściankami bocznymi (struktura zamknięta), b) płaski pojedynczy bez ścianek bocznych (struktura otwarta, hybrydowa) – widoczne paski ceramiczne powiększające przestrzeń rezonatora, c) struktura powielona (wg Lappucciego [4.5])

Fig. 4.3. Slab-waveguide lasers: a) slab-waveguide with ceramic side-walls (closed structure), b) slab-waveguide without side-walls (open – hybrid-structure), c) multi-slab-waveguide (according to Lappucci [4.5])

## 5. Właściwości termiczne mieszanin gazowych (w tym mieszanin laserów CO<sub>2</sub>, laserów CO i laserów Xe)

Przeprowadzono analizę teoretyczną właściwości termicznych mieszanin gazowych typowych laserów gazowych. Oryginalnym wkładem własnym jest takie opracowanie danych eksperymentalnych podanych w dostępnej literaturze, którego wynikiem jest podanie odpowiednich formuł aproksymacyjnych, umożliwiających obliczenie przewodnictwa cieplnego dla takich komponentów gazowych, jak CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, He, Xe, CO, O<sub>2</sub> i Ar w szerokim zakresie temperatury od 280 do 1500 K. To z kolei umożliwia obliczenie rozkładu temperatury ośrodków laserowych dla tak typowych laserów gazowych, jak laser CO<sub>2</sub>, laser CO i laser Xe, dla dowolnego składu mieszanin gazowych i w dowolnych konfiguracjach medium laserowego [5.13, 5.14].

Systemy laserowe dużej mocy wymagają chłodzenia, dlatego istotna jest wiedza o warunkach termicznych, jakie mogą panować we wnętrzu laserowej. Ponieważ w rozpatrywanych tu laserach ośrodek, w którym odbywa się akcja laserowa, jest mieszaniną gazów, do obliczeń przewodnictwa właściwego takiej mieszaniny niezbędna jest znajomość przewodnictwa właściwego poszczególnych jej komponentów. Dane takie stanowią punkt wyjścia do obliczeń rozkładu temperatury dla dowolnej mieszaniny w dowolnym, rozpatrywanym obszarze. W literaturze specjalistycznej dostępne są zarówno dane eksperymentalne [5.2, 5.4, 5.15, 5.20], jak i równania empiryczne [5.10, 5.16] aproksymujące takie dane.

### 5.1. Przewodnictwo właściwe gazów

Bardzo rozbudowane rozważania na temat przewodnictwa właściwego można znaleźć w pracy Hirschfeldera et al. [5.5], ale praktyczną formułę, po stosownych uproszczeniach, podał Mason et al. [5.8]. Przewodnictwo właściwe mieszaniny gazów  $\lambda_{\text{mix}}$  można – według niego – wyrazić formułą

$$\lambda_{\text{mix}} = \sum_{i=1}^n \lambda_i \left[ 1 + \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq i}}^n G_{ik} \frac{x_k}{x_i} \right]^{-1}, \quad (5.1)$$

w której

$$G_{ik} = \frac{1,065}{2\sqrt{2}} \left(1 + \frac{M_i}{M_k}\right)^{-\frac{1}{2}} \left[1 + \left(\frac{\eta_i M_k}{\eta_k M_i}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{M_i}{M_k}\right)^{\frac{1}{4}}\right]^2, \quad (5.2)$$

gdzie:

$\eta$  - lepkość,

$M_i$  – masa molowa  $i$ -tego komponentu,

$x_i$  – ułamkowa zawartość  $i$ -tego komponentu,

$\lambda_i$  – przewodnictwo właściwe  $i$ -tego komponentu.

Jak widać z wyrażeń (5.1) i (5.2), do obliczeń przewodnictwa termicznego dowolnej mieszaniny gazów niezbędna jest znajomość wartości lepkości i przewodnictwa właściwego poszczególnych gazów składnikowych. Dane te mogą być obliczone z podanych dalej wyrażeń lub uzyskane empirycznie.

## 5.2. Obliczenia teoretyczne

Praktyczną formułę do obliczeń przewodnictwa właściwego czystych gazów (nie mieszanin) podano w pracach Hirschfeldera et al. [5.5, p. 8.2, s. 31, 33] w postaci tzw. przybliżenia pierwszego rzędu  $[\lambda_i]_1$

$$\begin{aligned} [\lambda_i]_1 &= \frac{25}{32} C_v \sqrt{\frac{kN_A}{\pi}} \frac{\sqrt{T/M_i}}{\sigma_i^2 \Omega^{(2,2)*}(T_i^*)} \text{Eu} \\ &= 2,6317 \cdot 10^{-23} \frac{\sqrt{T/M_i}}{\sigma_i^2 \Omega^{(2,2)*}(T_i^*)} \text{Eu} \\ &= [\lambda_i^0]_1 \text{Eu}, \end{aligned} \quad (5.3)$$

gdzie:

$\lambda_i$  – współczynnik przewodnictwa właściwego, W/(m·K),

$\lambda_i^0$  – współczynnik przewodnictwa właściwego przy „zamrożonych” wszystkich stopniach swobody molekuly gazu,

$T$  – temperatura, K,

$T_i^* = kT/\varepsilon_i$  – temperatura zredukowana,

$M_i$  – masa cząsteczkowa  $i$ -tego składnika, kg/mol,

$\sigma_i$  – średnica zderzeń dla  $i$ -tego składnika, m,

$\varepsilon_i/k$  – temperatura charakterystyczna  $i$ -tego składnika, K,

$C_v$  – ciepło właściwe =  $3k/2$ , J/(mol·K),

$k$  – stała Boltzmanna, J/K,

$N_A$  – liczba Avogadra, 1/mol,

$\Omega_{ik}^{(2,2)*}$  - całka zderzeń dla lepkości,

Eu – współczynnik Euckena.

Współczynnik Euckena Eu jest różny od jedności dla gazów wieloatomowych. Znacząca część energii takich gazów jest przenoszona przez wewnętrzne stopnie swobody i stąd stosowna korekta w wyrażeniu (5.3). Współczynnik Euckena został również wyprowadzony przez Hirschfeldera et al. i ma postać [5.5]

$$Eu_i = 0,115 + 0,354 \frac{Cp_i}{R}, \quad (5.4)$$

gdzie:

$Cp_i$  – ciepło właściwe  $i$ -tego komponenta przy stałym ciśnieniu,

$R$  – uniwersalna stała gazowa,

(dla gazów jednoatomowych  $Eu_i = 1$ ).

Ciepło właściwe  $Cp_i$  zależy od temperatury i może być wyrażone jako [5.17, s. 910]

$$Cp_i = a_i + b_i T + c_i T^2 + d_i T^3, \quad (5.5)$$

gdzie współczynniki  $a_i$ ,  $b_i$ ,  $c_i$  i  $d_i$  można znaleźć w [5.17] dla szerokiego zakresu temperatury 273÷1800 K.

Wartości  $\Omega^{(2,2)*}$  w zależności od  $T^*$  są stabelaryzowane np. w pracy [5.5, tab. I-M] lub dane przez funkcje aproksymacyjne [5.10]. Potrzebne wartości parametrów  $\sigma_i$  i  $\varepsilon_i/k$  do obliczeń współczynnika przewodnictwa właściwego komponentów najbardziej popularnych mieszanek laserowych można znaleźć w publikacjach [5.5, 5.16]. Lepkość gazu  $\eta_i$  dla czystych składników, występująca w równaniu (5.2), jest ściśle związana z przewodnictwem cieplnym [5.5, p. 8.2, s. 33]

$$[\lambda_i]_1 = [\eta_i]_1 \frac{15}{4} \frac{kN_A}{M_i} Eu \quad (5.6)$$

i stąd lepkość  $\eta_i$  (N·s/m<sup>2</sup>) można obliczyć według wzoru

$$[\eta_i]_1 = \frac{5}{16} \sqrt{\frac{k}{\pi N_A}} \frac{\sqrt{T M_i}}{\sigma_i^2 \Omega^{(2,2)*}(T^*)} = 8,4416 \cdot 10^{-25} \frac{\sqrt{T M_i}}{\sigma_i^2 \Omega^{(2,2)*}(T^*)}. \quad (5.7)$$

### 5.3. Aproksymacje danych eksperymentalnych

Dane eksperymentalne przewodnictwa właściwego  $\lambda$  i lepkości  $\eta$  są stabelaryzowane w wielu podręcznikach [5.2, 5.4, 5.15, 5.20], ale do obliczeń dowolnych mieszanek gazowych dogodnie jest użyć funkcji aproksymacyjnych. Niżej podano takie funkcje odpowiednio dla przewodnictwa właściwego (5.8) i lepkości (5.9) zaczerpnięte z prac [5.13, 5.14] (według danych z pracy [5.20], jako najbardziej kompletnych):

$$\lambda_i(T) = A_i \cdot 10^{-4} T^{B_i} + a_i \cdot 10^{-2} + b_i T \cdot 10^{-5} + c_i T^2 \cdot 10^{-8} \quad \text{W/(m·K)}, \quad (5.8)$$

$$\eta_i(T) = K_i \cdot 10^{-6} T^{L_i} + k_i \cdot 10^{-5} + l_i T \cdot 10^{-8} + m_i T^2 \cdot 10^{-11} \text{ N}\cdot\text{s/m}^2. \quad (5.9)$$

Odpowiednie współczynniki podano w tabelach 5.1 i 5.2.

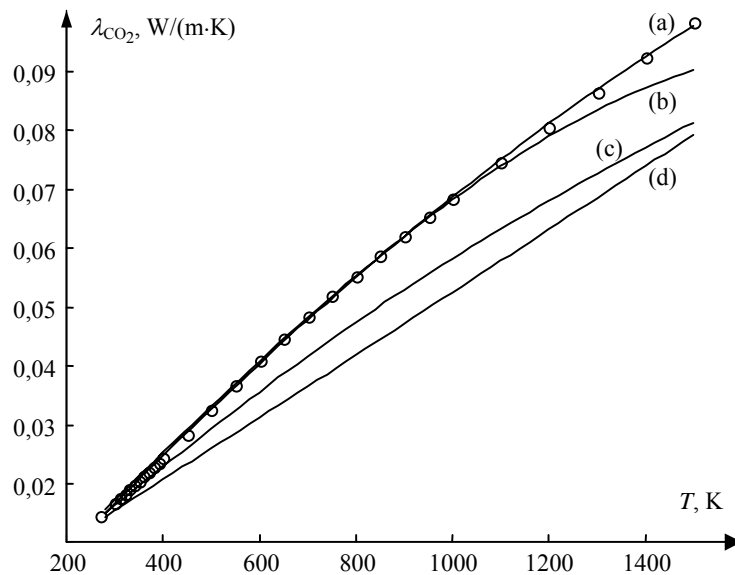
Tabela 5.1. Przewodnictwo właściwe w zakresie temperatury 280÷1500 K  
– współczynniki do funkcji aproksymacyjnej (5.8) [5.13, 5.14]  
Table 5.1. Thermal conductivity in the range of 280÷1500 K  
– factors of an approximation function (5.8) [5.13, 5.14]

$i$	$A_i$	$B_i$	$a_i$	$b_i$	$c_i$
CO <sub>2</sub>	0,4255	1,0631	-0,8537	2,6980	-1,5910
N <sub>2</sub>	2,9625	0,7830	0,2459	-0,8075	0,4866
He	24,8795	0,7187	0,1279	-0,4273	0,2576
Xe	0,5039	0,8349	-0,04384	0,1430	-0,08529
CO	2,6251	0,8009	-0,04679	0,1503	-0,09122
O <sub>2</sub>	2,5863	0,8117	-0,07990	0,2602	-0,1564
Ar	3,1176	0,7127	-0,2486	0,8162	-0,4932

Tabela 5.2. Lepkość w zakresie temperatury 280÷1500 K  
– współczynniki do funkcji aproksymacyjnej (5.9) [5.13, 5.14]  
Table 5.2. Viscosity in the range of 280÷1500 K  
– factors of an approximation function (5.9) [5.13, 5.14]

$i$	$K_i$	$L_i$	$k_i$	$l_i$	$m_i$
CO <sub>2</sub>	0,2052	0,7589	-0,2928	0,9581	-0,5762
N <sub>2</sub>	0,4706	0,6417	-0,1670	0,5520	-0,3348
He	0,4139	0,6777	0,02045	-0,06519	0,04033
Xe	0,2518	0,8010	-0,3915	1,2738	-0,7638
CO	0,3596	0,6877	-0,1049	0,3473	-0,2090
O <sub>2</sub>	0,4968	0,6591	-0,2266	0,7494	-0,4533
Ar	0,4141	0,7070	-0,2095	0,6894	-0,4153

Przed aproksymacją dane eksperymentalne zostały interpolowane funkcjami *spline*, jako że dane literaturowe są podane z różną gęstością, a następnie przybliżone metodą najmniejszych kwadratów [5.13, 5.14]. Funkcje aproksymacyjne były znane wcześniej [5.1, 5.16], ale – jak pokazano to na rysunku 5.1 – różnią się one znacznie od wyników eksperymentalnych podanych np. w pracy [5.20]. Jak widać na rysunku, wyniki teoretyczne uzyskane z formuł w p. 5.1–5.2 odbiegają od danych eksperymentalnych, jak i inne wyniki według innych autorów [5.1, 5.5, 5.16]. Najbliżej tych danych plasują się wyniki uzyskane z formuły aproksymacyjnej (5.8) [5.13, 5.14]. I te zostaną zastosowane dalej. Na podstawie danych zamieszczonych w tabelach 5.1 i 5.2 łatwo jest obliczyć przewodnictwo właściwe dla różnych składów mieszanek roboczych typowych laserów gazowych, w tym laserów CO<sub>2</sub>.



Rys. 5.1. Porównanie przewodnictwa cieplnego CO<sub>2</sub> otrzymanego dla różnych formuł aproksymacyjnych – badania własne: (a) – równ. (5.8) [5.13, 5.14], (b) – [5.16], (c) – zgodne z obliczeniami teoretycznymi, jak wyżej: ( $\pi_i/k = 213,0$  K,  $\sigma_i = 3,987$  Å [5.5],  $C_p = 22,26 + 5,986 \cdot 10^{-2} \cdot T - 3,501 \cdot 10^{-5} \cdot T^2 + 7,469 \cdot 10^{-9} \cdot T^3$  kJ/(kg·mol K) [5.17]), (d) – [5.1], □ – dane eksperymentalne [5.20]

Fig. 5.1. Comparison of thermal conductivity of CO<sub>2</sub> obtained with different approximation formulas: (a) – eq. (5.8) [5.13, 5.14], (b) – [5.16], (c) – according to theory given above ( $\pi_i/k = 213.0$  K,  $\sigma_i = 3.987$  Å [5.5],  $C_p = 22.26 + 5.986 \cdot 10^{-2} \cdot T - 3.501 \cdot 10^{-5} \cdot T^2 + 7.469 \cdot 10^{-9} \cdot T^3$  kJ/(kg·mol K) [5.17]), (d) – [5.1], □ – experimental data [5.20]

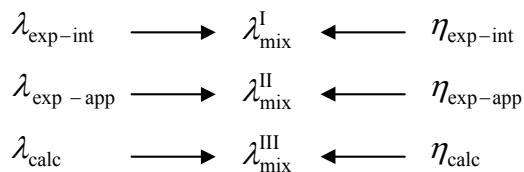
## 5.4. Przewodnictwo właściwe gazowych mieszanek laserowych

Przewodnictwo  $\lambda_{\text{mix}}$  mieszanek gazowych może być obliczone na podstawie wyrażień (5.1) i (5.2). Przewodnictwo  $\lambda_i$  i lepkość  $\eta_i$  poszczególnych komponentów może być zarówno obliczone, jak i wzięte z danych eksperymentalnych. Na rysunku 5.2 pokazano różne możliwości osiągnięcia celu [5.13, 5.14]:

$\lambda_{\text{mix}}^I$  – przewodnictwo właściwe mieszanek gazowych obliczone na podstawie danych eksperymentalnych  $\lambda_i$  oraz  $\eta_i$ ,

$\lambda_{\text{mix}}^{II}$  – przewodnictwo właściwe mieszanek gazowych obliczone na podstawie funkcji aproksymacyjnych  $\lambda_i$ , zgodnie z wyrażeniem (5.8) i aproksymacją danych eksperymentalnych lepkości  $\eta_i$  – wyrażenie (5.9),

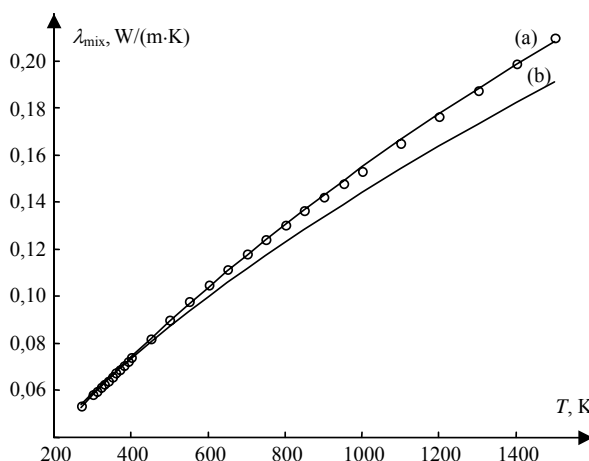
$\lambda_{\text{mix}}^{III}$  – przewodnictwo właściwe mieszanek gazowych uzyskane na podstawie obliczonych  $\lambda_i$  według wyrażenia (5.3) oraz  $\eta_i$  według wyrażenia (5.7).



Rys. 5.2. Możliwe kombinacje obliczeń przewodnictwa cieplnego: exp-int – interpolowane dane eksperymentalne funkcjami *spline*, exp-app – aproksymowane funkcjami (5.8) i (5.9) dane eksperymentalne, calc – dane obliczane

Fig. 5.2. Possible combinations of the calculations of the thermal conductivity of the gas mixtures: exp-int – experimental data interpolated with the spline functions, exp-app – experimental data approximated with the functions (5.8) and (5.9), calc – calculated data

Na rysunku 5.3 pokazano dla porównania wyniki przewodnictwa właściwego dla trzech wymienionych możliwości obliczeń dla mieszanki  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} : \text{Xe} = 0,19 : 0,19 : 0,57 : 0,05$  wziętej jako przykład [4.11].



Rys. 5.3. Przewodnictwo cieplne mieszanki lasera  $\text{CO}_2$  ( $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} : \text{Xe} = 1 : 1 : 3 + 5\% \text{Xe}$ )

otrzymane różnymi sposobami obliczeń:  $\square - \lambda_{\text{mix}}^{\text{I}}$ , (a)  $- \lambda_{\text{mix}}^{\text{II}}$ , (b)  $- \lambda_{\text{mix}}^{\text{III}}$  [5.13, 5.14]

Fig. 5.3. Thermal conductivity of the  $\text{CO}_2$  laser mixture ( $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} : \text{Xe} = 1 : 1 : 3 + 5\% \text{Xe}$ )

obtained with different methods of calculations:  $\square - \lambda_{\text{mix}}^{\text{I}}$ , (a)  $- \lambda_{\text{mix}}^{\text{II}}$ , (b)  $- \lambda_{\text{mix}}^{\text{III}}$  [5.13, 5.14]

Jak widać, najbliższe wynikom eksperymentalnym jest przewodnictwo właściwe  $\lambda_{\text{mix}}^{\text{II}}$ , dlatego do dalszych rozważań wzięto przewodnictwo właściwe  $\lambda_i$  i lepkość  $\eta_i$  aproksymowane w tabelach 5.1 i 5.2, traktując je jako wejściowe do kolejnej funkcji aproksymującej współczynnik przewodnictwa właściwego dla odpowiednich mieszanin gazowych  $\lambda_{\text{mix}}(T)$  [5.13, 5.14]

$$\lambda_{\text{mix}} = M_m 10^{-4} T^{N_m} \text{ W/(m}\cdot\text{K)}. \quad (5.10)$$

Funkcja ta aproksymuje wartość przewodnictwa właściwego ze średnim błędem nie większym niż 1,3% w szerokim (280÷1500 K) zakresie temperatury dla wszystkich wyszczególnionych w tabelach 5.3 i 5.4 mieszanin gazowych. Ponieważ obliczenia opierają się na aproksymacjach przewodnictwa i lepkości gazów składnikowych danych w tabelach 5.1 i 5.2, a te z kolei wprowadzają błąd średni nie większy niż 1,3%, dlatego zrezygnowano z dodawania do funkcji (5.10) dodatkowego wielomianu, w przeciwieństwie do funkcji (5.8) i (5.9).

Tabela 5.3. Składy mieszanek gazowych użytych do obliczeń przewodnictwa właściwego wykreślonego na rysunku 5.4. Podano numery charakterystyk i stosowne źródła literaturowe

Table 5.3. Compositions of gas mixtures used for calculations of the thermal conductivity plotted in Fig. 5.4. References are indicated as well

Gaz	CO <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	He	Xe	CO	O <sub>2</sub>	Ar	<i>m</i>	Ref.
Laser CO <sub>2</sub>	0,1900	0,1900	0,5700	0,0500	–	–	–	(1)	[4.1, 4.11]
	0,2000	0,2000	0,6000	–	–	–	–	(2)	[5.21]
	0,1357	0,1357	0,6786	0,0500	–	–	–	(3)	[4.12, 5.3]
Laser CO	–	0,1800	0,7591	0,0352	0,0253	0,0004	–	(4)	[5.12]
	–	0,1600	0,7860	–	0,0500	0,0040	–	(5)	[5.6]
	–	–	0,8738	0,0349	0,0874	0,0039	–	(6)	[3.4]
	–	–	0,8818	0,0265	0,0882	0,0035	–	(7)	[5.23]
Laser Xe	–	–	0,2000	0,0100	–	–	0,7900	(8)	[5.18]
	–	–	0,4000	0,0100	–	–	0,5900	(9)	[5.9, 5.19]
	–	–	0,3990	0,0025	–	–	0,5985	(10)	[5.22]
	–	–	0,4900	0,0100	–	–	0,5000	(11)	[5.18]
	–	–	0,5985	0,0025	–	–	0,3990	(12)	[5.9]

Tabela 5.4. Optymalne gęstości mocy  $Q_m$  doprowadzane do ośrodka laserowego  $m$ , temperatura maksymalna  $T_{\text{max}}$  i średnia  $T_{\text{av}}$  oraz temperatura  $T_w$  ścianek wnętrza.

Podano współczynniki  $M_m$ ,  $N_m$  funkcji aproksymacyjnej (10) [5.13, 5.14]

Table 5.4. Maximum  $T_{\text{max}}$  and average  $T_{\text{av}}$  temperatures of gas mixtures obtained in chosen lasers for specific power  $Q$  and wall temperature  $T_w$ . (Indexes  $m$  are adequate to the indexes in Tab. 3).

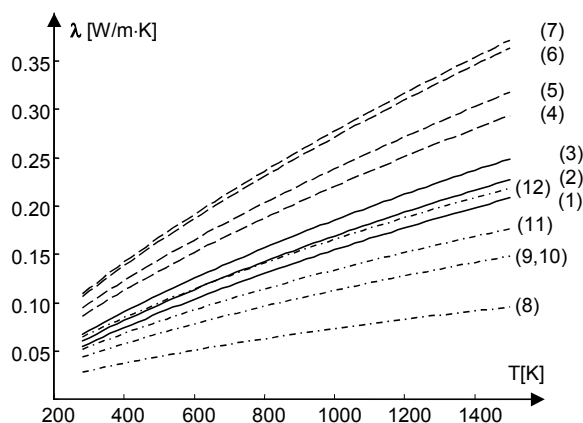
Coefficients  $M_m$ ,  $N_m$  of approximation function (10) are given [5.13, 5.14]

Laser	<i>m</i>	$Q_m$ , W/cm <sup>3</sup>	$T_w$ , K	Ref.	$T_{\text{max}}$ , K	$T_{\text{av}}$ , K	$M_m$	$N_m$
CO <sub>2</sub>	(1)	52	288	[5.13]	609	495	6,4983	0,7908
	(2)				586	480	7,3717	0,7855
	(3)				563	465	8,7987	0,7733
CO	(6)	69	243	[5.12]	505	412	17,8266	0,7307
Xe	(10)	120	288	[5.9]	1024	772	4,8796	0,7237
	(12)				844	785	7,3224	0,7273

Na rysunku 5.4. przedstawiono zależności przewodnictwa od temperatury ośrodka dla różnych, typowych mieszanek gazowych laserów CO<sub>2</sub> na tle charakterystyk dla najbardziej popularnych laserów gazowych w strukturach falowodowych wzbudza-



nych prądem w.cz. [3.4, 4.1, 4.11, 4.12, 5.3, 5.6, 5.9, 5.12, 5.18, 5.19, 5.21–5.23]. Jak widać na rysunku, ilość helu ma duży wpływ na wartość przewodnictwa właściwego. Przeciwnie do helu, ksenon obniża wartość przewodnictwa. (Dla porównania podano przykład mieszanki bez ksenonu). Składy mieszanek gazowych zgrupowano w tabeli 5.3 z podaniem numeru  $m$  charakterystyki oraz typu lasera. Charakterystyki na rysunku 5.4 wykreślono na podstawie wyrażeń (5.1), (5.2), (5.8) i (5.9) oraz tabel 5.1 i 5.2 [5.13, 5.14].



Rys. 5.4. Współczynnik przewodnictwa cieplnego dla różnych składów laserowej mieszanki gazowej (patrz tab. 5.3) w zależności od temperatury [5.13, 5.14]

Fig. 5.4. Thermal conductivity for chosen composition of gas mixtures (see Tab. 5.3) vs temperature

## 5.5. Rozkład temperatury w typowym falowodzie płaskim

Na podstawie omówionych wcześniej danych można obliczyć termiczne zachowanie się ośrodka laserowego dla określonego poziomu mocy dostarczanej do medium. (Do dalszych obliczeń zaczerpnięto z literatury tylko takie wartości mocy dostarczanej do medium, przy których osiągnęto maksymalne moce wyjściowe lasera). Numeryczne rozwiązanie równania transportu ciepła

$$\operatorname{div}(\lambda_{\text{mix}}(T)\operatorname{grad}(T)) = -Q_{\text{inRF}}, \quad (5.11)$$

w którym:

$Q_{\text{inRF}}$  – gęstość dostarczanej mocy do falowodu płaskiego,  $\text{W}/\text{m}^3$ ,

$\lambda_{\text{mix}}(T)$  – przewodnictwo właściwe mieszaniny laserowej,

daje rezultaty jak na rysunku 5.6.

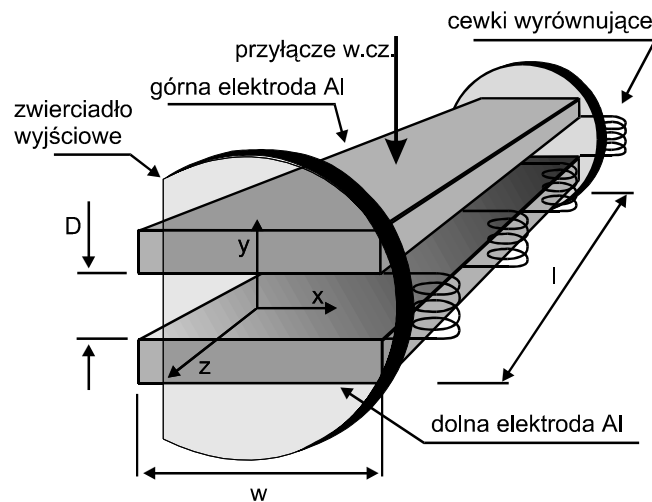
Obliczenia wykonano dla następujących założeń:

➤ długość  $l$  wnęki laserowej jest znacznie większa od wymiarów poprzecznych falowodu  $w$  i  $D$ , tzn.  $\partial/\partial z \approx 0$ ,

➤ moc jest dostarczana równomiernie do wnęki laserowej i absorbowana jednorodnie w całej objętości wnęki,

➤ współczynnik przewodnictwa właściwego  $\lambda_{\text{mix}}$  zależy od temperatury, ale nie zależy od współrzędnych  $x$  i  $z$  falowodu (rozumie się przez to równomierne doprowadzanie mocy na całej powierzchni  $XZ$  elektrod falowodu płaskiego – patrz rys. 5.5).

Analizy takie dotyczące zarówno klasycznych laserów [5.7], jak i wzbudzanych prądem w.cz. [5.11] publikowano wcześniej, ale ograniczały się one do względnie wąskiego zakresu temperatury oraz określonych składów mieszanek gazowych.



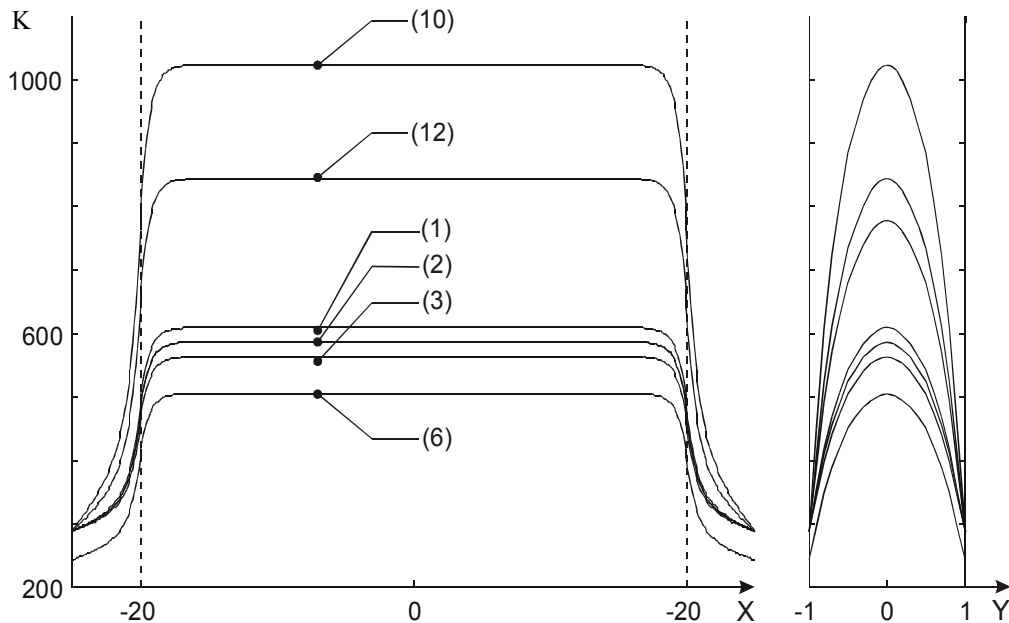
Rys. 5.5. Poglądowy rysunek szczelinowodu laserowego z zaznaczonymi osiami i wymiarami. Naszkicowano również zwierciadła rezonatora niestabilnego (zwierciadło wyjściowe z krawędzią)

Fig. 5.5. Draft picture of the laser slab-waveguide with axes and dimensions indicated.

Mirrors of the unstable resonator was sketched as well (the output mirror with the edge)

Na rysunku 5.6 podano rozkłady temperatury dla typowego laserowego falowodu płaskiego wzbudzanego prądem w.cz. o wymiarach poprzecznych  $D \times w = 2 \times 40 \text{ mm}^2$ . Falowód taki, złożony z dwóch jednakowej szerokości elektrod, naszkicowano na rysunku 5.5. Struktura taka zasilana jest prądem w.cz., dlatego niezbędne są cewki wyrównujące rozkład napięcia wzdłuż elektrod. Na rysunku naszkicowano również zwierciadła laserowe, które zwykle w takich strukturach formują rezonator niestabilny o zwierciadle wyjściowym z krawędzią. Dla poszczególnych obliczeń gęstości mocy  $Q_m$  zaczerpnięto z danych literaturowych. Rozważono dla porównania kilka typowych laserów, to jest laser  $\text{CO}_2$ , laser  $\text{CO}$  oraz laser  $\text{Xe}$  o kilku wybranych składach. Odpowiednie gęstości doprowadzanej do wnęki mocy  $Q_m$  i składy mieszanek  $m$  według numeracji charakterystyk z tabeli 5.3 podano w tabeli 5.4.

Charakterystyki na rysunku 5.6 ilustrują rozkład temperatury na dwóch głównych osiach przekroju poprzecznego falowodu płaskiego (patrz rys. 5.5).



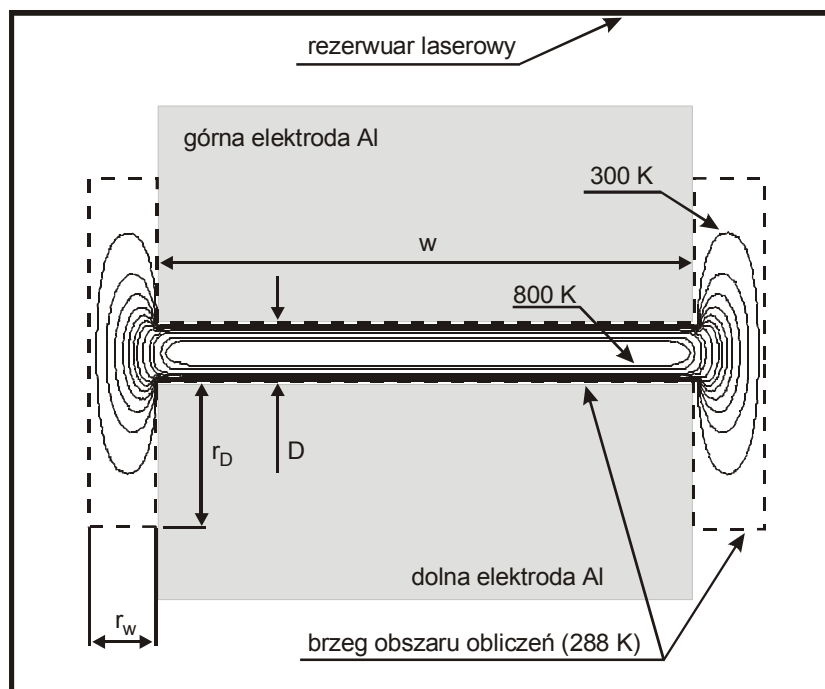
Rys. 5.6. Rozkład temperatury wzdłuż osi  $x$  oraz  $y$  w falowodzie płaskim o wymiarach  $w = 40$  mm i  $D = 2$  mm dla laserów  $\text{CO}_2$  ((1), (2), (3)), laserów Xe ((10), (12)) i lasera CO (6). Numery charakterystyk odpowiadają numerom  $m$  w tabeli 5.3. Pozostałe dane w tabeli 5.4 [5.14].

Fig. 5.6. Temperature distribution along  $x$  and  $y$  axes for different kind of lasers indicated with numbers  $m$  quoted in Tab. 5.3. A slab with dimensions of  $w = 40$  mm and  $D = 2$  mm is considered [5.14].

W tabeli 5.4 podano również średnią temperaturę  $T_{av}$  w falowodzie, obliczoną w całym obszarze przekroju poprzecznego, oraz temperaturę maksymalną  $T_{max}$ . Jak widać, najwyższe temperatury panują wewnątrz wnęk laserów ksenonowych, na skutek koniecznych, względnie dużych, dostarczanych mocy do wnęk. Temperatura wewnątrz falowodu lasera CO jest dużo niższa (nawet o pół tysiąca kelwinów). Jest to wynik niskiej temperatury płynu chłodzącego (np. metanolu o temperaturze  $T_w = -30$  °C [5.19]) i względnie niskiego poziomu dostarczanej do wnęki mocy. Temperatura wewnątrz takiej samej wnęki wypełnionej medium lasera  $\text{CO}_2$  plasuje się pomiędzy wspomnianymi wyżej temperaturami [5.13, 5.14].

Dla pełnego obrazu zjawiska na rysunku 5.7 pokazano izotermy w przekroju poprzecznym typowego lasera o falowodzie płaskim ( $2 \times 40$  mm<sup>2</sup>). Jako przykład wzięto laser Xe według danych ( $m = 10$ ) zawartych w tabeli 5.3. (Rozważono tu laser Xe ze względu na najwyższe wartości temperatury panujące w jego wnękę w porównaniu do innych, rozpatrywanych laserów). Temperaturę ścianek ograniczających obszar falowodu oraz elektrod formujących falowód płaski przyjęto równą 288 K. Jak widać na rysunkach 5.6 i 5.7, temperatura ośrodka laserowego szybko spada poza obszarem wzbudzenia. Sprawdzono, że odległość ścianek rezerwuaru laserowego od

obszaru wyładowania niewiele wpływa na temperaturę średnią  $T_{av}$  i maksymalną  $T_{max}$  wewnątrz falowodu, jeśli tylko zachowany jest warunek  $r_w = r_D > 2D$  (w rzeczywistej konstrukcji tego typu laserów warunek ten jest łatwo spełniany). W obszarze wyładowania temperatura rozłożona jest względnie równomiernie, przy czym przez określenie „względnie” rozumie się lepszą równomierność w porównaniu do tej, otrzymywanej przy wzbudzeniu konwencjonalnym (prądem stałym). Podobne charakterystyki otrzymuje się dla laserów  $CO_2$  i  $CO$ .



Rys. 5.7. Izotermi wewnątrz i na zewnątrz falowodu płaskiego lasera Xe ograniczonego chłodzonymi elektrodami Al. Przerywaną linią zaznaczono brzeg obszaru, na którym dokonano obliczeń numerycznych dla założonej temperatury na brzegu 288 K (zaznaczono izotermi 300 K i 800 K) [5.14]

Fig. 5.7. Temperature distribution in the Xe laser cavity. Boundary conditions (288 K) are indicated with a dashed line (300 K and 800 K isotherms are indicated) [5.14]

Temperatura ośrodka laserowego, a dokładniej jej zmiany przełożone na zmiany współczynnika załamania, mają wpływ nie tylko na moc lasera, ale również na jego właściwości spektralne. Zmiany temperatury (i ciśnienia) mieszanki laserowej  $CO_2$ , szczególnie przy impulsowym dostarczaniu energii, mogą wywołać zauważalne przestrojenie lasera.

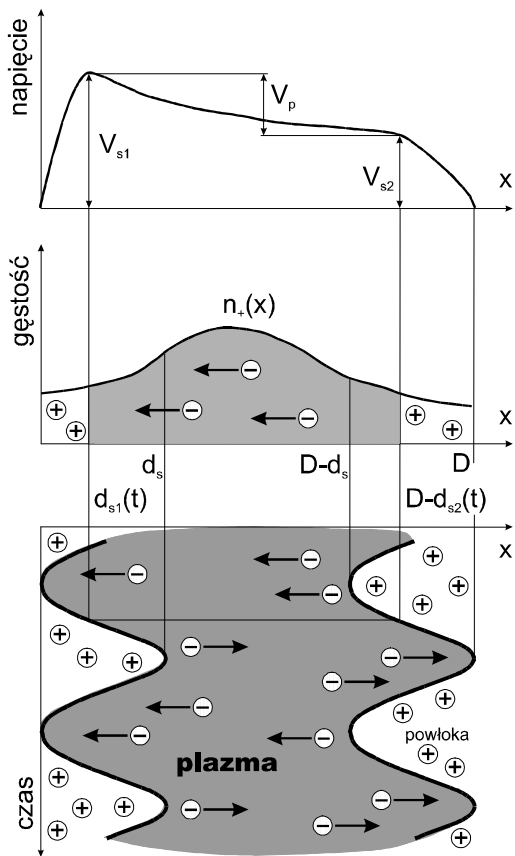
## 6. Plazma laserów CO<sub>2</sub> wzbudzana prądem w.cz.

Sposób wzbudzania ośrodka aktywnego w laserze ma duże znaczenie dla zapewnienia maksymalnej inwersji obsadzeń poziomów energetycznych biorących udział w akcji laserowej, ma zatem istotny wpływ na moc wyjściową lasera, jego sprawność, a również na jakość wiązki wyjściowej.

### 6.1. Właściwości plazmy w.cz.

W laserze CO<sub>2</sub> poprzeczne wzbudzenie mieszanki gazowej prądem wysokiej częstotliwości (w.cz.) ma wiele zalet w porównaniu do wzbudzania wzdłużnego prądem stałym. (Przez określenie „poprzeczny” rozumiemy wzbudzenie w kierunku poprzecznym do kierunku rozchodzenia się wiązki laserowej). Główne zalety takiego wzbudzania to niskie napięcie wzbudzające, lepsza stabilność wyładowania i większa sprawność.

Cechą wyładowania w.cz. jest towarzysząca mu charakterystyczna niejednorodność plazmy występująca w pobliżu elektrod wzbudzających. Odgrywa ona kluczową rolę w formowaniu się typu wyładowania, jakim może być tzw. wyładowanie  $\alpha$  lub – niekorzystne dla inwersji obsadzeń – wyładowanie  $\gamma$ . Nazwy te zostały wzięte od nazw współczynników we wzorze Townsenda ( $\alpha$  – pierwszy współczynnik jonizacji elektronowej,  $\gamma$  – trzeci współczynnik Townsenda, tzw. współczynnik emisji wtórnej) a po raz pierwszy zaproponowane przez Lewickiego [6.12]. Często w literaturze rosyjskiej używa się zamiennie nazw odpowiednio – wyładowanie: niskoprądowe i silnoprądowe [6.13]. W wyładowaniu typu  $\alpha$  wspomnianą niejednorodność tworzą przyelektrodowe dodatnie powłoki jonowe (*sheaths*). Obszar między powłokami zajmuje neutralna co do ładunku kolumna plazmowa i tam odbywa się właściwy proces inwersji obsadzeń laserowego ośrodka aktywnego, a w konsekwencji akcja laserowa. Mechanizm powstawania powłok przyelektrodowych najlepiej opisać, cytując pracę Raizera et al. [6.15]: „Jednakże przy elektrodach gaz oscyluje względem wolnych jonów, periodycznie ‘zatapiając’ lub osłaniając dodatnie jony, jak fale morskie, które cofając się odsłaniają przybrzeżny piasek”. Bliższą fizyce ilustrację tego poetyckiego opisu przedstawiono na rysunku 6.1, pokazując rozkład napięcia wzdłuż kolumny plazmowej,



zmieniający się wraz częstotliwością prądu zasilania w.cz., od napięcia  $V_{s1}$  na powłoce przyelektrodowej do  $V_{s2}$  z różnicą  $V_p$  (napięcie chwilowe plazmy). Odległość międzyelektrodowa wynosi  $D$ , grubość powłok  $d_s$ , fluktuująca w czasie od  $d_{s1}(t)$  do  $d_{s2}(t)$ . Pokazano również zmiany gęstości plazmy  $n_+(t)$  w czasie (oscylującą od brzegu  $d_{s1}(t)$  do brzegu  $D-d_{s2}(t)$ ). Odległości  $d_s$  oraz  $D-d_s$  wyznaczają brzoje quasi-neutralnej plazmy we wnętrzu [6.15]. Opisane zjawisko może być łatwo obserwowalne w kanale falowodowym. Tam gdzie napięcie jest wyższe, tam plazma jarzy się z większą intensywnością (patrz rys. 6.2) [6.3, 6.4, 6.8, 6.10, 6.11, 6.14].

Rys. 6.1. Ilustracja oscylacji plazmy w.cz. między elektrodami lasera falowodowego (opis w tekście)

Fig. 6.1. Oscillations of the plasma in RF excited waveguide lasers



Rys. 6.2. Jarząca się plazma w kanale lasera falowodowego CO<sub>2</sub> wzbudzanego poprzecznie prądem w.cz. [6.14]

Fig. 6.2. Glowing RF plasma in a waveguide CO<sub>2</sub> laser [6.14]

Jak stwierdzono na podstawie wyników badań, powłoki przyelektrodowe odgrywają istotną rolę stabilizującą wyładowanie  $\alpha$ . W typowych warunkach pracy laserów falowodowych CO<sub>2</sub>, wzbudzanych poprzecznie prądem w.cz., wyładowanie w fazie  $\alpha$  jest bardzo stabilne. Dla takich parametrów, jak: ciśnienie w zakresie 13÷800 hPa (10÷200 Tr), zastosowanie aluminium na elektrody wzbudzające, odle-

głosc między elektrodami 1,5÷2,5 mm, częstotliwość wzbudzenia 40÷300 MHz, prawdopodobieństwo przejścia wyładowania z fazy  $\alpha$  do fazy  $\gamma$  jest niewielkie i wymaga przekroczenia pewnej wartości krytycznej, zależnej od wspomnianych parametrów. Jeśli tak się stanie, następuje gwałtowne przekonfigurowanie struktury wyładowania (faza  $\gamma$ ), bardzo podobne do wyładowania stałoprądowego. Tuż przy elektrodach formują się znacznie cieńsze, w porównaniu do tych w fazie  $\alpha$ , powłoki przyelektrodowe i gwałtownie wzrasta gęstość prądu plazmy. Obszar przyelektrodowy wykazuje duże podobieństwo do obszaru przykatodowego w wyładowaniu stałoprądowym. Istotne dla działania lasera jest to, że obszar pomiędzy powłokami jest wypełniony zbyt „gorącą” plazmą, aby zapewnić warunki dla odpowiedniej inwersji osadzeń aktywnego ośrodka laserowego. Podczas przejścia wyładowania z fazy  $\alpha$  do  $\gamma$  (przejście  $\alpha$ - $\gamma$ ) generacja lasera zostaje zwykle przerwana lub ma bardzo małą sprawność.

## 6.2. Procesy destabilizujące plazmę w.cz.

W wyładowaniu jarzeniowym wzbudzonym prądem wysokiej częstotliwości możemy wyróżnić dwie stabilne formy wyładowania związane z dwoma różnymi mechanizmami wzbudzenia. Jak już wspomniano, jest to tak zwane wyładowanie typu  $\alpha$  oraz wyładowanie typu  $\gamma$ . Do zapewnienia maksymalnej inwersji osadzeń laserowego ośrodka aktywnego niezbędne jest utrzymanie stabilnego wyładowania typu  $\alpha$  w laserowej mieszance gazowej, co jest warunkiem działania i sprawności lasera falowodowego lub lasera z falowodem płaskim wzbudzanego prądem w.cz. Na przeszkodzie stoją głównie dwa procesy destabilizujące: procesy termiczne oraz niekontrolowane przejścia wyładowania z fazy  $\alpha$  do fazy  $\gamma$ .

## 6.3. Stabilność termiczna plazmy w.cz.

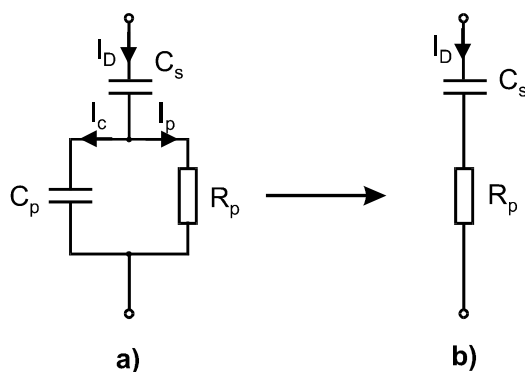
Analiza dostępnych danych eksperymentalnych pozwala na następującą charakterystykę wyładowania w.cz. w fazie  $\alpha$  [6.16]:

- duża gęstość prądu wyładowania i względnie niewielkie napięcie plazmy w porównaniu do spadku napięcia na przyelektrodowych powłokach jonowych wskazują, że wyładowanie  $\alpha$  w.cz. zachowuje się niemal jak obciążenie czysto pojemnościowe, szczególnie przy dużych doprowadzanych mocach i niskim ciśnieniu;
- dla bliskich optymalnym warunków pracy lasera falowodowego wzbudzanego prądem w.cz. (około 93 hPa (70 Tr) i mocy dostarczonej około 20 W/cm<sup>2</sup>) rezystancja plazmy wynosi około 200  $\Omega$ /cm<sup>2</sup>, co odpowiada rezystancji 0,4  $\Omega$  na 10 kW mocy dostarczonej do plazmy w.cz.;
- dodatnie nachylenie charakterystyki prądowo-napięciowej wyładowania typu  $\alpha$  jest spowodowane właściwościami powłok przyelektrodowych, a nie samej plazmy;

➤ pole zredukowane  $E_p/p$  jest malejącą funkcją ciśnienia gazu i jest porównywalne z obserwowanym w falowodowych laserach CO<sub>2</sub> wzbudzanych prądem stałym [4.13];

➤ całkowita grubość powłok przyelektrodowych jest wolno rosnącą funkcją gęstości prądu i jest niezależna od ciśnienia gazu roboczego. Jest ona równa, dla gęstości prądu rzędu  $30 \div 1000 \text{ mA/cm}^2$ , około  $0,35 \pm 0,03 \text{ mm}$  i mała w porównaniu do typowej odległości międzyelektrodowej  $2,5 \text{ mm}$ . Oznacza to, że dla typowych warunków w laserze falowodowym wzbudzonym prądem w.cz. większość obszaru międzyelektrodowego, formującego falowód, jest wypełniona plazmą. Potwierdzają to wyniki badań eksperymentalnych [4.13];

➤ stwierdzono eksperymentalnie, że prąd pojemnościowy plazmy  $I_c$  ma wartość zaledwie kilku procent całkowitego prądu wyładowania  $I_D$  (bo  $1/\omega C_p \gg R_p$ ), dlatego układ zastępczy plazmy w.cz. może być przedstawiony jako szeregowe połączenie zmiennej rezystancji plazmy  $R_p$  oraz stałej pojemności  $C_s$  związanej z powłokami przyelektrodowymi, przez które to elementy płynie prąd wyładowania  $I_D$  (patrz rys. 6.3).



Rys. 6.3. Układ zastępczy plazmy w.cz. w fazie  $\alpha$ .

$R_p$ ,  $C_p$ ,  $C_s$  odpowiednio rezystancja i pojemność plazmy oraz pojemność powłok przyelektrodowych,  $I_D$  – prąd powłok przyelektrodowych,  $I_p$  – prąd plazmy,  $I_c$  – prąd pojemnościowy plazmy (a); układ z pominięciem prądu  $I_c$  stanowiącego zaledwie kilka procent prądu plazmy  $I_p$  (b)

Fig. 6.3. Equivalent setup of the RF plasma in  $\alpha$  phase.

$R_p$ ,  $C_p$ ,  $C_s$  resistivity and capacity of the plasma, and sheath capacity, respectively,

$I_D$ ,  $I_p$ ,  $I_c$  – sheath, plasma and plasma capacity currents, respectively (a)

Z przedstawionych rozważań wynika, że wyładowanie w.cz. typu  $\alpha$  jest stabilne już z powodu samej jego wewnętrznej struktury. Istnienie powłok przyelektrodowych, a dokładniej ich pojemność zastępcza, spełnia rolę ochronną dla niepożądanych niestabilności termicznych. Ogólną konkluzją jest to, że w wyładowaniu typu  $\alpha$  w plazmie w.cz. niestabilności pochodzenia termicznego są mało prawdopodobne, przynajmniej dopóty, dopóki spadek napięcia na plazmie jest mały w porównaniu do spadku napięcia na powłokach przyelektrodowych, który to warunek jest spełniony w laserach falowodowych wzbudzanych poprzecznie prądem w.cz.



## 6.4. Przejścia $\alpha$ - $\gamma$

Przyelektrodowy obszar wyładowania typu  $\gamma$  ma odpowiednik w wyładowaniu stałoprądowym. W swoim charakterze jest podobny do obszaru przykatodowego, w którego skład wchodzi spadek katodowy, obszar ujemny i ciemnia Faradaya. Z powodu podobieństwa natury fizycznej obu typów wyładowań można rozważać przejścia  $\alpha$ - $\gamma$ , przyjmując model dla spadku katodowego w wyładowaniu stałoprądowym [6.7, 6.13, 6.18].

Jak wskazują dane eksperymentalne, w typowych warunkach pracy lasera falowodowego, wzbudzanego z częstotliwością 125 MHz i prądem  $30\div 1000$  mA/cm<sup>2</sup>, przejście wyładowania z fazy  $\alpha$  do fazy  $\gamma$  jest mało prawdopodobne. Z danych wynika, że dla częstotliwości 27 MHz przejście do fazy  $\gamma$  występuje już przy napięciu 360 V<sub>RMS</sub> (ciśnienie 133 hPa (100 Tr)). Z kolei wiadomo, że przy tych samych zakresach ciśnienia i natężenia prądu jak wyżej, ale częstotliwości wzbudzenia 125 MHz, wyładowanie typu  $\alpha$  utrzymuje się dla wyższych napięć plazmy. Wynik ten wskazuje, że wyładowanie  $\alpha$  jest znacznie bardziej odporne na przejście do fazy  $\gamma$  wraz ze zwiększaniem częstotliwości wzbudzenia.

Eksperymentalnie stwierdzono, że przejście  $\alpha$ - $\gamma$  wiąże się ściśle z przemianami w powłokach przyelektrodowych, a nie w obszarze plazmy. Dla przejścia z fazy  $\alpha$  do fazy  $\gamma$  napięcie na powłokach powinno przekroczyć pewną krytyczną wartość  $V_{\alpha-\gamma}$ . Dla wyjaśnienia tego zjawiska przyjmuje się model fizyczny, w którym zakłada się, że pole elektryczne rośnie w powłokach przyelektrodowych wraz ze wzrostem częstotliwości. Tym samym czas  $\tau$  potrzebny  $\gamma$ -elektronom obecnym w powłokach na przejście do kolumny plazmowej jest dłuższy niż jeden cykl częstotliwości wzbudzenia. Inaczej, dla krótkiego cyklu wzbudzenia  $\gamma$ -elektron jest uwięziony w powłoce przyelektrodowej. Reasumując, wraz ze zwiększaniem częstotliwości wzbudzenia rośnie napięcie niezbędne do wyzwolenia lawiny  $\gamma$ -elektronów i przejścia wyładowania w.cz. z fazy  $\alpha$  do  $\gamma$ , równocześnie minimum napięcia przesuwa się w kierunku większych wartości iloczynu  $pd_s$  [6.16].

Poza tym wiadomo również, że napięcie konieczne do podtrzymania wyładowania w powłokach przyelektrodowych można zwiększyć bez zwiększania częstotliwości wzbudzenia, pokrywając elektrody materiałem o słabych właściwościach emisyjnych. Prąd wyładowania  $\alpha$  może być wtedy większy, bez ryzyka przejścia do niekorzystnej fazy  $\gamma$ . Oznacza to, że można zwiększyć moc lasera bez zwiększania częstotliwości wzbudzenia plazmy [6.16].

Zwiększanie częstotliwości wzbudzenia wiąże się z problemem równomiernego rozkładu plazmy wzdłuż falowodu. Dotychczas rozważaliśmy rozkład w poprzek falowodu.

## 6.5. Optymalizacja ośrodka wyładowczego w laserach wzbudzanych prądem w.cz.

Optymalizacja laserowego ośrodka wyładowczego w celu uzyskania maksymalnej ekstrakcji mocy wymaga znajomości, a następnie zgrania, wielu czynników decydują-

cych o właściwościach ośrodka laserowego. Wzajemne zależności takich parametrów, jak napięcie na kolumnie plazmowej, prąd wyładowania, ciśnienie gazu, rozmiary elektrod i odległość między nimi, są zwykle bardzo skomplikowane i najczęściej nie mogą być wyrażone w formie analitycznej, lecz w postaci krzywych eksperymentalnych na wykresach wiążących ze sobą różne parametry.

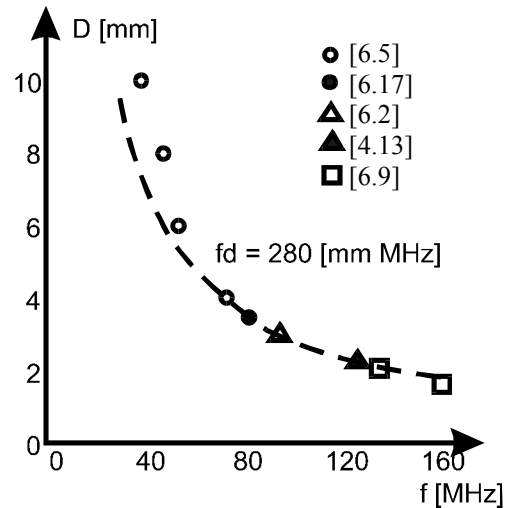
Aby opisać wszelkie możliwe stany, w jakich może znajdować się plazma, konieczna by była duża liczba takich zależności, biorących po uwagę wszelkie kombinacje wymienionych i wielu innych parametrów. Pożyteczne jest zatem pogrupowanie tych parametrów, w celu uproszczenia opisu zachowania się plazmy. Stąd wynikają badania tzw. praw podobieństwa lub praw skalowania, czyli znajdowanie i definiowanie pewnych niezmiennych parametrów systemu, jakim jest ośrodek wyładowczy [6.16]. Od dawna znane jest zgrupowanie takich parametrów, jak napięcie na kolumnie plazmowej  $V$ , ciśnienie gazu  $p$  i odległość między elektrodami wzbudzającymi  $d$ . Stwierdzono eksperymentalnie, że potencjał plazmy  $V$  pozostaje stały, jeśli tylko zachowana jest wartość iloczynu  $pd$ . Zależność  $V = f(pd)$  to znana krzywa Pashena. Prawa skalowania są bardzo przydatne w projektowaniu laserów gazowych.

We wzbudzanych wzdłużnie prądem stałym, dyfuzyjnie chłodzonych laserach najważniejszymi niezmiennikami są: temperatura gazu  $T$ , temperatura elektronów  $T_e$ , zredukowane pole elektryczne w plazmie  $E/p$ , iloczyn  $pD_r$ , ciśnienia  $p$  gazu, a także średnica rury wyładowczej  $D_r$ , stosunek  $j/p$  gęstości prądu wyładowania  $j$  i ciśnienia oraz stosunek  $P_0/L$  mocy wyjściowej  $P_0$  i długości rury wyładowczej  $L$  [4.13]. Z powyższych praw skalowania wynika, że dla ustalonych optymalnych warunków pracy lasera o zadanej średnicy rury wyładowczej  $D_r$  wraz ze zmniejszeniem tej średnicy rośnie ciśnienie  $p$ , a moc wyjściowa na jednostkę długości pozostaje taka sama.

Optymalizacja falowodowych laserów  $\text{CO}_2$  wzbudzanych poprzecznie prądem w.cz. jest trudniejsza, ale istnieje tutaj pewien margines manewru przez zmiany częstotliwością wzbudzania  $f$ . Dochodzi też tutaj dodatkowy parametr, jakim jest odległość między elektrodami  $D$ . Zebrane wyniki z dostępnej literatury [4.13, 6.2, 6.5, 6.9, 6.17] dotyczące zależności częstotliwościowych w laserze falowodowym  $\text{CO}_2$ , można przedstawić na wspólnym wykresie (rys. 6.4). Widoczna jest na nim zależność  $D$  od  $f$  dla optymalnych częstotliwości wzbudzania przy zadanej odległości między elektrodami ze względu na moc wyjściową lasera. Krzywa na wykresie może być wyrażona funkcją  $f(D) = F_1/D$ , gdzie  $F_1$  – stała. I jest to jeden z poszukiwanych niezmienników takiego systemu laserowego:  $F_1 = fD$ . Podobnie znalezionym niezmiennikiem jest zależność  $F_2 = pD$ . Tak postępując, można zdefiniować cały zestaw niezmienników dla systemu laserowego  $\text{CO}_2$ , w którym ośrodek wyładowczy jest wzbudzany prądem w.cz. [6.16].

Zgodnie z wcześniej omawianym modelem, wyładowanie możemy podzielić na trzy części: dwie powłoki przyelektrodowe (zapełnione głównie przez nieruchome jony) i obszar plazmy pomiędzy nimi.

Rys. 6.4. Zależność  $D$  od  $f$  dla optymalnych częstotliwości wzbudzenia przy zadanej odległości między elektrodami ze względu na moc wyjściową lasera  
 Fig. 6.4. Dependence interelectrode distance  $D$  vs exciting frequency  $f$  for optimum output laser power



Plazma może być reprezentowana przez rezystancję  $R_p$ , za którą jest odpowiedzialna przewodność elektronowa, i równolegle połączoną pojemność  $C_p$ . Oba parametry  $R_p$  i  $C_p$  są niezależne od czasu, dlatego, że obie granice  $d_{s1}(t)$  i  $d-d_{s2}(t)$  zmieniają się synchronicznie i zarówno grubość plazmy, jak i obszaru przyelektrodowego pozostaje stała. Amplituda tych oscylacji jest mała w porównaniu z odległością międzyelektrodową  $d$ .

W modelu zastępczym obszary przyelektrodowe mogą być zatem przedstawione jako stała pojemność

$$C_s = \varepsilon_0(S/d_s). \quad (6.1)$$

Dla obszaru przyelektrodowego możemy pomijać rezystywność z powodu bardzo małej ruchliwości jonów dodatnich przy częstotliwości powyżej 100 MHz.

Elementy  $C_s$ ,  $C_p$  i  $R_p$  można traktować jako liniowe, gdyż wyniki pomiarów nie wykazują istnienia harmonicznych w prądzie i napięciu. Możemy więc wyładowanie przedstawić jako szeregowe połączenie pojemności  $C_s$  z równolegle połączonymi  $C_p$  i  $R_p$  (rys. 6.3b). Część indukcyjną wyładowania można pominąć, jako że częstotliwość zderzeń elektronów  $\nu_e$  przy stosowanych wartościach ciśnienia jest znacznie większa niż częstotliwość wzbudzenia ( $\nu_e$  rzędu  $10^{10} \text{ s}^{-1}$ ). Wartości elementów schematu zastępczego można wyznaczyć eksperymentalnie. Są one funkcją dostarczonej mocy  $W$ , częstotliwości wzbudzenia  $f$ , ciśnienia gazu  $p$  i odległości między elektrodami  $D$ .

## 7. Nierównomierność rozkładu wyładowania w kanale lasera falowodowego

Dokonano przeglądu (p. 7.1–7.5) metod wyrównywania rozkładu napięcia w.cz. przyłożonego do elektrod lasera falowodowego oraz metod dopasowania do generatora zasilającego takiego dynamicznego obciążenia, jakim jest głowica laserowa, czyli konstrukcja mechaniczno-elektryczna o parametrach elektrycznych modyfikowanych istnieniem wyładowania jarzeniowego.

Oryginalnym wkładem własnym (p. 7.6) jest zaprezentowana metoda optymalizacji głowic laserowych o falowodzie płaskim, opierająca się na wynikach analizy teoretycznej zastępczego układu głowicy laserowej [7.13, 7.14]. Metoda pozwala na znalezienie optymalnej dla generatora zasilającego częstotliwości rezonansowej głowicy laserowej. Skuteczność metody uwiadcza się szczególnie przy optymalizacji laserów z falowodami płaskimi, gdzie należy uwzględniać właściwości wyładowania jarzeniowego w.cz., takie jak istnienie powłok przyelektrodowych.

Cechą charakterystyczną zasilanych prądem w.cz. takich elementów fizycznych, jak elektrody lasera falowodowego, jest nierównomierność rozkładu napięcia wzdłuż elektrod. Zjawisko to występuje tam, gdzie rozmiary elektrod są porównywalne z długością rozchodzącej się w nich fali wzbudzającej. Jak łatwo pokazać, dla typowej konstrukcji metalowo-ceramicznej falowodu z przekładkami z  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , których stała dielektryczna jest równa 9, długość fali rozchodzącej się wzdłuż falowodu wynosi 20 cm dla częstotliwości 125 MHz. Napięcie w takiej strukturze na końcach zasilanego w środku falowodu, na przykład długości 37 cm, może różnić się nawet o 40% względem napięcia zasilającego [7.12]. Optymalizacja rozkładu napięcia wzdłuż falowodu jest istotna podczas projektowania laserów wzbudzanych poprzecznie prądem w.cz.

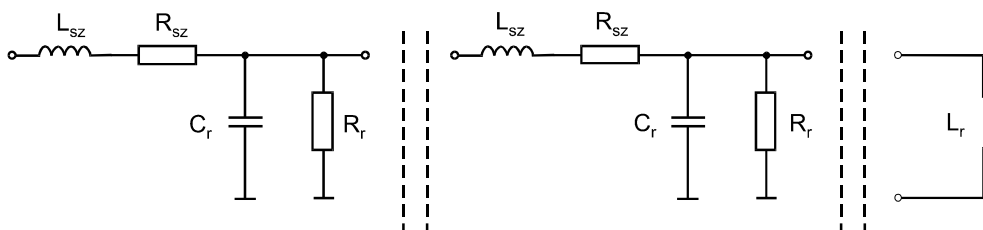
### 7.1. Metoda He

Efekt fali stojącej w falowodzie może być skorygowany przez wygładzenie napięcia wzdłuż elektrody za pomocą dołączonych równolegle do elektrod elementów in-

dukcyjnych (umieszczonych na obu końcach elektrod). Sposób ten podali He et al. [6.1, 7.6], rozpatrując falowod jak bezstratną linię transmisyjną przy założeniu, że obecność wyładowania nie wpływa na własności elektryczne linii. Schemat zastępczy takiej linii możemy przedstawić w postaci rozłożonych dyskretnie elementów elektronicznych (rys. 7.1). Rozkład napięcia  $V$  i prądu  $I$  w każdym punkcie linii można przedstawić odpowiednio [7.7]

$$dV/dx = zI, \quad (7.1)$$

$$dI/dx = yV. \quad (7.2)$$



Rys. 7.1. Schemat zastępczy falowodu jako linii transmisyjnej bezstratnej:

$L_{sz}, R_{sz}$  – odpowiednio indukcyjność i rezystancja rozłożona szeregowo;

$C_r, R_r$  – odpowiednio pojemność i rezystancja rozłożona równoległa;

$L_r$  – indukcyjność wyrównująca

Fig. 7.1. Equivalent circuit of the waveguide as a loss-less transmission line:

$L_{sz}, R_{sz}$  – series distributed inductivity and resistivity;

$C_r, R_r$  – parallel distributed capacity and resistivity;  $L_r$  – equalising inductivity

Rozwiązanie równania (7.1) daje wyrażenie na rozkład napięcia wzdłuż linii transmisyjnej

$$V(x) = V_1 e^{\sqrt{zy}x} + V_2 e^{-\sqrt{zy}x}, \quad (7.3)$$

gdzie:

$$z = R_{sz} + j\omega L_{sz},$$

$$y = G_r + j\omega C_r,$$

$$(G_r = 1/R_r).$$

Dla ułatwienia wprowadza się takie parametry linii, jak:

➤ impedancja charakterystyczna linii

$$Z_0 = \sqrt{\frac{z}{y}}, \quad (7.4)$$

➤ stała propagacji

$$\gamma = \sqrt{zy}. \quad (7.5)$$

Ponieważ  $\gamma$  jest zespolone, można więc napisać, że

$$\gamma = \alpha + j\beta, \quad (7.6)$$

gdzie:

$\alpha$  – stała tłumienia linii,

$\beta$  – stała fazowa linii.

Teraz wyrażenie (7.3) przybiera postać

$$V(x) = V_1 e^{\alpha x} e^{j\beta x} + V_2 e^{-\alpha x} e^{-j\beta x}. \quad (7.7)$$

Podobnie jest w przypadku prądu  $I(x)$ .

Dla linii bezstratnej ( $\alpha = 0$ ) i otwartej wystarczy rozpatrzeć jeden człon równania (7.7)

$$V(x) = V_1 \cos Bx, \quad (7.8)$$

w którym

$$B = -j\gamma, \quad (7.9)$$

a  $V_1$  oznacza napięcie na końcu linii.

Dla falowodu bez wyładowania (oznacza to pominięcie  $R_r$  i  $G_r$  oraz przyjęcie  $B = \beta$  – rzeczywiste) rozkład napięcia wzdłuż takiej linii wyraża się funkcją cosinus. Dla falowodu z wyładowaniem  $G_r \neq 0$ , a linia jest rozpatrywana jako stratna. Można pokazać, że rozkład napięcia będzie się wyrażał funkcją cosinus, ale – co najważniejsze – niewiele się będzie zmieniał wraz ze zmianami rezystancji plazmy  $R_r$ .

Po podstawieniu równania (7.9) do zależności (7.7) otrzymujemy dla linii bezstratnej i obciążonej na końcu impedancją  $Z_r$

$$V(x) = V_1 e^{jBx} + V_2 e^{-jBx}. \quad (7.10)$$

Ponieważ napięcie  $V_0$  na obciążeniu jest równe

$$V_0 = V_1 + V_2,$$

a współczynnik odbicia  $K$  fali biegnącej od źródła do obciążenia jest zdefiniowany jako

$$K = \frac{V_1}{V_2} = \frac{Z_r - Z_0}{Z_r + Z_0}, \quad (7.11)$$

możemy napisać, że

$$V_1 = V_0 \frac{Z_r - Z_0}{2Z_r},$$

$$V_2 = V_0 \frac{Z_r + Z_0}{2Z_r}, \quad (7.12)$$

a wyrażenie (7.10) przybiera postać

$$V(x) = V_0 (\cos Bx + j(Z_0/Z_r) \sin Bx). \quad (7.13)$$

W celu wyrównania rozkładu napięcia linię należy zakończyć obciążeniem o charakterze indukcyjnym, tzn.  $Z_r = j\omega L_r$  (patrz rys. 7.1). Wyrażenie (7.13) przybiera postać

$$V(x) = V_0 (\cos Bx + jD \sin Bx), \quad (7.14)$$

gdzie  $D = Z_0/\omega L_r$ .

Dalsza analiza wyrażenia (7.14) pokazuje, że najlepsze wyrównanie napięcia wzdłuż linii uzyskuje się dla  $D \approx 0,3$ .

Należy podkreślić, że wszystkie dotychczasowe rozważania odnoszą się do linii transmisyjnej bezstratnej, którą można modelować jako falowodowy laser wzbudzany prądem w.cz. o wąskim pojedynczym kanale, gdzie pomijany jest wpływ parametrów plazmy na parametry linii.

## 7.2. Metoda Griffitha

Kolejnym postępowaniem w wyrównywaniu rozkładu napięcia wzdłuż falowodu była propozycja Griffitha [7.3-7.5], który pokazał, że wiele elementów indukcyjnych rozłożonych periodycznie wzdłuż falowodu może jeszcze skuteczniej poprawić równomierność napięcia, a tym samym równomierność wyładowania w falowodzie laserowym, niż przy zastosowaniu pojedynczych cewek wyrównujących jak w metodzie He. Metoda Griffitha poddaje takiej samej analizie jak wyżej każdą sekcję podzielonej równo linii transmisyjnej.

## 7.3. Poprawka Kima

Równanie (7.10) po uwzględnieniu zależności (7.11) możemy zapisać

$$V(x) = V_1 e^{j\beta x} (1 + K e^{-j2\beta x}), \quad (7.15)$$

$K$  jest liczbą zespoloną, a  $Z_r$  ma charakter indukcyjny  $Z_r = jX_L$ . Możemy zatem napisać, że

$$K = \frac{jX_L - Z_0}{jX_L + Z_0} = e^{j\varphi}, \quad (7.16)$$

gdzie

$$\varphi = -\arctg(X_L/Z_0) + \pi - \arctg(X_L/Z_0) = \pi - 2 \arctg(X_L/Z_0). \quad (7.17)$$

Po podstawieniu (7.16) do równania (7.15) otrzymujemy

$$V(x) = V_1 e^{j\frac{\varphi}{2}} \left( e^{j\left(\beta x - \frac{\varphi}{2}\right)} + e^{-j\left(\beta x - \frac{\varphi}{2}\right)} \right) = V_1 e^{-j\left(\frac{\varphi}{2}\right)} 2 \cos\left(\beta x - \frac{\varphi}{2}\right). \quad (7.18)$$

Przypomnijmy, że dla linii transmisyjnej bezstratnej nie zakończonej elementem reaktywnym rozkład napięcia wzdłuż linii zachowuje się zgodnie z wyrażeniem (7.8), czyli jak funkcja cosinus. Dla linii bezstratnej zakończonej elementem reaktywnym rozkład napięcia przesunięty jest w fazie jak w wyrażeniu (7.18).

Jak widać z rysunku 7.2b, najlepsze wyrównanie napięcia wzdłuż linii długości  $l$  nastąpi, gdy napięcie na końcu i na początku linii będą sobie równe, tzn.

$$V(0) = V(l/2),$$

czyli:

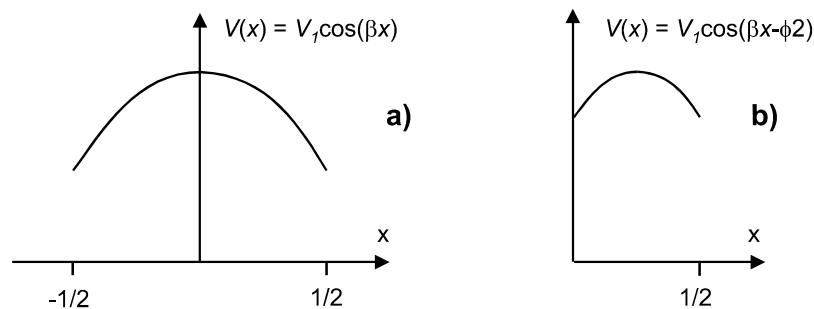
$$2V_1 \cos(-\phi/2) = 2V_1 \cos(\beta l/2 - \phi/2),$$

stąd

$$\beta l/2 = \phi,$$

po podstawieniu (6.17) mamy [7.8]

$$X_l/X_0 = \operatorname{ctg}(\beta L/4). \quad (7.19)$$



Rys. 7.2. Rozkład napięcia wzdłuż linii transmisyjnej:

a) bezstratnej, b) bezstratnej zakończonej elementem reaktywnym

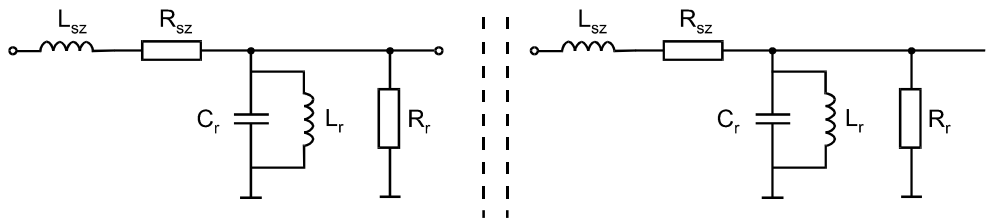
Fig. 7.2. Voltage distribution along the transmission line:

a) loss-less, b) loss-less ended with reactive element

## 7.4. Metoda Chenausky'ego

Ostatnie wymienione metody zostały zmodyfikowane do tzw. metody rezonansu równoległego przez Chenausky'ego [7.2]. Podobnie jak w metodzie Griffitha cewki są równomiernie rozłożone wzdłuż falowodu, ale dobrane tak, aby każda z nich tworzyła układ rezonansowy z równoległym elementem rozłożonej pojemności falowodu. To znaczy tak, aby rozłożona reaktancja pojemnościowa falowodu była skompensowana przez reaktancję indukcyjną wpiętych równolegle w strukturę falowodu cewek, co można wyrazić jako warunek rezonansu:  $\omega L_r - 1/\omega C_r = 0$  lub  $\omega^2 C_r L_r = 1$  (patrz rys. 7.3).





Rys. 7.3. Schemat zastępczy falowodu ze skompensowanymi pojemnościami rozłożonymi  $C_r$  za pomocą indukcyjności  $L_r$

Fig. 7.3. Equivalent circuit of waveguide with compensated distributed capacities  $C_r$  using the inductivity  $L_r$

## 7.5. Metoda Strohscheina

Optymalną dla poprzednich metod konfigurację cewek kompensujących dla danej liczby cewek podali Kim et al. [7.8]. Według ich rozważań reaktancja  $X_{L_r}$  każdego równoległego elementu indukcyjnego powinna wynosić

$$X_{L_r} = Z_0 \operatorname{ctg}(\beta l / 2n), \quad (7.20)$$

gdzie:

$Z_0 = (L_r / C_r)^{-1/2}$  – impedancja charakterystyczna linii transmisyjnej,

$l$  – długość falowodu,

$n$  – liczba cewek,

$\beta = \omega(L_r / C_r)^{1/2}$ .

Łatwo zauważyć, że dla  $n \rightarrow \infty$  zależność (7.20) redukuje się do wyrażenia określającego przypadek rezonansu równoległego według Chenausky'ego.

Aby warunek (7.20) był spełniony, powinno zachodzić

$$n > l\beta/\pi$$

oraz

➤ powinien być spełniony warunek

$$|X_{C_r}| \ll |Z_d|, \quad (7.21)$$

w którym:

$X_{C_r}$  – reaktancja rozłożona falowodu,

$Z_d$  – impedancja plazmy,

$$Z_d = R_d + jX_d, \quad (7.22)$$

gdzie:

$R_d$  – rezystancja plazmy,

$X_d$  – reaktancja plazmy wynikająca z istnienia powłok przyelektrodowych,

➤ lub powinien być spełniony warunek

$$R_d \leq |X_d|, \quad (7.23)$$

co oznacza, że linia jest transmisyjna bezstratna.

Dla rezonansu równoległego, aby optymalna konfiguracja (7.20) była spełniona, powinien być spełniony jeden z warunków (7.21) lub (7.23).

Warunek (7.21) łatwo jest spełnić w laserach jednokanałowych, natomiast w falowodach płaskich ich impedancja  $Z_d$  jest odwrotnie proporcjonalna do szerokości kanału. Poza tym, aby spełnić warunek (7.20), musi być spełniony warunek (7.21), tzn. pojemność struktury falowodu powinna być odpowiednio zwiększona ( $X_{Cr} = 1/\omega C_{Cr}$ ). To wymaga zwiększenia liczby cewek wyrównujących. Tak skonstruowana głowica laserowa jest z kolei czuła na zmiany częstotliwości wzbudzającej. Struktura lasera z falowodem płaskim nie spełnia zatem ani warunku (7.21), ani (7.23) i wyrażenie (7.20) nie może być do niej zastosowane.

Strohschein et al. [7.17] zaprezentowali model numeryczny falowodu wypełnionego plazmą i szczegółowo przeanalizowali parametry tak zamodelowanej linii transmisyjnej. W modelu wykorzystano prawa skalowania dotyczące plazmy lasera CO<sub>2</sub> wzbudzanej prądem w.cz. [6.16, 7.18].

Istotne dla naszych rozważań jest to, że w laserze z falowodem płaskim wypełnionym plazmą w.cz. nie może być pomijany wpływ plazmy na pojemność i rezystancję całej struktury lasera. Jak już powiedziano w poprzednim rozdziale, dominującym elementem pojemnościowym w wyładowaniu w.cz. typu  $\alpha$  są powłoki przyelektrodowe. Elektryczny układ zastępczy wyładowania w falowodzie możemy przedstawić jak na rysunku 7.4. Pojemność powłok przyelektrodowych  $C_s$  i pojemność plazmy  $C_p$  można wyrazić jako

$$\begin{aligned} C_s &= \varepsilon_0 S/d, \\ C_p &= \varepsilon_0 S/(d - d_s). \end{aligned} \quad (7.24)$$

Z praw skalowania [6.16] wynika, że  $E/p$  nie zależy od mocy doprowadzanej do wyładowania, dlatego dynamiczna rezystancja plazmy  $R_p$  ma charakter ujemny, taki, że napięcie na kolumnie plazmowej  $V_p = (E/p) p (d - d_s)$  nie zależy od gęstości prądu plazmy  $J_d$ . Z analizy układu, jak na rysunku 7.4, wynika, że

$$R_p = \frac{V_p}{\sqrt{(J_d S)^2 - (\omega C_p V_p)^2}}. \quad (7.25)$$

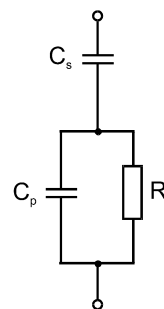
Wyrażenie to może być zredukowane do postaci  $R_p \approx V_p/J_d S$  ze względu na pomijalną pojemność plazmy  $C_p$ .

W pewnych warunkach pracy lasera, oprócz rezystancji plazmy  $R_p$  należy również wziąć pod uwagę rezystancję powłok przyelektrodowych  $R_s$ , którą należy w układzie zastępczym wyładowania w.cz. dołączyć równolegle do pojemności powłok  $C_s$ .

Jak powiedziano w p. 6.5, dla wyładowania w.cz. opracowano prawa skalowania, upraszczające opis zachowania się plazmy. Dla lasera falowodowego opracowane prawa skalowania dotyczą pewnego zakresu parametrów, jak: częstotliwości wzbudzenia  $f$  od 100 do 160 MHz, ciśnienia mieszanki gazowej  $p$  od 53 do 133 hPa (40 do 100 Tr) i odległości międzyelektrodowej  $d$  od 1 do 3 mm [6.16].

Rys. 7.4. Układ zastępczy plazmy w.cz. w laserze falowodowym:  $C_s$  – pojemność powłok przyelektrodowych,  $C_p$  – pojemność kolumny plazmowej,  $R_p$  – rezystancja kolumny plazmowej

Fig. 7.4. Equivalent circuit of RF plasma in a waveguide laser



Z praw tych wynika, że moc rozpraszana w powłokach skaluje się jak  $1/f^2$  i nie może być nie wzięta pod uwagę dla niższego zakresu częstotliwości niż wyżej wymieniony. Z praw skalowania można wyprowadzić relację między mocą rozpraszaną w powłokach  $P_s$  i kolumnie plazmowej  $P_p$  i przedstawić ją jako

$$(P_s/P_p) f^2 \approx 1120 \text{ MHz}^2.$$

Jeśli zatem impedancję wyładowania wyrazić w postaci szeregowej reaktancji i rezystancji, jak  $Z_d = R_d + jX_d$  (patrz rys. 7.4), to obecność rezystancji powłok  $R_s$  można potraktować jako poprawkę na  $R_d$  w następujący sposób

$$R'_d = R_d (1 + P_s/P_p). \quad (7.26)$$

W metodzie Strohscheina elektroda jest dzielona na  $n$  segmentów o powierzchni  $S$ . Na rysunku 7.5 pokazano podział na segmenty, np.  $k$ -ty znajdujący się na pozycji  $x_k$  z jego indukcyjnością wyrównującą  $Z_k$  i napięciem  $V_k(x)$  oraz prądem  $I_k(x)$ . Dla poszczególnych segmentów możemy zapisać warunki brzegowe:

$$\begin{aligned} V_0(x_0) &= V_{LS}, \\ V_k(x_k) &= V_{k+1}(x_k), \\ I_k(x_k) &= I_{k+1}(x_k) + (1/Z_k) V_k(x_k), \quad k = 1, \dots, n-1, \\ V_n(x_n) &= V_{RS}, \end{aligned} \quad (7.27)$$

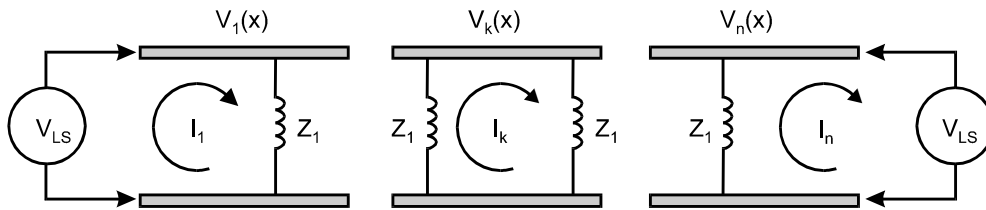
gdzie:  $V_{LS}$  i  $V_{RS}$  odpowiednio napięcia na lewym i prawym końcu każdego segmentu (patrz rys. 7.5).

Na podstawie rozważań dotyczących linii transmisyjnych możemy każdy z segmentów scharakteryzować lokalną stałą propagacji  $\gamma$  i lokalną impedancją charakterystyczną  $Z_0$

$$\gamma = \sqrt{(R_{sz} + j\omega L_{sz})(G_r + j\omega C_r)}, \quad Z_0 = \sqrt{\frac{R_{sz} + j\omega L_{sz}}{G_r + j\omega C_r}}, \quad (7.28)$$

gdzie:

$L_{sz}, R_{sz}$  – odpowiednio lokalna indukcyjność i rezystancja szeregową,  
 $G_r, C_r$  – odpowiednio lokalna konduktancja i pojemność równoległą.



Rys. 7.5. Układ zastępczy fragmentu linii transmisyjnej modelującej falowód lasera  
 – rysunek pomocniczy do obliczeń numerycznych

Fig. 7.5. Equivalent circuit of the transmission line fragment for modeling the laser  
 – drawing for numerical calculations

Podczas braku wyładowania pozostałe parametry linii możemy zapisać jako

$$R_{sz} = 2R_s/w, \quad L = \mu_0 d/w, \quad G = 0, \quad C = \epsilon_0 w/d, \quad (7.29)$$

gdzie:

$d$  – odległość między elektrodami,

$w$  – szerokość szczeliny,

$R_s$  – powierzchniowa rezystancja cewek wyrównujących (do pominięcia).

Mając  $\gamma$  i  $Z_0$ , możemy zapisać napięcie  $V_k(x)$  na  $k$ -tym segmencie i prąd  $I_k(x)$  w nim płynący jako

$$\begin{aligned} V_k(x) &= A_k \exp(-\gamma_k x) + B_k \exp(\gamma_k x), \\ I_k(x) &= (A_k/Z_0) \exp(-\gamma_k x) + (B_k/Z_0) \exp(\gamma_k x), \end{aligned} \quad (7.30)$$

gdzie:  $A_k$  i  $B_k$  – amplitudy fal biegnących w falowodzie.

Równania (7.27) i (7.30) tworzą razem pentadiagonalny układ  $2n$  równań z  $2n$  niewiadomymi  $A_k$  i  $B_k$ .

Procedura iteracyjna rozwiązania powyższego układu równań jest następująca:

➤ dla danych  $f, d, p, S$  i  $J_d$  obliczyć wartości  $C_s, C_p,$  i  $R_p$  za pomocą wyrażeń (7.24) i (7.25);

➤ wyrazić impedancję każdego segmentu w postaci  $Z_d = R_d + jX_d$  zgodnie z rysunkiem 7.5;

➤ w razie innej częstotliwości wzbudzającej niż z zakresu 100÷160 MHz dokonać korekcji na rozpraszanie mocy w powłokach przyelektrodowych przez poprawkę na  $R_d$ , zgodnie ze wzorem (7.26);

- wyrazić obliczoną impedancję wyładowania przez wartości równoległych elementów  $G_{||}$  i  $C_{||}$ , którymi należy zastąpić wartości  $G$  i  $C$  w zależności (7.10);
- rozwiązać układ równań (7.27) i (7.30), aby otrzymać  $V_k(z)$  i  $I_k(z)$ ;
- obliczyć gęstość prądu  $J_d$  dla każdego segmentu średniego napięcia przypadającego na jeden segment i wartości  $Z_d$  z poprzedniej iteracji.

Zbieżność rozwiązania równań (7.27) i (7.30) zachodzi dla [7.17]

$$P_d = J_d^2 R_d' S. \quad (7.31)$$

Podobne rozważania przeprowadzili Lapucci et al. [7.9–7.11] oraz Sinclair et al. [7.16].

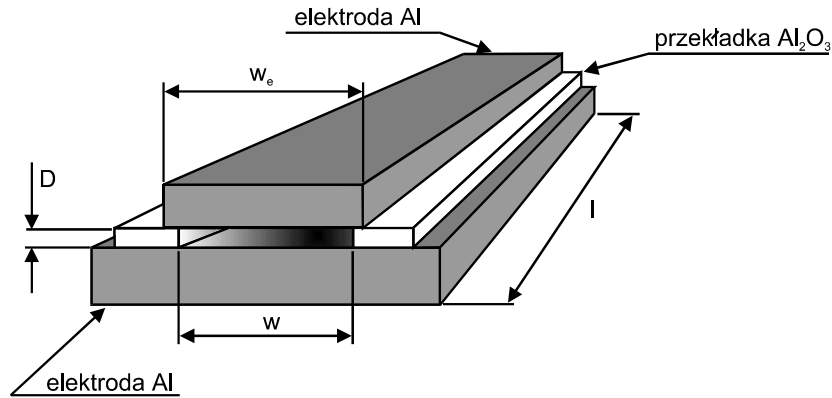
Należy też dodać, że przedstawione problemy z równomiernością rozkładu napięcia zasilającego wzdłuż falowodu rozwiązuje się również za pomocą techniki segmentowania. Oddzielne, znacznie mniejszej mocy generatory zasilające w.cz. zasilają fragmenty falowodu na całej jego długości [7.15].

## 7.6. Rezonans głowicy laserowej

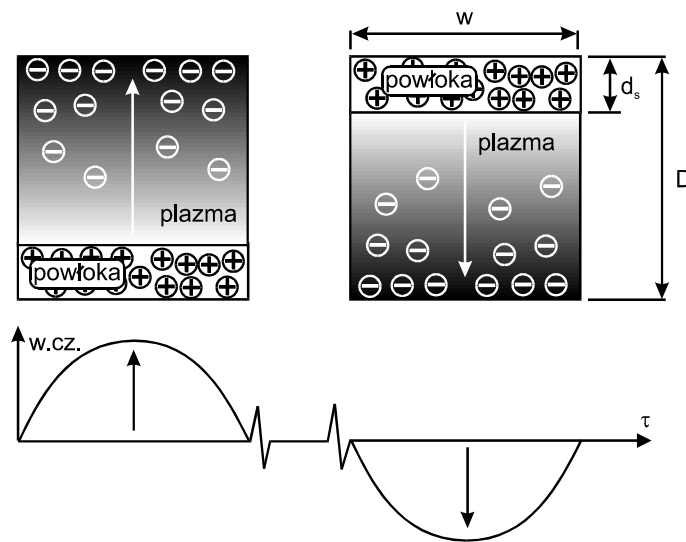
Inne podejście do zagadnienia optymalizacji głowicy laserowej podano w pracach [7.13, 7.14, 7.19]. Metoda ta głównie dotyczy optymalizacji głowic laserów z falowodem płaskim, podobnie jak metoda Strohscheina.

Jak to już powiedziano, aby skompensować pojemność między elektrodami lasera falowodowego, należy dołączyć równolegle indukcyjność, która powinna dawać rezonans równoległy, wraz z pojemnością układu elektrod lasera dla częstotliwości wzbudzenia  $f_z$ . Eksperymentalne określenie wartości tej indukcyjności nie jest łatwe, ponieważ trudno jest zmierzyć bezpośrednio pojemność międzyelektrodową w trakcie wyładowania. Jeśli indukcyjność dobierzemy tak, aby rezonans wystąpił dla częstotliwości zasilania bez wyładowania, dla „zimnego” lasera, to po zapaleniu plazmy częstotliwość rezonansowa będzie inna i wystąpi niedopasowanie impedancji oraz nierównomierny rozkład napięcia wzdłuż elektrody, co ma istotny wpływ na moc i sprawność lasera oraz na jakość wiązki wyjściowej.

Przyczyną zmian parametrów elektrycznych lasera jest pojawianie się w kanale wyładowczym powłok przyelektrodowych. Wprowadzają one dodatkową pojemność do całkowitej pojemności zastępczej głowicy laserowej, nieraz drastycznie zmieniając jej wartość. Na rysunku 7.7 wyjaśniono mechanizm powstawania powłok w plazmie wysokiej częstotliwości. Pulsująca lżejsza chmura elektronów „odsłania” przyelektrodowy obszar jonów dodatnich, tworząc tzw. dodatnią powłokę przyelektrodową grubości  $d_s$ . Dla laserów jednokanałowych, o symetrycznym kanale ( $w \times D$ ), można pominąć istnienie powłok i wszelkie obliczenia prowadzić jak dla „zimnego” lasera [6.1, 7.6]. Inaczej ma się rzecz w laserach z falowodem płaskim. Tam powierzchnia  $S = wL$ , na której powstają powłoki jest na tyle duża (patrz rys. 7.6), że nie można pominąć wpływu ich pojemności na pracę lasera.



Rys. 7.6. Struktura falowodu metalowo-dielektrycznego  
Fig. 7.6. Metal-dielectric sandwich type structure of the waveguide



Rys. 7.7. Mechanizm powstawania powłok przyelektrodowych (o grubości  $d_s$ ) w kanale falowodowym szerokości  $w$  i odległości międzyelektrodowej  $D$  wypełnionym plazmą wzbudzaną prądem w.c.z.  
Fig. 7.7. Sheaths creation mechanism ( $d_s$  wide) in waveguide channel  $w$  width and at the interelectrode distance of  $D$  filled with RF plasma

Rozpatrzmy układ zastępczy lasera falowodowego (rys. 7.8) o konstrukcji pokazanej na rysunku 7.6. Dla falowodu bez plazmy oznaczmy pojemność całkowitą elektroda–elektroda przez  $C_a$ . Pojemność tę można rozdzielić na pojemność  $C_c$  między elektrodami z ceramiką pomiędzy nimi i pojemność  $C_g$  pomiędzy elektrodami bez ceramiki pomiędzy nimi. Załóżmy, że względna przenikalność elektryczna  $\epsilon_r$  powietrza wy-

nosi 1. Na podstawie danych z rysunku 7.7 możemy oszacować pojemność  $C_g$  (pojemność  $C_c$  najlepiej zmierzyć)

$$C_g = \varepsilon \frac{S}{d} = \varepsilon \frac{l w}{d}, \quad (7.32)$$

a zatem pojemność międzyelektrodowa

$$C_a = C_c + C_g. \quad (7.33)$$

Pojawienie się wyładowania w kanale laserowym zmienia układ zastępczy głowicy laserowej (rys. 7.8). Pojemność  $C_g$  zamienia się na bardziej skomplikowany układ pojemności  $C_s$  powłok przyelektrodowych, pojemności  $C_p$  i rezystancji  $R_p$  plazmy (rys. 7.8b). Wartości elementów z rysunku 7.8b wyznaczamy na podstawie wcześniej wprowadzonych wyrażeń:

➤ pojemność powłok

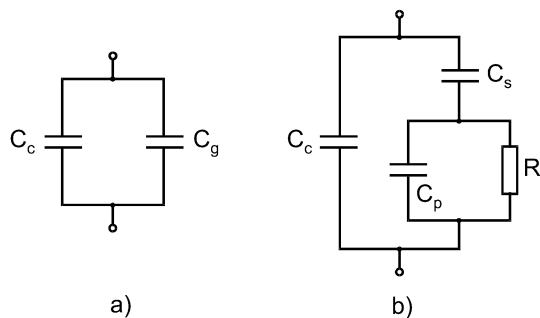
$$C_s = C_g d/d_s, \quad (7.34)$$

➤ pojemność plazmy

$$C_p = C_g d/(d - d_s), \quad (7.35)$$

➤ i rezystancja plazmy

$$R_p = \rho_p/S = \rho_p/(wL). \quad (7.36)$$



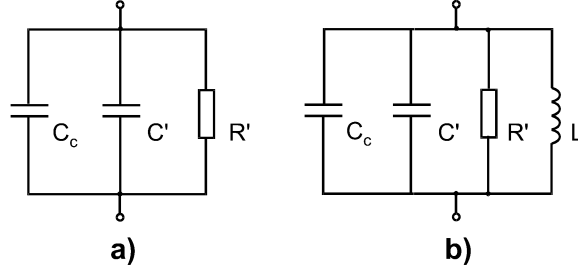
Rys. 7.8. Schematy zastępcze:  
a) falowodu bez plazmy, b) falowodu z plazmą  
Fig. 7.8. Equivalent circuits:  
a) waveguide without plasma,  
b) waveguide with plasma

Dla danej częstotliwości ten układ można zastąpić układem równolegle połączonej rezystancji  $R'$  i pojemności  $C_c$  i  $C'$  jak na rys. 7.9a. Admitancja takiego układu wynosi

$$Y = \frac{\left( i\omega C_p + \frac{1}{R_p} \right) i\omega C_s}{i\omega C_p + \frac{1}{R_p} + i\omega C_s} + i\omega C_c, \quad (7.37)$$

po przekształceniach otrzymujemy

$$Y = \frac{\omega^2 C_s^2 R_p}{\omega^2 (C_s + C_p)^2 R_p^2 + 1} + i \omega \frac{C_s + \omega^2 C_p C_s (C_p + C_s) R_p^2}{\omega^2 (C_s + C_p)^2 R_p^2 + 1} + i \omega C_c. \quad (7.38)$$



Rys. 7.9. Uproszczony układ zastępczy z rys. 7.8b (a),  
ten sam układ z dołączoną indukcyjnością kompensującą  $L$  (b)  
Fig. 7.9. Simplified equivalent setup from Fig. 7.8b (a),  
the same setup with connected compensating inductivity  $L$  (b)

Część rzeczywista wyrażenia odpowiada zastępczej admittance  $1/R'$

$$R' = \frac{\omega^2 (C_s + C_p)^2 R_p^2 + 1}{\omega^2 C_s^2 R_p^2}, \quad (7.39)$$

natomiast część urojona zastępczej susceptancji  $C'$  wyraża się

$$C' = \frac{C_s + \omega^2 C_p C_s (C_p + C_s) R_p^2}{\omega^2 (C_p + C_s)^2 R_p^2 + 1} + C_c. \quad (7.40)$$

Aby wystąpił rezonans równoległy, należy dołączyć do elektrod indukcyjność o wartości

$$L = \frac{1}{(2\pi f_z)^2 C'}. \quad (7.41)$$

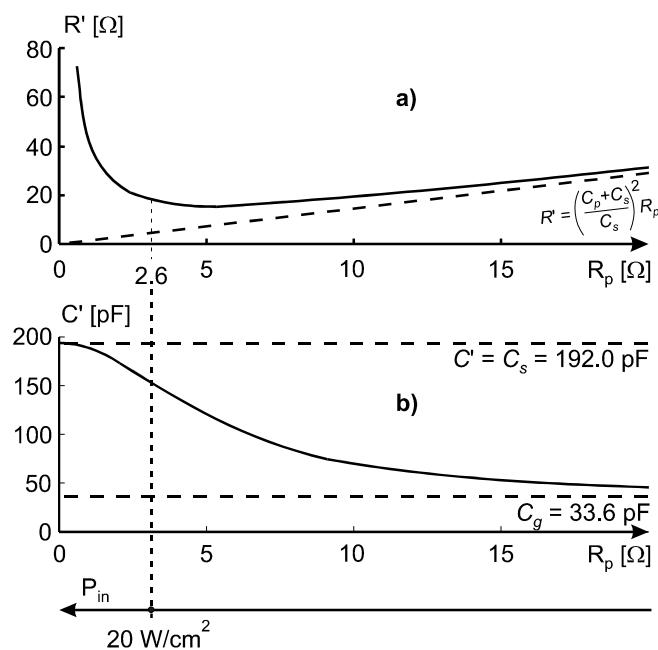
Wiele informacji o zachowaniu się głowicy laserowej dają charakterystyki obliczone z wyrażen (7.39) i (7.40). Obydwie charakterystyki przedstawiono na rysunku 7.10. Analiza charakterystyk prowadzi do następujących spostrzeżeń i wniosków:

➤ Jak wiadomo, rezystancja plazmy  $R_p$  maleje wraz z mocą dostarczaną do wnęki laserowej [6.16, 7.18]. Jak widać na rysunku, po włączeniu wyładowania, początkowo rezystancja zastępcza  $R'$  maleje wraz ze wzrostem doprowadzanej mocy  $P_{in}$ . To powoduje nierównomierność pobudzania ośrodka laserowego. Następnie



przekraczany jest pewien punkt krytyczny, po którym ta tendencja ulega odwróceniu. Minimum krzywej  $R' = f(R_p)$  występuje w pobliżu optimum wartości gęstości mocy dostarczonej do falowodu, tu równej około  $20 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$  [7.1]. Oznacza to samostabilizowanie się plazmy laserowej. Wartość krytyczną  $R_p = 2,6 \Omega$  obliczono z zależności (7.36).

➤ Z rysunku 7.10 widać również, że równoważna pojemność  $C'$  głowicy laserowej rośnie z mocą dostarczaną  $P_{in}$ . Oznacza to, że częstotliwość rezonansowa falowodu płaskiego maleje wraz z dostarczaną do plazmy mocą. Stąd widać, że częstotliwość rezonansowa „zimnej” głowicy laserowej, lub częstotliwość generatora zasilającego, powinny być dobrane tak, aby obydwie zrównały się po zapaleniu wyładowania. (Dokładniej, częstotliwość rezonansowa „zimnej” głowicy powinna być większa od częstotliwości generatora zasilającego). Wtedy dostarczana moc jest równomiernie rozłożona wzdłuż falowodu i moc wyjściowa jest maksymalna (zakłada się tu jednakowe indukcyjności kompensujące, równo rozłożone wzdłuż falowodu).



Rys. 7.10. Wykresy  $R'(R_p)$  (a) oraz  $C'(R_p)$  (b).

Wrysowano oś mocy  $P_{in}$  dostarczonej do wnęki.

Krzywe wykreślono dla wartości  $C_s = 192 \text{ pF}$  i  $C_p = 40,8 \text{ pF}$ ,  $C_g = C_p \parallel C_s$ .

Wartość  $R' = 2,6 \Omega$  obliczono z równania (7.36) [7.14]

Fig. 7.10. Plots of  $R'$  (a) and  $C'$  (b) versus  $R_p$  and input power  $P_{in}$ .

Curves are plotted for  $C_s = 192 \text{ pF}$  and  $C_p = 40.8 \text{ pF}$ ,  $C_g = C_p \parallel C_s$ .

The value  $R' = 2.6 \Omega$  is calculated from (7.36) [7.14]

Możemy obliczyć, do jakiej częstotliwości optymalnej  $f_r^{\text{opt}}$  należy dostroić częstotliwość  $f_r$  głowicy lasera, aby po zapaleniu plazmy częstotliwość rezonansowa była równa częstotliwości zasilacza  $f_z$

$$f_r = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC_a}}, \quad (7.42)$$

po podstawieniu za  $C_a$  zależności (7.33) oraz przyjęciu  $C' = C'' + C_c$  (gdzie  $C''$  – pierwszy składnik wyrażenia (7.39)) otrzymujemy

$$f_r^{\text{opt}} = f_z \sqrt{\frac{C_c + C''}{C_c + C_g}} = k f_z. \quad (7.43)$$

Wprowadzono tu współczynnik

$$k = \sqrt{\frac{C_c + C''}{C_c + C_g}}, \quad (7.44)$$

przez który należy przemnożyć częstotliwość  $f_z$  generatora zasilającego, aby otrzymać optymalną częstotliwość rezonansową  $f_r^{\text{opt}}$  głowicy laserowej. Różnica częstotliwości  $\Delta f = f_r^{\text{opt}} - f_z$  jest tym mniejsza, im większy jest stosunek pojemności  $C_c/C_g$ . Wprowadza się zatem parametr  $m = C_c/C_g$ , charakteryzujący udział pojemności  $C_c$  bocznych ścianek falowodu w całkowitej pojemności głowicy laserowej. Współczynnik  $k$  przyjmuje teraz postać

$$k = \sqrt{\frac{m + \frac{C''}{C_g}}{m + 1}}, \quad (7.45)$$

gdzie

$$m = \frac{C_c}{C_g}. \quad (7.46)$$

Jak widać, im większy jest udział pojemności bocznych ścianek falowodu w pojemności całkowitej głowicy (parametr  $m \gg 0$ ), tym mniej należy odstroić częstotliwość rezonansową głowicy  $f_r$  od częstotliwości  $f_z$  generatora zasilającego (tym bliższy jedności jest współczynnik  $k$ ). Zupełnie inaczej jest, kiedy ze struktury głowicy laserowej usuniemy boczne ścianki ( $C_c = 0$ ). Parametr  $m$  jest wtedy równy zeru, a mnożnik  $k$  przybiera postać

$$k = \sqrt{\frac{C''}{C_g}}. \quad (7.47)$$

Pojemność zastępcza  $C''$ , wyrażona jako

$$C'' = \frac{C_s + \omega^2 C_p C_s (C_p + C_s) R_p}{\omega^2 (C_p + C_s)^2 R_p + 1}, \quad (7.48)$$

odzwierciedla parametry plazmy laserowej.

Dla laserów z falowodem płaskim, gdzie powierzchnia elektrod jest duża (w porównaniu do laserów falowodowych o kanale symetrycznym), rezystancja plazmy jest na tyle niewielka, że praktycznie zwiera pojemność plazmy. Pojemność zastępcza  $C''$  redukuje się do

$$C'' = \frac{C_s}{\omega^2 C_s^2 R_p + 1} \quad (7.49)$$

i odpowiednio zmienia się współczynnik  $k$ , jak w wyrażeniu (7.44). Dla konstrukcji bez ścianek bocznych, kiedy parametr  $m \approx 0$ , mamy

$$C'' \approx C_s, \quad (7.50)$$

a wyrażenie określające  $k$  sprowadza się do

$$k \approx \sqrt{\frac{C_s}{C_g}}. \quad (7.51)$$

Wyrażenie (7.51) najlepiej obrazuje, jak duży wpływ na pracę lasera mogą mieć powłoki przyelektrodowe. Dla określonych konstrukcji mnożnik  $k$  może przekroczyć nawet wartość dwa. Oznacza to ponad dwukrotne zwiększenie częstotliwości rezonansowej głowicy laserowej względem częstotliwości generatora zasilającego. Pomijając techniczne trudności z inicjacją wyładowania przy tak dużym odstrojeniu, należy sobie zdać sprawę, że dla tych samych przekrojów poprzecznych falowodu płaskiego, ale różnych struktur głowicy laserowej, można otrzymać różniące się istotnie wyniki mocy wyjściowej [7.1, 7.13, 7.14].

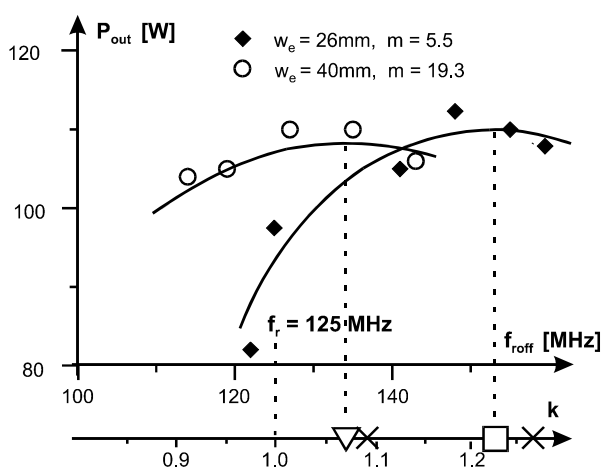
W tabeli 7.1 przedstawiono wyniki obliczeń dla dwóch falowodów o przekroju  $2 \times 20$  mm, ale o różnej szerokości górnej elektrody  $w_e$ .

Jak widać na rysunku 7.11 oraz w tabeli 7.1, dla obydwu laserów częstotliwości rezonansowe „zimnej” głowicy laserowej różnią się znacznie od częstotliwości 125 MHz generatora zasilającego. Różnica jest większa dla większych wartości  $C_c$  (inaczej: współczynnik  $k$  maleje wraz ze współczynnikiem  $m$  – patrz rys. 7.12).

Jak widać na rysunku 7.12, dla lasera pozbawionego ścianek bocznych, czyli dla małych wartości  $C_c$ , współczynnik  $k$  może być względnie duży i dla rozpatrywanego przypadku oznacza to, że dla takiego lasera częstotliwość „gorącej” głowicy może spaść nawet dwukrotnie względem „zimnej”.

Tabela 7.1. Przykładowe dane (linia 1) i obliczone parametry (linie 2÷10)  
dla dwóch różnych falowódów płaskich [7.14]  
Table 7.1. Data (row 1) and calculated parameters (rows 2÷10) for slabs used in the experiment.  
Numbers of equations and references are indicated [7.14]

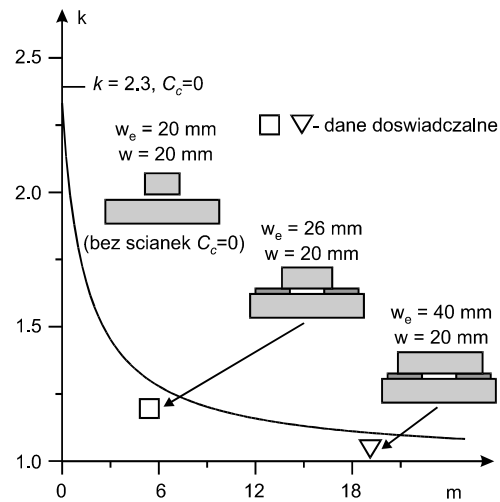
		falowód 1	falowód 2
1	$f_r$	125 MHz	
	$l$	380 mm	
	$w$	20 mm	
	$D$	2 mm	
	$w_e$	26 mm	40 mm
	$d_s$ [6.16]	0,35 mm (dla 125 MHz)	
	$C_c$	185 pF	649 pF
	$\rho_p$ [6.16]	200 $\Omega\text{cm}^2$	
2	$C_g$ (7.32)–(7.35)	33,6 pF	
3	$C_s$ (7.32)–(7.35)	192 pF	
4	$C_p$ (7.32)–(7.35)	40,8 pF	
5	$R_p$ (7.36)	2,6 $\Omega$	
6	$R'$ (7.40)	20,7 $\Omega$	
7	$C'$ (7.39)	162,8 pF	
8	$m$ (7.46)	5,5	19,3
9	$k$ (7.45)	1,26	1,09
10	$f_{\text{roff}}$ (7.43)	157,5 MHz	136,3 MHz



Rys. 7.11. Wyniki eksperymentalne mocy wyjściowej lasera z falowodem płaskim w zależności od częstotliwości rezonansowej głowicy laserowej.

Obliczone (x) i eksperymentalne (∇ ~) dane  $k$  zaznaczono [7.13, 7.14]

Fig. 7.11. Plots (experimental results) of output power  $P_{\text{out}}$  versus cold laser resonant frequency  $f_{\text{roff}}$  and parameter  $k = f_{\text{roff}}/f_r$  for two parameters  $m$ . Calculated (x) and experimental (∇ ~) values of  $k$  are indicated [7.13, 7.14]



Rys. 7.12. Zależność współczynnika  $k$  od parametru  $m$  wg równania (7.45),  
 $C' = 162,8 \text{ pF}$ ,  $C_g = 33,6 \text{ pF}$ .

Zaznaczono dane eksperymentalne ( $\nabla \sim$ ) i przypadek bez ścianek bocznych ( $C_c = 0$ ), gdzie  $k = 2,3$  dla  $C_c = 0$  [7.13, 7.14]

Fig. 7.12. Plot  $k$  versus  $m$  (eq. (7.45),  $C' = 162.8 \text{ pF}$ ,  $C_g = 33.6 \text{ pF}$ ).

The experimental data ( $\nabla \sim$ ) for two configurations of the slab are transferred from Fig. 7.11.

The no sidewalls case ( $C_c = 0$ ) is indicated as well (in this case  $k = 2.3$  for  $C_c = 0$ ) [7.13, 7.14]

W tabeli 7.1 porządek wymienionych parametrów i wyrażeń wyznacza algorytm stosownych obliczeń dla laserów z falowodem płaskim [7.14]. Jak widać, częstotliwość „gorącej” głowicy laserowej jest zawsze mniejsza od częstotliwości „zimnej”. Równoważny układ głowicy laserowej wygląda jak układ rezonansowy ze strojonymi kondensatorami  $C_c$  i  $C_s$ . Pojemność  $C_s$  spełnia rolę stabilizującą wyładowanie, podobnie jak rezystor szeregowy (balastowy) w wyładowaniu stałoprądowym, kompensujący ujemną impedancję plazmy. Powyższe rozważania powinny być brane pod uwagę również w przypadku laserów zasilanych generatorem samowzbudnym.

## 8. Falowodowy laser jednokanałowy

Omówiono analizę teoretyczną wykształcania się modów w laserze o pojedynczym kanale falowodowym, której wynikiem jest wyrażenie określające złożenie dwóch fal płaskich rozprzestrzeniających się pod pewnym kątem.

Wkładem własnym autora jest:

- eksperymentalne potwierdzenie przewidywań analizy teoretycznej w postaci rzeczywistego zapisu w polu dalekim i bliskim rozkładu natężenia wiązki opuszczającej laser [2.36],

- eksperymentalne potwierdzenie wykształcania się w takiej konstrukcji lasera pseudo-gaussowskiego modu  $EH_{11}$  [8.11],

- eksperymentalny dowód na istnienie w laserze jednofalowodowym tzw. „buczących modów” (*hooting modes*) [niepublikowane prace własne], a także

- przykład nietypowego zastosowania lasera jednomodowego w eksperymencie przygotowania preparatu biologicznego o wielkości rzędu mikrometrów za pomocą metody ablacji laserowej [8.12, 8.13].

### 8.1. Mody

Rezonator optyczny lasera falowodowego formowany jest przez ścianki kanału wyładowczego (oraz zwierciadła), a zatem nie jest rezonatorem otwartym. Z powodu istnienia ścianek bocznych, rozmieszczonych wzdłuż osi zwierciadeł, nie jest możliwe wygenerowanie w takim układzie podstawowego modu  $TEM_{00}$ . Falowód może być uformowany w postać kapilary wyciąganej w szkle lub drażonej w dielektryku (falowód kołowy), ale częściej stosuje się przekrój prostokątny, ze względu na łatwość wypolerowania ścianek bocznych. Ścianki mogą być dielektryczne lub tworzyć strukturę mieszaną (po dwie ścianki dielektryczne i dwie metalowe).

Składowe y pola elektrycznego (y-spolaryzowane mody) wyrażają się równaniem [8.4, 8.6, 8.7]

$$E_x = E_z = 0, \quad H_y = H_z = 0,$$

$$E_y = \frac{1}{\sqrt{ab}} \exp[i(\beta_{mn}z - \omega t)] \exp(-\alpha_{mn}z) \begin{cases} \cos\left[\frac{m\pi x}{2a}\right] \cos\left[\frac{m\pi y}{2b}\right] & m, n - \text{nieparzyste} \\ \cos\left[\frac{m\pi x}{2a}\right] \sin\left[\frac{m\pi y}{2b}\right] & m - \text{nieparzyste} \\ & n - \text{parzyste} \\ \sin\left[\frac{m\pi x}{2a}\right] \cos\left[\frac{m\pi y}{2b}\right] & m - \text{parzyste} \\ & n - \text{nieparzyste} \\ \sin\left[\frac{m\pi x}{2a}\right] \sin\left[\frac{m\pi y}{2b}\right] & m, n - \text{parzyste} \end{cases}$$

$$H_x = -\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} E_y, \quad (8.1)$$

w którym:

- $\omega = 2\pi c_0/\lambda$  – częstość kątowna fali optycznej,
- $c_0$  – prędkość światła w próżni,
- $\varepsilon_0$  – przenikalność elektryczna próżni,
- $\mu_0$  – przenikalność magnetyczna próżni,
- $m, n$  – liczby całkowite ( $m, n \geq 1$ ).

Dla  $\lambda \ll a$  i  $\lambda \ll b$  (co jest prawdą dla falowodu laserowego) stałe propagacji są dane przez:

$$\alpha_{m,n} = \left(\frac{\pi}{2k}\right)^2 \left[ \frac{m^2}{a^3} \operatorname{Re}\left(\frac{1}{\sqrt{\varepsilon-1}}\right) + \frac{n^2}{b^3} \operatorname{Re}\left(\frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon-1}}\right) \right], \quad (8.2)$$

$$\beta_{mn} = k \left[ 1 - \frac{\pi^2 m^2}{8k^2 a^2} \left( 1 - \frac{2}{ak} \operatorname{Im}\left(\frac{1}{\sqrt{\varepsilon-1}}\right) \right) - \frac{\pi^2 n^2}{8k^2 b^2} \left( 1 - \frac{2}{bk} \operatorname{Im}\left(\frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon-1}}\right) \right) \right], \quad (8.3)$$

gdzie  $k = 2\pi/\lambda$ .

Wyrażenia te są spełnione dla warunków:

$$\frac{m\lambda}{4a} \leq 1, \quad \frac{n\lambda}{4b} \leq 1, \quad \frac{m\lambda}{4a} \leq \left| \sqrt{\varepsilon-1} \right|, \quad \frac{n\lambda}{4b} \leq \left| \frac{\sqrt{\varepsilon-1}}{\varepsilon} \right|. \quad (8.4)$$

Dla uproszczenia wprowadza się:  $\varepsilon = \varepsilon_a/\varepsilon_0 = \varepsilon_a/\varepsilon_0$ . Pierwsze dwa wyrażenia narzucają warunki na proporcje długości fali do wymiarów falowodu. Drugie dwa warunki spełniają założenia o niemal doskonałym odbiciu fali od ścianek falowodu.

Podobnie można wyrazić składowe  $x$  pola elektrycznego ( $x$ -spolaryzowane mody) [8.4, 8.6, 8.7]:

$$E_y = E_z = 0, \quad H_x = H_z = 0,$$

$$E_y = \frac{1}{\sqrt{ab}} \exp [i(\beta_{mn}z - \omega t)] \exp (-\alpha_{mn}z) \begin{cases} \cos \left[ \frac{m\pi x}{2a} \right] \cos \left[ \frac{m\pi y}{2b} \right] & m, n - \text{nieparzyste} \\ \cos \left[ \frac{m\pi x}{2a} \right] \sin \left[ \frac{m\pi y}{2b} \right] & m - \text{nieparzyste} \\ & n - \text{parzyste} \\ \sin \left[ \frac{m\pi x}{2a} \right] \cos \left[ \frac{m\pi y}{2b} \right] & m - \text{parzyste} \\ & n - \text{nieparzyste} \\ \sin \left[ \frac{m\pi x}{2a} \right] \sin \left[ \frac{m\pi y}{2b} \right] & m, n - \text{parzyste} \end{cases}$$

$$H_y = -\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} E_x, \quad (8.5)$$

$$\alpha_{m,n} = \left( \frac{\pi}{2k} \right)^2 \left[ \frac{m^2}{a^3} \operatorname{Re} \left( \frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon-1}} \right) + \frac{n^2}{b^3} \operatorname{Re} \left( \frac{1}{\sqrt{\varepsilon-1}} \right) \right], \quad (8.6)$$

$$\beta_{mn} = k \left[ 1 - \frac{\pi^2}{8k^2} \frac{m^2}{a^2} \left( 1 - \frac{2}{ak} \operatorname{Im} \left( \frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon-1}} \right) \right) - \frac{\pi^2}{8k^2} \frac{n^2}{b^2} \left( 1 - \frac{2}{bk} \operatorname{Im} \left( \frac{1}{\sqrt{\varepsilon-1}} \right) \right) \right]. \quad (8.7)$$

Wyrażenia powyższe są spełnione dla warunków:

$$\frac{m\lambda}{4a} \leq 1, \quad \frac{n\lambda}{4b} \leq 1, \quad \frac{m\lambda}{4a} \leq \left| \frac{\sqrt{\varepsilon-1}}{\varepsilon} \right|, \quad \frac{n\lambda}{4b} \leq \left| \sqrt{\varepsilon-1} \right|. \quad (8.8)$$

Wyrażenie określające mody hybrydowe  $EH$  jest łatwiej analizować dla jednej składowej pola elektrycznego. Dla wymiarów falowodu  $a \ll b$  wyrażenie dla  $y$ -spolaryzowanego modu można sprowadzić do [8.4]:

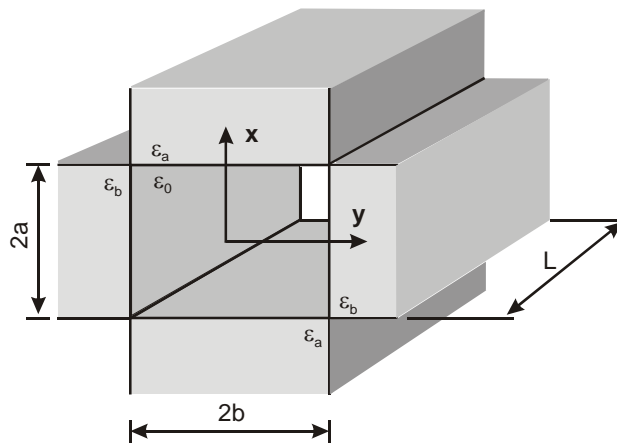


$$E_y = \frac{1}{\sqrt{a}} e^{-\alpha_m z} e^{i(\beta_m z - \omega t)} \begin{cases} \cos\left(\frac{m\pi x}{2a}\right) & m - \text{nieparzyste} \\ \sin\left(\frac{m\pi x}{2a}\right) & m - \text{parzyste} \end{cases}, \quad (8.9)$$

gdzie:

$$\alpha_m = \frac{m^2 n^2}{16 a^3} \operatorname{Re}\left(\frac{1}{\sqrt{\varepsilon - 1}}\right), \quad (8.10)$$

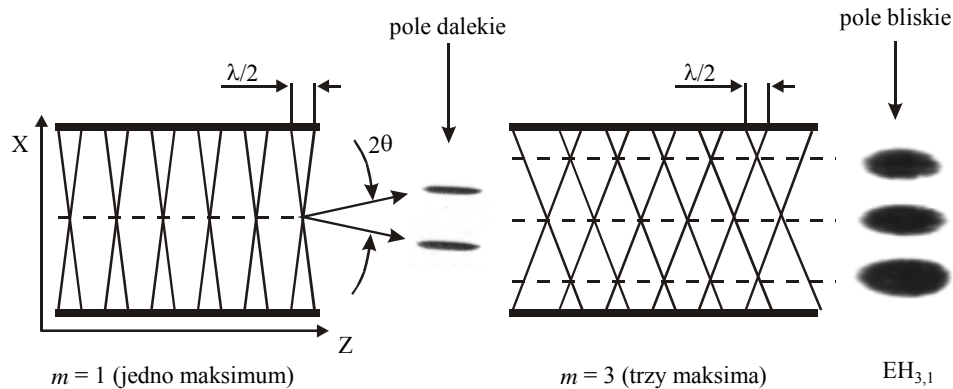
$$\beta_m = k \left[ 1 - \frac{m^2 \lambda^2}{32 a^3} \left( 1 - \frac{\lambda}{a\pi} \operatorname{Im}\left(\frac{1}{\sqrt{\varepsilon - 1}}\right) \right) \right]. \quad (8.11)$$



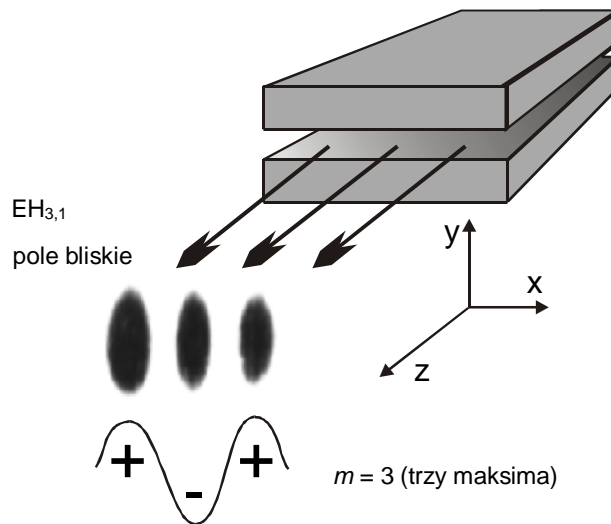
Rys. 8.1. Poglądowy rysunek do obliczeń pola elektrycznego w falowodzie o wymiarach  $2a \times 2b \times L$  uformowanego przez ścianki dielektryczne o przenikalności dielektrycznej odpowiednio  $\varepsilon_a$ ,  $\varepsilon_b$  i dla wnętrza falowodu  $\varepsilon_0$ . Dla całej struktury zakłada się, że przenikalność magnetyczna jest równa  $\mu_0$   
Fig. 8.1. Draft picture for calculations of the electrical field inside the waveguide

Wyrażenie (8.9) określa rozkład amplitudy pola elektrycznego na kierunku  $x$ . Dla  $m$  nieparzystego, na przykład równego 3, otrzymujemy rozkład jak na rysunku 8.2 (prawy), a dla  $m$  parzystego, na przykład 2, rozkład amplitudy będzie jak na rysunku 8.2 (lewy). Na rysunku pokazano również rzeczywiste rozkłady natężenia wiązki wyjściowej z lasera falowodowego, odpowiadające takim jak wyżej rozkładom amplitudy pola  $E^x H^y_{mn}$  ( $n$  założono wcześniej równe 1). Rysunek ilustruje przykład modu  $EH_{10,1}$  (rzeczywisty rozkład natężenia wiązki laserowej w polu dalekim), ale nie fałszuje to

obrazu zjawiska, ponieważ mod  $EH_{1,1}$  w polu dalekim ma taki sam obraz jak mod  $EH_{10,1}$ . Na tym samym rysunku po prawej mamy rzeczywisty obraz rozkładu natężenia wiązki w polu bliskim dla modu  $EH_{3,1}$ , dokładnie takiego, jaki wcześniej schematycznie zakreskowano. Ten sam mod  $EH_{3,1}$  pokazano na rysunku 8.3.



Rys. 8.2. Jednowymiarowy ( $n = 1$ ) przypadek nakładania się dwóch fal płaskich biegnących wzdłuż osi  $z$  pod kątem  $\theta_m$ . Po lewej przypadek modu  $EH_{1,1}$  ( $m = 1$ ), a obok, dla ilustracji, rzeczywisty zapis w polu dalekim modu  $EH_{10,1}$  (komentarz w tekście). Obok mod  $EH_{3,1}$  ( $m = 3$ ) zarejestrowany w polu bliskim  
 Fig. 8.2. One-dimensional ( $n = 1$ ) case of mixing of two plane waves running along a  $z$  axis under the angle  $\theta_m$ . On the left –  $EH_{1,1}$  ( $m = 1$ ) mode and, to illustrate,  $EH_{10,1}$  mode in far-field.  
 On the right  $EH_{3,1}$  ( $m = 3$ ) mode in near-field



Rys. 8.3. Ilustracja modu  $EH_{3,1}$  formowanego w laserowym falowodzie płaskim  
 [badania własne]  
 Fig. 8.3. Another illustration of the  $EH_{3,1}$  mode forming

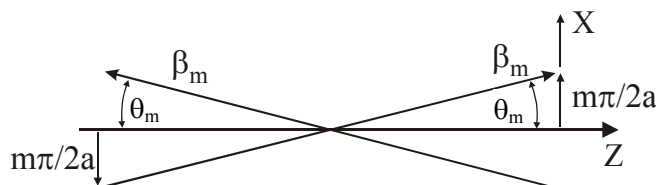
Wyrażenie (8.9) może być przepisane do postaci wykładniczej:

$$E_y = \frac{1}{2\sqrt{a}} e^{-\alpha_m z} \left[ e^{i\left(\frac{m\pi}{2a}x + \beta_m z - \omega t\right)} + e^{-i\left(\frac{m\pi}{2a}x + \beta_m z - \omega t\right)} \right]. \quad (8.12)$$

Jak widać na rysunku 8.4, wyrażenie to opisuje sumę, złożenie dwóch fal płaskich rozprzestrzeniających się w kierunku  $z$  pod pewnym kątem  $\pm\theta_m$  (dla małych kątów  $\theta_m$ ,  $\sin \theta_m \approx \theta_m$ ). Wiedząc, że w falowodach optycznych  $\lambda \ll a$  oraz, jak poprzednio, biorąc warunek  $m\lambda/4a \ll 1$ , możemy napisać w przybliżeniu, że  $\beta \approx 2\pi/\lambda$ . Stąd poszukiwany kąt

$$\theta_m = \arctag \frac{m\pi}{2a\beta} \approx \frac{1}{2a} m \frac{\lambda}{2}. \quad (8.13)$$

To samo wyrażenie możemy otrzymać dla kierunku  $y$ . Pokazane na rysunku 8.2 rozkłady natężenia promieniowania na wyjściu lasera falowodowego są zatem wynikiem interferencji dwóch fal płaskich rozprzestrzeniających się pod kątem  $2\theta_m$ , jak to zilustrowano schematycznie na rysunku 8.4. Dla typowych konstrukcji falowodowych laserów CO<sub>2</sub> kąt ten zawiera się w zakresie 1÷3 mrad. Należy zwrócić uwagę, że różnica faz między falami na ściankach falowodu powinna być równa  $\lambda/2$ , aby dać w wyniku konstruktywną interferencję.



Rys. 8.4. Dwie fale płaskie rozchodzące się w szczelinowodzie pod kątem  $\theta_m$ .

Rysunek pomocniczy do wyrażenia (8.12)

Fig. 8.4. Two plane waves propagating in a slab at the angle  $\theta_m$ .

An auxiliary drawing to the eq. (8.12)

Przedstawiony schemat interferencji fal płaskich w rezonatorze falowodowym jest znanym modelem tzw. czterofalowego mieszania. Cztery fale płaskie rozprzestrzeniające się w falowodzie pod kątem  $\theta_m$  do kierunku osi falowodu i doznające skoku fazy o  $\lambda/2$  przy odbiciu od ścianek falowodu dają w wyniku interferencji charakterystyczną strukturę modową promieniowania, tzw. mody hybrydowe  $EH_{mn}$ . Wyrażenie (8.12) określające fale płaskie potwierdza ten model formowania się modów w rezonatorze falowodowym. Fale te opuszczają rezonator lasera i rozchodzą się w przestrzeni pod kątem  $2\theta_m$ . W odpowiedniej odległości od wyjścia lasera rozdzielają się przestrzennie, tworząc tzw. obraz pola dalekiego. Na rysunku 8.3 dla ilustracji przedstawiono efekt odwzorowania wiązki wyjściowej w polu dalekim, ale dla lasera z falowodem pła-

skim, który generował w modzie  $EH_{10,1}$ . Należy tu wyjaśnić, że wiązka lasera jednokanałowego w modzie  $EH_{1,1}$  w polu dalekim nie da takiego efektu rozdzielenia przestrzennego dwóch fal jak wiązka w modzie wyższym ( $m > 1$ ). A to dlatego, że kąt  $2\theta_m$  rozbiegania się wiązek ginie w rozproszeniu dyfrakcyjnym tych wiązek na otworze wyjściowym kanału falowodowego. Można oszacować, jakiego rzędu mod będzie widoczny w polu dalekim jako dwie przestrzennie rozdzielone fale. Dla typowego kanału falowodowego lasera  $CO_2$  o przekroju około  $2 \times 2 \text{ mm}^2$  otrzymujemy ze wzoru (8.13) wartość kąta  $\theta_m \approx 1,3 \cdot 10^{-3}$  rad. Tymczasem kąt dyfrakcji  $\Delta\phi$  fali płaskiej na przeszkodzie o tej samej średnicy ( $D = 2 \text{ mm}$ ) jest około 5 razy większy, jak można to obliczyć na podstawie wyrażenia [8.4]

$$\Delta\phi = 1,22 \frac{\lambda}{D}. \quad (8.14)$$

Wynika z tych obliczeń, że dla takiego falowodu dopiero fala uformowana w mod o rzędzie  $m, n > 5$  będzie w sposób widoczny rozdzielona przestrzennie w polu dalekim.

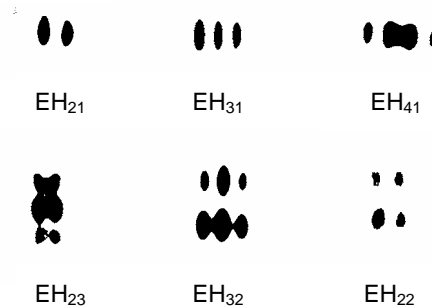
Wracając do warunków określonych wyrażeniami (8.4) i (8.8), widzimy (patrz dwa ostatnie warunki), że struktura metalowo-ceramiczna może zyskać na efektywności (ze względu na moc wyjściową lasera), jeśli ścianki falowodu są idealnie gładkie. Próby zwiększenia efektywności lasera były zaprezentowane w japońskich pracach Mitsunobu Miyagi et al. [8.5, 8.10], przez pokrycie elektrod metalową dielektryczną warstwą (germanu) o niskiej absorpcji. Dodatkowym efektem było odwrócenie polaryzacji wiązki wyjściowej z równoległej do metalowych elektrod na prostopadłą do nich. Poza tym, w falowodzie takim mniejsze jest znacznie zjawisko szkodliwego oddziaływania plazmy z powierzchnią metalowych elektrod.

## 8.2. Falowodowy laser jednokanałowy – mody poprzeczne

Ważniejszym wnioskiem, jaki wypływa z przedstawionych rozważań, jest to, że laser falowodowy może generować wiązkę optyczną w modzie  $EH_{11}$ . Wiazka laserowa, generowana w takim modzie, ma w swoim przekroju poprzecznym ( $X$  i  $Y$ ) strukturę podobną do podstawowego modu  $TEM_{00}$ , uzyskiwanego w laserowych rezonatorach otwartych. Stąd nazwa: pseudogaussowski mod  $EH_{11}$ . Oczywiście, nie tylko taki mod może generować laser falowodowy o przekroju poprzecznym spełniającym warunek  $a/b \approx 1$ . Na rysunku 8.5 widzimy inne, wyższego rzędu, mody  $EH_{mn}$  generowane przez laser falowodowy o wymiarach kanału  $2 \times 2,5 \times 380 \text{ mm}$  [8.8].

Można postawić pytania, o ile można powiększyć jeden z wymiarów poprzecznych kanału falowodowego oraz o ile jest możliwe wydłużenie falowodu dla powiększenia mocy wyjściowej, ciągle utrzymując generacją lasera w modzie pseudogaussowskim  $EH_{11}$ . Wyniki eksperymentów pokazały, że dla długości falowodu równej 875 mm, czyli przeszło dwukrotnie większej niż w dotychczas publikowanych ekspe-

rymentach z laserami o pojedynczym kanale [4.2, 4.11], moc wyjściowa lasera niewiele przekracza 60 W przy generacji w pseudogaussowskim modzie  $EH_{11}$  [8.11]. Wynik ten otrzymano dla kanału o wymiarze poprzecznym 2×4 mm. Dla jednego z wymiarów większego niż 4 mm nie było możliwe otrzymanie takiego modu.



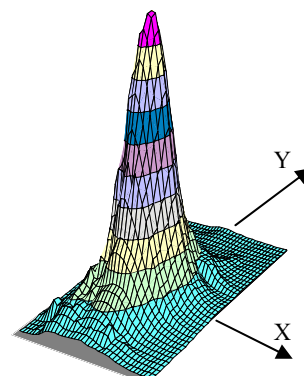
Rys. 8.5. Obraz wiązek laserowych otrzymany na ekranie fluoroscencyjnym, generowanych w falowodowym rezonatorze lasera CO<sub>2</sub> o wymiarach 2×2,5×380 mm<sup>3</sup> w różnych modach  $EH_{mb}$  [8.8]

Fig. 8.5. The output beams generated in a waveguide CO<sub>2</sub> laser with dimensions 2×2.5×380 mm<sup>3</sup> [8.8]

Na rysunku 8.6 widzimy rozkład przestrzenny natężenia generowanej wiązki z takiego lasera. Asymetria w rozmiarach poprzecznych kanału jest odzwierciedlona również w rozkładzie poprzecznym natężenia wiązki wyjściowej lasera: wiązka jest szersza na kierunku  $Y$ , kierunku większego wymiaru kanału. Oprócz mniejszej od spodziewanej mocy wyjściowej i małej sprawności, inną wadą takiej wydłużonej konstrukcji lasera jednokanałowego jest nieproporcjonalnie większy stopień skomplikowania układu wyrównywania rozkładu pola elektrycznego wzdłuż tak długiego falowodu.

Rys. 8.6. Rozkład poprzeczny natężenia wiązki laserowej generowanej w modzie pseudogaussowskim  $EH_{11}$  w kanale falowodowym o wymiarach  $a \times b \times L = 2 \times 4 \times 875$  mm<sup>3</sup>. Widoczne jest zniekształcające mod, „wyciągnięcie” rozkładu natężenia promieniowania wzdłuż osi  $Y$ , czyli większego wymiaru poprzecznego  $b$  [8.11]

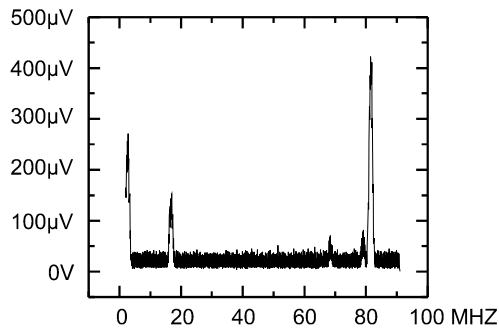
Fig. 8.6. Intensity distribution of the output  $EH_{11}$  beam from the waveguide with dimensions of  $a \times b \times L = 2 \times 4 \times 875$  mm<sup>3</sup> [8.11]



Przyczyną ograniczenia mocy wyjściowej lasera, nawet przy równomiernym rozkładzie wyładowania wzdłuż falowodu, jest nierównomierny rozkład temperatury plazmy, szczególnie w połowie długości kanału. Nie do pominięcia jest również w tak długiej strukturze nierównomierność współczynnika załamania w przekroju poprzecznym falowodu. Na skutek różnicy temperatury między osią rezonatora a obszarem przy ściankach falowodu, współczynnik załamania medium laserowego tworzy pomiędzy chłodzonymi elektrodami ujemną soczewkę, która zniekształca propagację fali w falowodzie [8.1].

Na rysunku 8.6 widoczny jest pseudogaussowski kształt rozkładu natężenia wiązki wyjściowej z lasera jednokanałowego. Jak wskazują dokładniejsze badania, czystość spektralna takiej wiązki pozostawia wiele do życzenia. Analiza spektralna wykazuje wiele częstotliwości zdudnieniowych w zakresie 0÷100 MHz.

Na rysunku 8.7 podano rezultat analizy spektralnej wiązki. W wiązce wyjściowej z lasera o kanale  $2 \times 2 \times 875 \text{ mm}^3$  obserwowano wiele takich częstotliwości: 4, 10, 20, 68, 79, 83 i 90 MHz. Częstotliwości te są wynikiem zdudniania wielu modów poprzecznych generowanych równocześnie w laserze, które niekiedy w literaturze anglosaskiej nazywane są obrazowo „buczącymi” modami (*hooting modes*) [8.2]. Dla ciśnień stosowanych w laserach CO<sub>2</sub> (nie tylko falowodowych), linia emisyjna CO<sub>2</sub> jest poszerzona jednorodnie i laser generuje w jednym modzie podłużnym. (Praktycznie dla ciśnienia powyżej 130 Pa (1 Tr) laser CO<sub>2</sub> generuje na linii poszerzonej jednorodnie). Inaczej ma się rzecz z modami poprzecznymi. Te korzystają z innych obszarów laserowego ośrodka aktywnego, nie wysyconych generacją modów podłużnych. Możliwa jest zatem w falowodowym laserze CO<sub>2</sub> równoczesna generacja w modach  $EH_{mn}$  wyższego rzędu niż podstawowy mod  $EH_{11}$ .



Rys. 8.7. Międzymodowe częstotliwości zdudnieniowe w laserze falowodowym CO<sub>2</sub> [8.11]

Fig. 8.7. Inter-mode beat frequencies in a waveguide CO<sub>2</sub> laser [8.11]

Częstotliwość modów generowanych w laserze falowodowym można wyrazić w postaci przybliżonej wyrażeniem [8.3]

$$v_{j,mn} \approx \frac{jc}{2L} + \frac{c\lambda}{32} \left( \frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} \right), \quad (8.15)$$

w którym:

$j$  – numer modu podłużnego,

- $c$  – prędkość światła,  
 $m, n$  – rzędy modów poprzecznych,  
 $\lambda$  – długość generowanej fali,  
 $L$  – długość rezonatora,  
 $a, b$  – wymiary poprzeczne falowodu.

Częstotliwość międzymodowa (modów podłużnych) jest zatem dana znanym wyrażeniem  $c/2L$  plus pewna poprawka, zależna, jak widać, od wymiarów falowodu  $a, b, L$  i rzędu modu  $m, n$ . Jak to dalej pokazano, względnie mały błąd w konstrukcji lasera, niewielka zmiana jednego z poprzecznych wymiarów falowodu,  $a$  lub  $b$ , powiedzmy o długość fali rzędu  $10 \mu\text{m}$ , może spowodować zmianę częstotliwości zdudnień międzymodowych o dziesiątki megaherców. Na podstawie wyrażenia (8.15) można przygotować wykres pokazujący, jak częstotliwość modów wyższego rzędu zależy od niewielkich zmian rozmiarów poprzecznych falowodu. Na rysunku 8.8 przedstawiono takie zależności częstotliwości modowych od zmian szerokości połówkowej kanału falowodowego w zakresie  $0\text{--}100 \mu\text{m}$ . Możliwy zakres częstotliwości zdudnień jest wprost maksymalną szerokością przestrajania lasera  $\Delta\nu_{m0}$ , którą można przedstawić przybliżonym wyrażeniem [8.2]

$$2|\Delta\nu_{m0}| = \Delta\nu \left( \frac{g_0(\nu_0)L}{2\beta L + \ln(R_1 R_2)^{-1/2}} - 1 \right)^{1/2}, \quad (8.16)$$

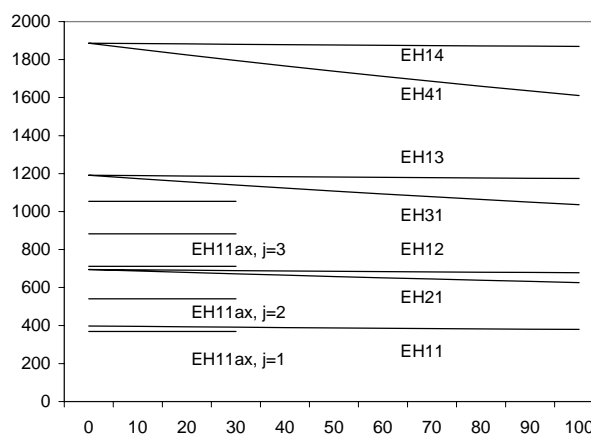
gdzie:

- $\Delta\nu$  – szerokość połówkowa linii emisyjnej,  
 $g_0$  – współczynnik wzmocnienia małego sygnału,  $1/\text{cm}$ ,  
 $\beta$  – współczynnik strat,  $1/\text{cm}$ ,  
 $L$  – długość rezonatora,  
 $R_1, R_2$  – współczynniki odbicia zwierciadeł.

Rys. 8.8. Częstotliwość międzymodowa (oś  $Y$  w MHz) w zależności od zmian wymiarów poprzecznych falowodu (oś  $X$  w  $\mu\text{m}$ ).

Oprócz modów poprzecznych zaznaczono położenia kilku modów podłużnych  $EH_{mn\text{ax}}$

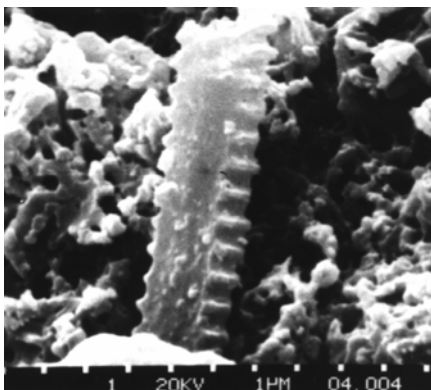
Fig. 8.8. Relative transverse mode frequencies as a function of relative changes of transverse waveguide dimensions. Axial  $EH_{mn\text{ax}}$  modes are also indicated



Dla  $L = 875$  mm, ciśnienia mieszanki gazowej 80 hPa (60 Tr) (co dla poszerzenia linii 5 MHz/Pa ( 5 MHz/Tr) daje szerokość połówkową  $\Delta\nu = 300$  MHz), dla  $g_0 = 0,01$ ,  $\beta = 0,00015$ ,  $R_1, R_2 =$  odpowiednio 0,99 i 0,92, oraz dla  $a = 1$  mm i  $b = 1$  mm otrzymujemy maksymalny zakres przestrajania lasera ok. 990 MHz. W takim przedziale możemy obserwować zdudnienia międzymodowe. Z rysunku 8.8 wynika, że w tym zakresie mogą wzajemnie interferować mody  $EH_{11}$ ,  $EH_{12}$ ,  $EH_{21}$  i inne, przemieszczając się w kierunku kolejnych modów podłużnych. Są to zdudnienia pomiędzy modami spolaryzowanymi równoległe do aluminiowych elektrod lasera. Mimo szerokiego zakresu przestrajania lasera obserwuje się zdudnienia w zakresie częstotliwości nie większych niż 100 MHz. Przyczyną są duże straty dla modów wyższego rzędu, uniemożliwiające im na tyle efektywną generację, aby można było zarejestrować ich wzajemną interferencję.

### 8.3. Falowodowy laser jednokanałowy – przykład zastosowania

Jednokanałowy laser falowodowy, generujący zwykle falę w podstawowym quasi-gaussowskim modzie  $EH_{1,1}$ , może być zastosowany do precyzyjnych badań fizycznych. Wysoka jakość wiązki wyjściowej generowanej w takim modzie pozwala na precyzyjną ablację badanego materiału w niewielkim obszarze, rzędu 10  $\mu\text{m}$  [8.9]. Przykładem mogą być badania struktury gumy stosowanej w popularnych pierścieniach uszczelniających (siemeringach). Na rysunku 8.9 widzimy, odsłonięte w procesie laserowej ablacji, mineralizowane szczątki organiczne okrzemek sprzed setek milionów lat, odkryte przypadkowo podczas badań takich pierścieni [8.9, 8.12]. (Znalazły się one w gumie na skutek procesu technologicznego, w którym używa się jako jednego ze składników szlamu pobieranego z dna oceanu). Badania wykonano za pomocą lasera jednokanałowego o kanale  $1,5 \times 2$  mm<sup>2</sup> i długiego na 875 mm [8.11].



Rys. 8.9. Skutek ablacji laserowej w pierścieniach uszczelniających. Widok mineralizowanych szczątków organicznych na tle naruszonej w procesie ablacji struktury pierścienia [8.12, 8.13]

Fig. 8.9. Results of laser ablation in a simmering. One can see the mineralised fragment of a diatom before hundreds of millions of years [8.12, 8.13]



\*\*\*

Falowodowe lasery jednokanałowe charakteryzują się wysoką jakością wiązki wyjściowej. Ze swojej natury generują one zwykle w podstawowym, pseudogaussowskim modzie  $EH_{11}$ . Za pomocą tych laserów osiągnięto rekordowe moce właściwe 1,1 W/cm przy sprawności około 20% [4.11, 4.12]. Zwykle stosowana długość kanału falowodowego mieści się w zakresie 40÷60 cm. W przypadku dłuższych kanałów sprawność lasera gwałtownie spada, prawdopodobnie z powodu niekontrolowanych efektów termicznych w centralnej części kanału oraz nierównomiernego rozkładu temperatury w przekroju poprzecznym falowodu.

Dla pełnego obrazu należy dodać, że falowodowe lasery jednokanałowe nie generują wiązki optycznej czystej spektralnie. Zwykle jest to mieszanina modu podstawowego i niemożliwych do uniknięcia, choć słabych, pasożytniczych modów wyższego rzędu.

## 9. Lasery wielokanałowe

Przedstawiono konstrukcję i właściwości falowodowych laserów macierzowych, inaczej – laserów wielokanałowych.

Oryginalnym opracowaniem autora jest:

➤ eksperymentalny dowód, że lasery tego typu generują zwykle na wielu liniach emisyjnych równocześnie, w wyniku braku synchronizacji fazowej pomiędzy poszczególnymi kanałami lasera [2.43]. Na skutek tego zjawiska każdy z kanałów lasera generuje niezależnie. Jedynym wspólnym elementem takiej macierzy są wspólne zwierciadła laserowe. Taka konfiguracja optyczna nie zapewnia jednak wystarczającego sprzężenia fazowego dla wszystkich kanałów lasera;

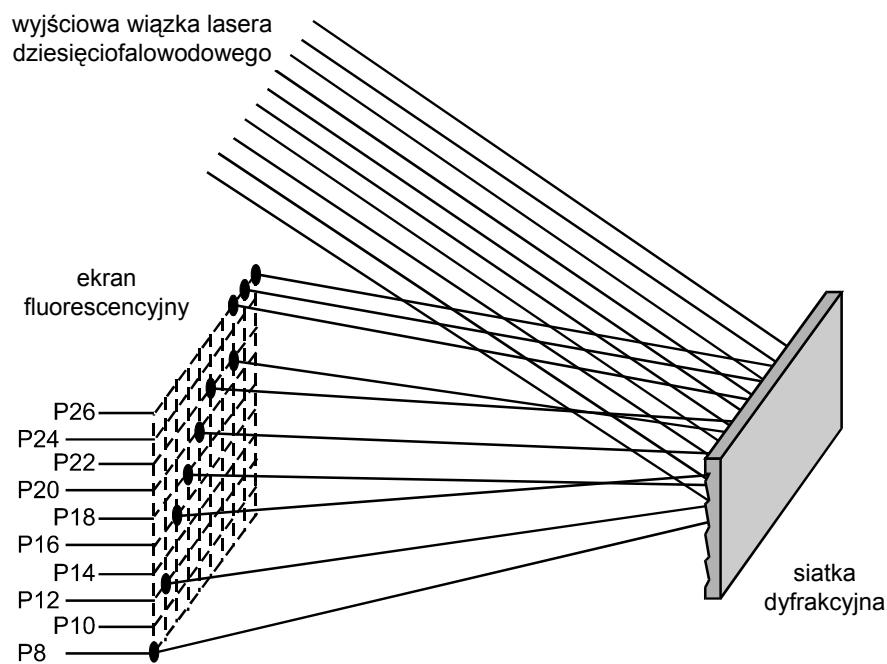
➤ pokazanie, że w pewnym stopniu sprzężenie takie można uzyskać przez umieszczenie otwartej przestrzeni, ułatwiającej częściową synchronizację sąsiednich wiązek laserowych, pomiędzy zwierciadłami a macierzą falowodów [9.4, 9.16, 14.1, 14.2].

### 9.1. Synchronizacja wiązek wyjściowych

Moc wyjściową z laserów falowodowych można powiększyć, korzystając z pomysłu zaczerpniętego z technologii laserów półprzewodnikowych, czyli tzw. lasera macierzowego (*array laser*). Macierz taka jest realizowana przez proste powielenie konstrukcji jednokanałowej do jednowymiarowej [9.13, 9.15] lub dwuwymiarowej [9.17] macierzy falowodów (rys. 4.2). Rozwiązanie to ma jednak wady: wiązki laserowe opuszczające poszczególne kanały falowodowe wykazują tylko niewielki stopień synchronizacji fazowej, a i to ograniczony do kanałów sąsiadujących ze sobą [9.4]. Łatwo wykazać eksperymentalnie, że podstawową przyczyną braku synchronizacji fazowej wiązek opuszczających kanały macierzy jest niezależna generacja w poszczególnych falowodach na różnych liniach emisyjnych CO<sub>2</sub>. Każdy falowód zachowuje się jak niezależny, pojedynczy laser, mimo wspólnego rezonatora optycznego (wspólne zwierciadło wyjściowe i całkowicie odbijające dla wszystkich kanałów) i wspólnego zasilania.

Na rysunku 9.1 przedstawiono eksperyment, gdy wiązka opuszczająca laser wielokanałowy jest poddana prostej analizie spektralnej za pomocą odbiciowej siatki dyfrakcyjnej. Ugięte wiązki po odbiciu od siatki padają na ekran fluorescencyjny.

Wyniki analizy przedstawiono na rysunku 9.2. Tylko przy bardzo ostrożnym zjustowaniu lasera jest możliwa generacja we wszystkich falowodach na tej samej linii emisyjnej, lecz nawet w takim przypadku synchronizacja między poszczególnymi kanałami jest niewielka, około 1,4 MHz [9.4], i ograniczona do bezpośrednio sąsiadujących kanałów macierzy laserowej. Dzięki różnym technikom (p. 9.2) możliwe jest zwiększenie stopnia synchronizacji sąsiednich wiązek do poziomu umożliwiającego nawet stabilizację częstotliwości na pewien stały odstęp częstotliwości.

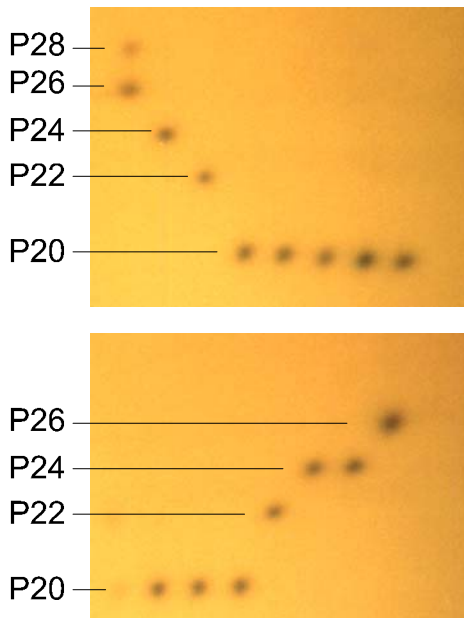


Rys. 9.1. Analiza spektralna wiązki wyjściowej dziesięciokanałowego lasera falowodowego CO<sub>2</sub> za pomocą odbiciowej siatki dyfrakcyjnej (150 l/mm)

Fig. 9.1. Spectral analysis of the output beam from ten channel CO<sub>2</sub> waveguide lasers using diffraction grating (150 l/mm)

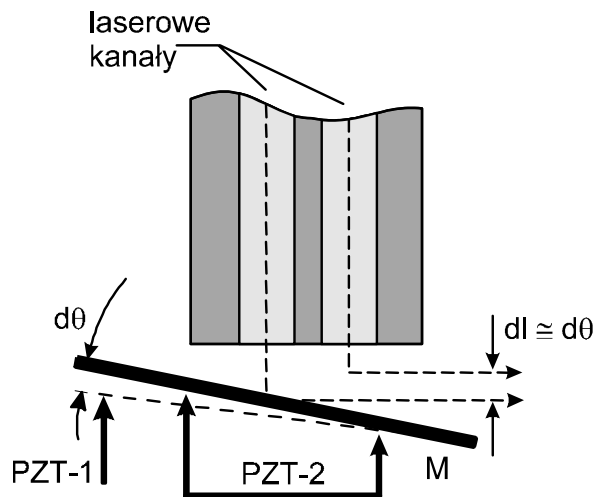
Na rysunku 9.3 pokazano eksperyment, gdy w celu uzyskania generacji na tej samej linii emisyjnej jedno ze zwierciadeł rezonatora jest przesuwane za pomocą piezoceramiki PZT-2 wzdłuż osi lasera, a częstotliwość obydwu sąsiednich wiązek jest dostrajana przez przechył zwierciadła za pomocą przesuwника PZT-1 [9.2]. Następuje wtedy zmieszanie natężeń  $I_1(\nu_1)$  i  $I_2(\nu_2)$  dwóch sąsiednich wiązek i każda z nich ma pewien udział sąsiedniej ze współczynnikiem synchronizacji odpowiednio  $\kappa_1$  i  $\kappa_2$  [9.16]. W eksperymencie tym, dla odstępów około 1 MHz, uzyskano stałość częstotliwości różnicowej, wyrażonej w wariancji Allana, około 10 Hz dla czasu uśrednienia 0,5 s [9.2].

Podjęmowano próby powiększenia stopnia synchronizacji wiązek za pomocą różnych rozwiązań technicznych, ale bez znaczącego postępu.



Rys. 9.2. Wyniki eksperymentalne analizy spektralnej wiązki wielokanałowego lasera falowodowego CO<sub>2</sub>.  
Obrazy zarejestrowano na ekranie fluoroscencyjnym [9.4]

Fig. 9.2. Experimental results of CO<sub>2</sub> multiwaveguide laser output beam spectral analysis. The pictures were registered on the UV screen [9.4]

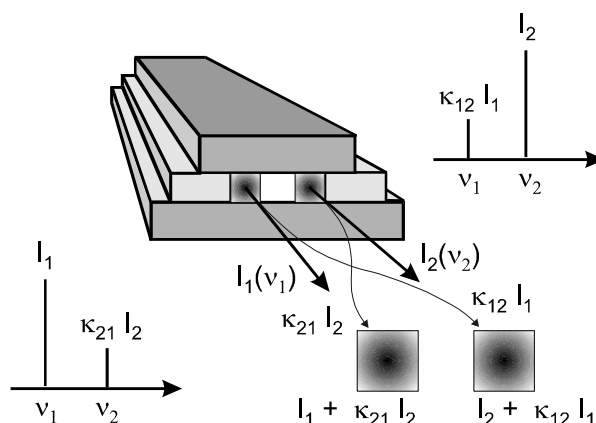


Rys. 9.3. Synchronizacja sąsiednich wiązek laserowych w laserze wielokanałowym za pomocą niewielkiego przechyłu zwierciadła M o kąt  $d\theta$ . Wybieranie linii emisyjnych za pomocą translacji (PZT-2) wzdłuż osi lasera lub tym samym przesuwaniem PZT-1 ( $dl \approx d\theta$ )

Fig. 9.3. Mirror M tilt tuning for synchronisation of neighbour output beams and stabilisation to the offset frequency

## 9.2. Konstrukcje wielofalowodowe laserów CO<sub>2</sub> ze sprzężeniem fazowym wiązek

Jak to już pokazano, efektywna synchronizacja jest możliwa tylko pomiędzy wiązkami sąsiadującymi ze sobą kanałów (rys. 9.3 i 9.4). Powodem do uzyskania lepszej synchronizacji (lub w ogóle synchronizacji) pomiędzy poszczególnymi wiązkami wyjściowymi lasera wielokanałowego jest większe skoncentrowanie mocy lasera w polu dalekim.



Rys. 9.4. Konsekwencja synchronizacji sąsiednich wiązek laserowych o natężeniach i częstotliwościach odpowiednio  $I_1(\nu_1)$  i  $I_2(\nu_2)$ . Na diagramach symbolicznie zaznaczono wzajemny udział każdej z wiązek ze stopniem odpowiednio  $\kappa_1$  i  $\kappa_2$  [9.4]

Fig. 9.4. Consequence of the synchronisation of neighbour output beams with intensity and frequency  $I_1(\nu_1)$  and  $I_2(\nu_2)$ , respectively.

Mutual contribution  $\kappa_1$ ,  $\kappa_2$  both beams is indicated at diagrams [9.4]

Inne metody synchronizacji to:

➤ Ze **sprzężeniem optycznym** poprzez „przezroczysty” fragment ścianki dzielącej. Ścianka jest wykonana z selenku cynku i przepuszcza część promieniowania pomiędzy sąsiednimi kanałami [9.20]. Metodę zilustrowano na rysunku 9.5a. Uzyskano niewielkie (i chwilowe) sprzężenie około 9 MHz. Modyfikacją tej techniki jest niewielkie nacięcie, otwór, w ściance oddzielającej kanały. Następuje wtedy również częściowy kontakt pomiędzy plazmą w obydwu kanałach [9.1].

➤ Z **obniżonym ściankami dzielącymi** [4.3, 6.14]. Metoda zapewnia sprzężenie zarówno optyczne, jak i galwaniczne na całej długości kanałów laserowych (rys. 9.5b). Uzyskano zauważalne sprzężenie dla trzech kanałów laserowych i wyraźną koncentrację wiązki w polu dalekim. Synchronizacja wiązek nie była lepsza niż 12 MHz. Dla większej liczby kanałów (maksymalnie pięć) sprzężenie nie było większe niż dla trzech kanałów.

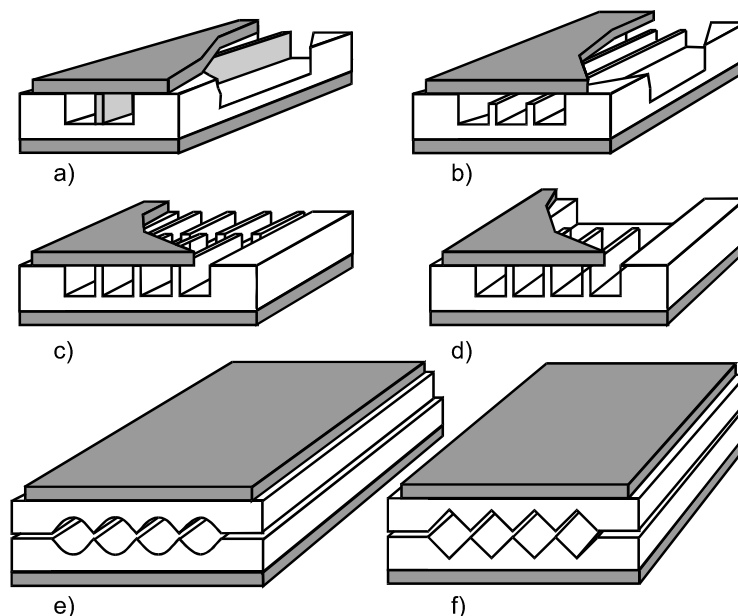
➤ Ze **strukturą typu Y** (rys. 9.5c). W połowie długości macierzy laserowej wszystkie kanały są przesunięte względem drugiej połowy, jak to pokazano na rysunku. Uzyskano również wyraźne skoncentrowanie wiązki w polu dalekim („loby”), ale synchronizacja nadal nie była lepsza niż 12÷13 MHz [9.9].

➤ Z **dołączoną przestrzenią falowodowo-szczelinową** [9.4–9.6, 9.10, 9.11]. Eksperymenty wykonywano dla różnych długości wolnej przestrzeni: od 1 cm po obu stronach wielofalowodu o całkowitej długości 38 cm [9.4] po połowę jego długości (38,6 cm – wielofalowód, 35,7 cm – wolna przestrzeń) [9.5, 9.6, 9.10, 9.11] (rys. 9.5d). W pierwszym przypadku uzyskano fazowe sprzężenie tylko pomiędzy sąsiednimi kanałami o niewielkiej wartości, około 0,6 MHz (w naszym eksperymencie [9.4]). W drugim przypadku wykorzystano efekt koherentnej rekonstrukcji periodycznego źródła światła, obserwowany pierwszy raz przez Talbota [9.18], dlatego konstrukcję wielofalowodu zaprojektowano tak, aby spełniony był warunek dla wspomnianej rekonstrukcji (lub inaczej – warunek Talbota). Będzie o tym mowa w innym rozdziale. We wspomnianym eksperymencie uzyskano dobre skoncentrowanie energii wiązki wyjściowej w zsynchronizowaną wiązkę rozprzestrzeniającą się w modzie  $EH_{7,1}$  (dla siedmioelementowej macierzy falowodowej), z czego największe straty wniosła dyfrakcja na krawędziach macierzy falowodów. Wynik ten stał się podstawą konstrukcji lasera całkowicie pozbawionego macierzy falowodów, czyli lasera z falowodem płaskim, zaopatrzonemu w selektor Talbota (o czym w rozdziale następnym).

➤ Z **kanałami samoogniskującymi** [9.7]. W konstrukcji tej wypolerowanym kanałom lasera nadano promień równy 3 mm (rys. 9.5e). Przerwy pomiędzy kanałami na całej długości 100 mm zapewniały sprzężenie zarówno optyczne, jak i galwaniczne. Dla trzykanałowego lasera uzyskano dobre sprzężenie i wiązkę skoncentrowaną w polu dalekim w pojedynczy „lob”.

➤ **Konstrukcja typu „karo”** [9.3]. Podobna do poprzedniej (rys. 9.5f), ale bez efektu samoogniskowania. Szczelina na całej długości pięciokanałowej wnęki laserowej pozwalała na częściowe sprzężenie.

Inną metodą, pierwotną względem efektu Talbota, jest umieszczenie wewnątrz rezonatora optycznego, pomiędzy zwierciadłem a wyjściem macierzy falowodów, tzw. filtru przestrzennego [9.12, 9.14]. Metoda polega na odsunięciu zwierciadła wyjściowego i umieszczeniu w tak powstałej przestrzeni rezonatora dwóch soczewek, tak aby ich obydwie podwojone ogniskowe pokrywały odległość od zwierciadła do wyjścia macierzy falowodowej (rys. 9.6). Taka konfiguracja dokładnie odpowiada zwierciadłu umieszczonemu tuż przy macierzy falowodów. Pomiędzy soczewkami, we wspólnej ogniskowej, umieszczany jest filtr (płytką z nacięciami). Dzięki temu następuje dokładne odwzorowanie macierzy falowodów na zwierciadle wyjściowym. Dla 9-kanałowego lasera uzyskano, podobnie jak wyżej, skoncentrowanie energii wiązki wyjściowej w pojedynczy „lob” w polu dalekim. Metoda ma tę zaletę, w porównaniu do selekcji Talbota, że nie wymaga spełnienia określonych warunków (warunku Talbota) co do wymiarów i rozkładu kanałów falowodowych i nie nakłada ograniczeń na liczbę kanałów (selektor Talbota traci na efektywności dla większej (>10) liczby kanałów [9.12]).

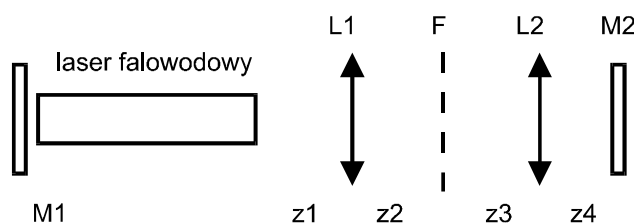


Rys. 9.5. Metody sprzężenia fazowego wiązek laserowych:

- a) ze sprzężeniem optycznym poprzez „przezroczysty” fragment ścianki dzielącej [9.20];
- b) z obniżonymi ściankami dzielącymi [4.3];
- c) ze skrzyżowanymi falowodami (typu Y) [9.9];
- d) z dołączoną przestrzenią falowodowo-szczelinową [9.4–9.6, 9.10, 9.11]
- e) z kanałami samoogniskującymi [9.5]; f) konstrukcja typu „karo” [9.18]

Fig. 9.5. Methods of phase coupling of the laser beams:

- a) two-channel laser with ZnSe partition between the waveguides [9.20], b) ridge hollow coupling [4.3],
- c) staggered array with an ‘Y-coupling’ structure [9.9], d) with an additional coupling space [9.4–9.6, 9.10, 9.11], e) self-focusing structure [9.5], f) ‘diamond’ structure [9.18]



Rys. 9.6. Metoda filtru fazowego F

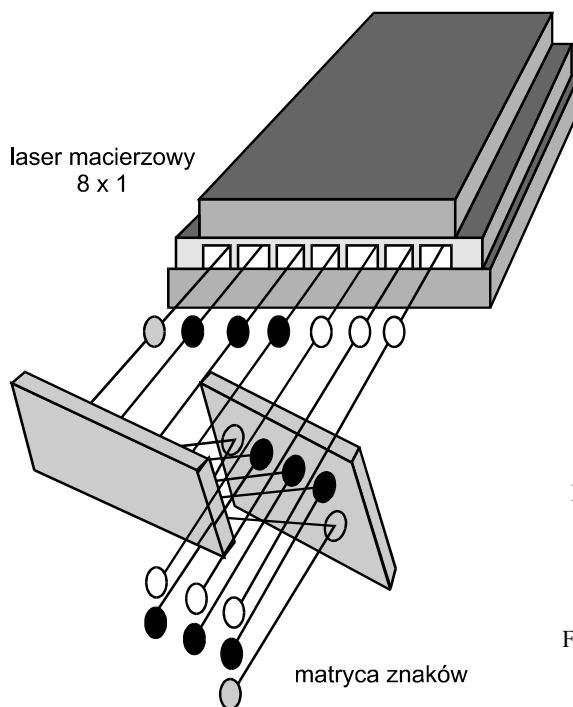
umieszczonego we wspólnym ognisku soczewek  $L_1$  i  $L_2$  w rezonatorze optycznym  $M_1$ – $M_2$ .  
Spełniony jest warunek, że zaznaczone odległości mają się tak do ogniskowych soczewek  $f_1, f_2$ ,  
jak  $z_{1,2} = f_1$  i  $z_{3,4} = f_2$

Fig. 9.6. Setup for phase coupling experiment ( $L_1, L_2$  – lenses, F – spatial filter,  $M_1$ – $M_2$  – optical resonator. There are fulfilled conditions:  $z_{1,2} = f_1$  and  $z_{3,4} = f_2$

### 9.3. Technika reformatowania

Wszystkie wymienione dotychczas próby synchronizacji nie przyniosły spodziewanych wyników. Szczególnie zawiodły w laserach dużej mocy, rzędu kilowata.

Po odrzuceniu nie dających perspektyw metod synchronizacji fazowej wiązek lasera wielofalowodowego, sposobem na podniesienie jakości promieniowania wyjściowego takiego lasera może być metoda Clarksona i Hanny [9.8]. Polega ona na przeformatowaniu matrycy wiązek wyjściowych w inną, bardziej zwartą matrycę. Na rysunku 9.7 wyjaśniono bliżej istotę postępowania. Przedstawiono na nim sposób przeformatowania jednowymiarowej matrycy 7×1 wiązek opuszczających laser wielokanałowy w matrycę dwuwymiarową.



Rys. 9.7. Metoda Clarksona i Hanny reformatowania jednowymiarowej (1D) matrycy wiązki lasera wielokanałowego w matrycę dwuwymiarową (2D) [9.8]  
Fig. 9.7. Clarkson and Hanna methods of reformatting of the 1D laser array into 2D one [9.8]

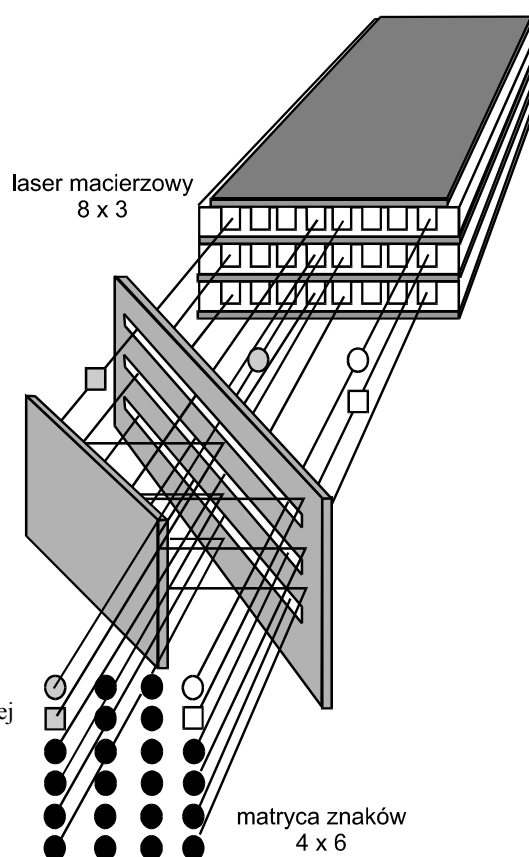
Metoda polega na użyciu dwóch płaskich, równoległe ustawionych zwierciadeł, i takim manipulowaniu odbiciami poszczególnych wiązek, aby otrzymać maksymalną jaskrawość przeformatowanej wiązki. I tak, dla dwunastoelementowego lasera otrzymano, po przeformatowaniu wiązek w matrycę 4×3, parametr jaskrawości  $Br$  [9.19] równy  $6 \cdot 10^{10} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{ster}^{-1}$  według wyrażenia

$$Br = \frac{\pi P f_x f_y}{M_x^2 M_y^2 \lambda^2}, \quad (9.1)$$



w którym:

- $P$  – całkowita moc wyjściowa lasera wielokanałowego,  
 $f_x, f_y$  – odpowiednio współczynniki wypełnienia matrycy kanałów w kierunku  $x$ ,  
i  $y$  (tu  $f_y = 1$ ),  
 $M_x^2, M_y^2$  – odpowiednio parametr jakości dla pojedynczego kanału w kierunku  $x$  i  $y$ ,  
 $\lambda$  – długość promieniowanej fali.



Rys. 9.8. Metoda reformatowania dwuwymiarowej (2D) matrycy 8x3 lasera wielokanałowego w bardziej upakowaną matrycę 4x6 [9.19]  
Fig. 9.8. Reformatting method of the 2D array of 8x3 channels into more packed array of 4x6 [9.19]

Rezultat ten otrzymano dla lasera o mocy wyjściowej 30 W z każdego kanału i średnim współczynniku wypełnienia równym około 0,295 w kierunku  $x$ . W celu porównania należy podkreślić, że dla jednodiodowej diody macierzowej 1D pracującej na długości fali  $\lambda = 810$  nm i mocy wyjściowej 100 mW dobrze upakowana matryca 2D daje jaskrawość około  $5 \cdot 10^8$  W·m<sup>-2</sup>·ster<sup>-1</sup>, co wskazuje na konkurencyjność wielokanałowych laserów CO<sub>2</sub>.

Podobną technikę reformatowania można zastosować w laserach wielokanałowych 2D (rys. 9.8). Używa się w niej również płaskich zwierciadeł ze szczelinami w jednym z nich do bezpośredniej propagacji wybranych wiązek [9.19].

## 10. Lasery z falowodem płaskim

Przedstawiono sposoby wypełniania przestrzeni rezonatora z falowodem płaskim jednym rodzajem modu, opierając się na efekcie Talbota.

Opracowaniem własnym autora jest:

➤ weryfikacja i potwierdzenie rezultatów eksperymentów z falowodem płaskim [10.4, 10.5, 10.6];

➤ idea lasera pierścieniowego opierającego się na zjawiskach fizycznych występujących w laserach z falowodem płaskim [2.36].

Sposobem na zwiększenie mocy wyjściowej lasera falowodowego jest powiększenie jednego z wymiarów poprzecznych kanału laserowego (na przykład w kierunku  $X$  – rys. 10.1) i tym samym rezygnacja z propagacji falowodowej na tym kierunku. Tego typu struktura wprowadza nowe, nie znane dotychczas, komplikacje:

➤ laser taki wymaga specjalnych typów rezonatorów optycznych,

➤ nie można w takiej strukturze pomijać wpływu powłok przyelektrodowych (*sheaths*) na pojemność całkowitą głowicy laserowej (p. 6.1 i 7.6).

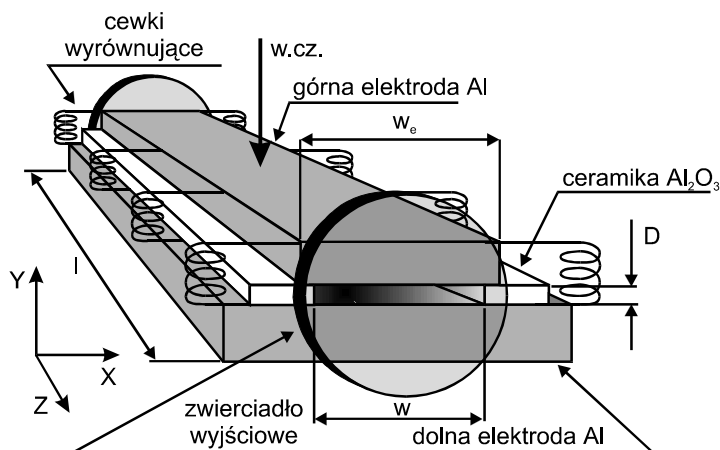
Lasery o dużej powierzchni, lasery z falowodem płaskim, wymagają specyficznych rezonatorów optycznych do zapewnienia wysokiej jakości promieniowania wyjściowego.

Parametr jakości  $M^2$  wiązki laserowej z takich struktur powinien być możliwie bliski 1. Konstrukcje rezonatorów dla takich laserów można podzielić na dwie grupy:

➤ rezonatory ze ściankami bocznymi, gdzie w kierunku  $X$  (rys. 10.1) obszar generacji jest ograniczony ściankami,

➤ rezonatory bez ścianek bocznych, gdzie w kierunku  $X$  nie ma żadnych mechanicznych ograniczeń dla rozwijania się swobodnej generacji.

Najważniejszym problemem do rozwiązania w tego typu strukturze jest maksymalne wypełnienie tak dużego obszaru aktywnego, jaki daje szczelina lasera z falowodem płaskim, jednym rodzajem (modem) generowanej fali.



Rys. 10.1. Poglądowy rysunek lasera z falowodem płaskim. Zaznaczono orientację w układzie współrzędnych  $XYZ$  oraz podstawowe wymiary: szerokość szczeliny  $w$ , szerokość górnej elektrody  $w_e$  oraz długość falowodu  $l$

Fig. 10.1. Simplified drawing of the slab-waveguide laser. Orientation  $XYZ$  is indicated and dimensions: slab width  $w$ , top electrode width  $w_e$ , and waveguide length  $l$

## 10.1. Rezonatory ze ściankami bocznymi o zwierciadłach płaskich

Najprostszym rezonatorem optycznym zastosowanym w laserze z falowodem płaskim ze ściankami bocznymi może być rezonator płasko-płaski. Na rysunku 10.2 pokazano struktury rezonatorów optycznych o płaskich zwierciadłach. Najprostszy z nich to rezonator, w którym jedno z płaskich zwierciadeł jest transmisyjne (rys. 10.2a). Laser zaopatrzony w taki rezonator generuje mieszaninę modów  $EH_{m,n}$ . W kierunku  $Y$  (falowodowym – rys. 10.1) laser taki zwykle generuje w podstawowym modzie falowodowym  $n = 1$ . W kierunku  $X$  (rys. 10.1) laser może generować w modzie  $m$ , równym nawet  $50 \div 60$ . Przykład rozkładu natężenia wiązki wyjściowej z takiego lasera pokazano na rysunku 10.3. Jest to obraz wzajemnie niesynchronizowanych lub lokalnie zsynchronizowanych wiązek laserowych mających w sumie mniej lub bardziej chaotyczny rozkład natężenia na osi  $X$  (kierunku szczeliny). Rozkład ten zależy od wymiarów falowodu płaskiego i ciśnienia mieszanki laserowej. Obserwowane mody mają częstotliwość  $\nu_{qmn}$ , zgodnie z wyrażeniem

$$\nu_{qmn} = \frac{qc}{2l} + \frac{1}{32} c\lambda \left( \frac{m^2}{w^2} + \frac{n^2}{D^2} \right), \quad (10.1)$$

gdzie:

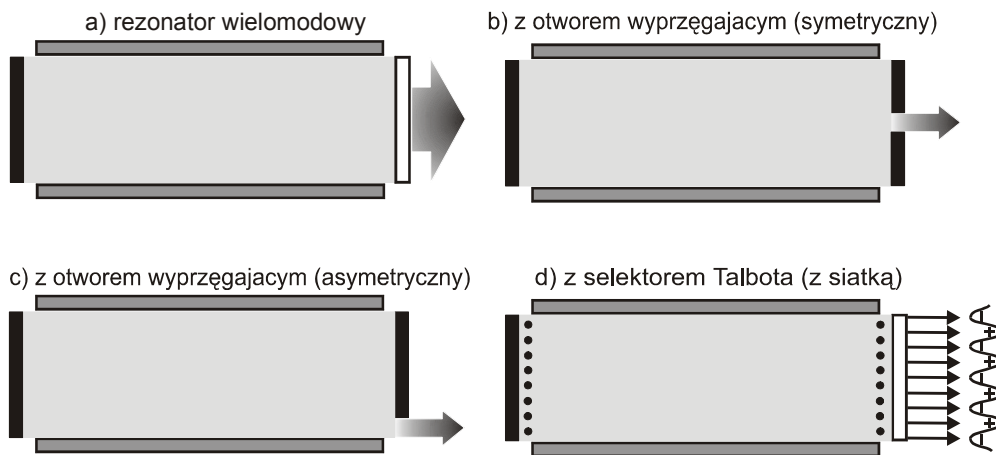
$q$  – numer modu wzdłużnego,

$w, D$  – odpowiednio szerokość szczeliny (kierunek  $X$ ) i wysokość falowodu (kierunek  $Y$ ),

$m, n$  – mody poprzeczne (odpowiednio na kierunku  $X$  i  $Y$ ),

$c, \lambda$  – odpowiednio prędkość światła i długość emitowanej fali.

Główną wadą takiej struktury jest słaba jakość wiązki wyjściowej i niestabilna praca lasera.



Rys. 10.2. Różne konfiguracje rezonatorów z płaskimi zwierciadłami do laserów z falowodem płaskim.

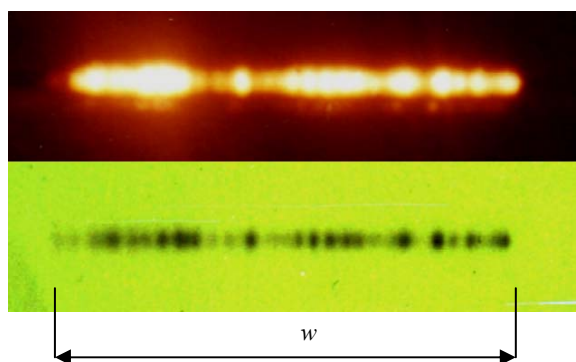
Dla lasera z selektorem Talbota (wyjaśnienie w tekście) zaznaczono efekt synchronizacji wiązki wyjściowej w postaci o periodycznie zmieniającej się amplitudzie pola elektrycznego

Fig. 10.2. Different configurations of the flat-flat resonators for slab-waveguide lasers.

Effect of the beam synchronizing for the laser with a Talbot selector is indicated

Równie złą jakość wykazuje wiązka laserowa generowana w strukturach rezonatorów płasko-płaskich z otworem położonym symetrycznie lub niesymetrycznie (rys. 10.2b i c). Oprócz niestabilnej pracy lasera wadą konstrukcji jest samo istnienie otworu, na którego krawędziach następuje dyfrakcja obniżająca silnie jakość wiązki wyjściowej. Podobnie jak w poprzednim rezonatorze (ze zwierciadłem transmisyjnym), generowana wiązka ma gęste widmo częstotliwościowe, co można stwierdzić za pomocą analizy homodynej. Duża liczba modów jest generowana mimo jednorodnego poszerzenia linii emisyjnej molekuly  $\text{CO}_2$ . Jednorodne poszerzenie linii  $\text{CO}_2$  jest skutkiem stosowanych w laserach falowodowych względnie wysokiego ciśnienia mieszanki gazowej  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He}$  (rzędu stu i więcej hektopaskali). Dla typowego ciśnienia 133 hPa (100 Tr) poszerzenie ciśnieniowe linii jest rzędu 500 MHz. Poszerzenie jednorodne jest naturalnym mechanizmem dławienia modów wyższego rzędu. Drugim mechanizmem selekcyjnym w laserze  $\text{CO}_2$  jest silna konkurencja między poszczególnymi przejściami rotacyjnymi w molekule  $\text{CO}_2$ . Stąd wynika tendencja do

generacji na jednej, wybranej linii emisyjnej. Mimo to, jak dowiedziono eksperymentalnie, laser z falowodem płaskim generuje równocześnie w wielu modach poprzecznych i na kilku liniach emisyjnych. Jest to możliwe dzięki osłabieniu konkurencji między przejściami rotacyjnymi, jeśli tylko na każdej generowanej linii formuje się inny mod poprzeczny. Każdy z nich czerpie wtedy energię z innego przejścia rotacyjnego molekuly  $\text{CO}_2$ . Innym mechanizmem pozwalającym na współistnienie kilku modów we wnętrzu lasera z falowodem płaskim jest możliwość przestrzennego rozdzielenia generowanych fal. Wszystko to obniża czystość spektralną wiązki, czyniąc te lasery nieprzydatnymi do wielu zastosowań.



Rys. 10.3. Swobodna, niesynchronizowana, generacja w laserze z falowodem płaskim o rezonatorze optycznym płasko-płaskim i szerokości szczeliny wyjściowej  $w = 20,7$  mm.

Obydwa obrazy zarejestrowano w polu bliskim: górny w cegle, dolny na ekranie fluoroscencyjnym [3.1]

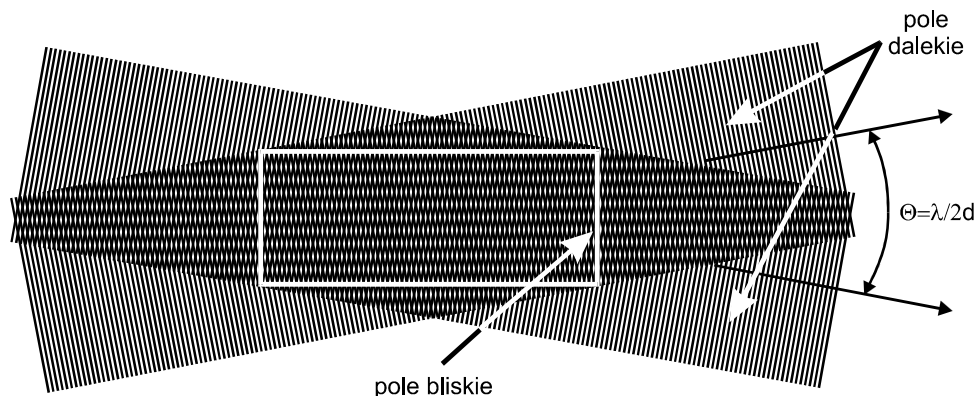
Fig. 10.3. Free-running, non-synchronised generation of the slab-waveguide laser with a flat-flat resonator. The pictures were registered at the bricks (top one) and UV screen (bottom one) [3.1]

Jak to już powiedziano, jakiegokolwiek zastosowanie lasera  $\text{CO}_2$  o falowodzie płaskim, z rezonatorem optycznym płasko-płaskim stwarza różne problemy, przede wszystkim związane ze stabilnością pracy takiego rezonatora. A jednak, w przeciwieństwie do wnętrza laserowej z wyprzęganiem dyfrakcyjnym (rys. 10.2b i c), wiązka wyprzęgana przez zwierciadło transmitujące całą swoją powierzchnią może być, po pewnych zabiegach, uformowana do ustalonego i stabilnego modu  $EH_{m,n}$ . Zatrzymamy się dłużej na badaniu tej struktury, ze względu na to, że występuje w niej wiele zjawisk fizycznych, których rozważenie ułatwia zrozumienie działania rezonatora z płaskimi zwierciadłami i falowodem płaskim.

### 10.1.1. Czterofalowy model propagacji fali w strukturze rezonatora z falowodem płaskim ze ściankami bocznymi

Obserwacja zachowania się rozkładu natężenia wiązki wyjściowej z lasera z falowodem płaskim zaopatrzonego w zwierciadła płaskie, w tym jedno transmisyjne na całej swojej powierzchni (bez otworu wyprzęgającego), oraz spostrzeżenia nasuwające

się z rozważań nad wzajemną interferencją fal płaskich, prowadzą do czterofalowego modelu propagacji w takiej strukturze. W celu wyjaśnienia propagacji fali generowanej w rezonatorze płasko-płaskim ze ściankami bocznymi możemy posłużyć się modelem krzyżujących się fal płaskich pod niewielkim kątem  $\Theta$ . Na rysunku 10.4 przedstawiono uproszczony model takich interferujących ze sobą fal płaskich. Jeśli obszar interferencji ograniczymy ściankami tak, jak w laserze falowodowo-szczelinowym ze ściankami bocznymi, to przy odpowiednim kącie fale nakładają się wzajemnie po odbiciu od ścianek bocznych, tworząc wewnątrz obraz interferencyjny promieniowania dokładnie o takiej samej strukturze, jak falowodowy mod  $EH_{m,n}$ . Tym razem liczby  $m$  i  $n$  odzwierciedlają liczbę prążków interferencyjnych powstających wzdłuż osi  $X$  i  $Y$  (odpowiednio) na ściance „wyjściowej” struktury, co w przypadku lasera oznacza płaskie zwierciadło wyjściowe. Jak już to powiedziano, dla odpowiednio wąskiej struktury falowodowej (rzędu 2 mm) możliwe jest otrzymanie jednego prążka interferencyjnego, co obserwuje się jako pojedynczą plamkę w kierunku osi  $Y$  (patrz rezultat eksperymentalny na rys. 10.3). W kierunku osi  $X$  otrzymuje się wiele takich prążków, obserwowanych jako szereg plam, jak na rysunku 10.3.



Rys. 10.4. Czterofalowy model mieszania dwóch krzyżujących się fal płaskich biegnących pod kątem  $\Theta$ . Zaznaczono obszar mieszania się odpowiadający rozmiarom falowodu szczelinowego [2.46]

Fig. 10.4. Four-wave mixing model of two crossing waves running at the kąt  $\Theta$  angle.

Area of mixing corresponding to the slab-waveguide dimensions is indicated [2.46]

Przedstawiony mechanizm propagacji fali w rezonatorze nasuwa sposób ustabilizowania takiej struktury falowej w rezonatorze. Rozwiązaniem jest wykorzystanie tzw. efektu Talbota.

## 10.2. Efekt Talbota

Obraz oświetlonej siatki, czy innej periodycznej struktury, światłem koherentnym jest odtwarzany w pewnej odległości od oryginału. Jest to znane zjawisko rekonstruk-

cji obrazu w równoległej, monochromatycznej wiązce, po raz pierwszy obserwowane przez Talbota [9.18] w 1836 roku. Odległość od oryginału, w której obraz siatki jest odtwarzany, po raz pierwszy podał Lord Rayleigh w 1881 roku. W pracy Winthropa i Worthingtona [10.12] autorzy zaproponowali nadanie nazwy „obrazy Fresnelowskie” wszystkim zjawiskom rekonstrukcji obrazów w świetle koherentnym, jako że wszystkie te zjawiska optyczne są rezultatem Fresnelowskiej dyfrakcji. Mimo to pojęcie „efektu Talbota” znalazło ugruntowaną pozycję w dziedzinie laserów półprzewodnikowych, dokładniej w laserowych diodach macierzowych [9.17, 10.9], w laserach na ciele stałym pompowanych macierzowymi diodami laserowymi [9.15], aby wkrótce być adaptowanym do laserów CO<sub>2</sub> z falowodem płaskim [9.6, 9.10].

Wiązka wyjściowa lasera (szczególnie lasera z płaskimi zwierciadłami), zawiera zwykle kilka modów poprzecznych, których struktura zależy od stopnia zjustowania rezonatora i na zmiany mocy dostarczanej do wnęki laserowej. Jest to rezultat dużej liczby Fresnela  $N_F$  dla kierunku poziomego  $X$  w falowodzie płaskim,  $N_F = w^2/\lambda L \gg 1$  ( $\sim 100$ ). Dla rezonatora płaskiego, przy  $w = 20$  mm,  $N_F \cong 100$ . Zakładając idealnie odbijające ścianki falowodu, przynajmniej dla modów niskich rzędów, strukturę modową  $EH_{m,n}$  falowodu płaskiego o wymiarach  $w \times a$  (rys. 10.5) można opisać jako

$$E_{m,n}(x, y) = E_0 \sin\left(\frac{m\pi x}{w}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{a}\right) \text{ dla } m, n \text{ parzystych,} \quad (10.2)$$

$$E_{m,n}(x, y) = E_0 \cos\left(\frac{m\pi x}{w}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{a}\right) \text{ dla } m, n \text{ nieparzystych.} \quad (10.3)$$

Stała propagacji modu  $EH_{m,n}$  dana jest wyrażeniem

$$k_z = \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2} = k_0 \left[ 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{\lambda m}{2w} \right)^2 - \frac{1}{2} \left( \frac{\lambda n}{2a} \right)^2 \right]. \quad (10.4)$$

Wnęka falowodu musi spełniać odpowiednie warunki, aby selekcjonowała tylko mod  $EH_{m,1}$

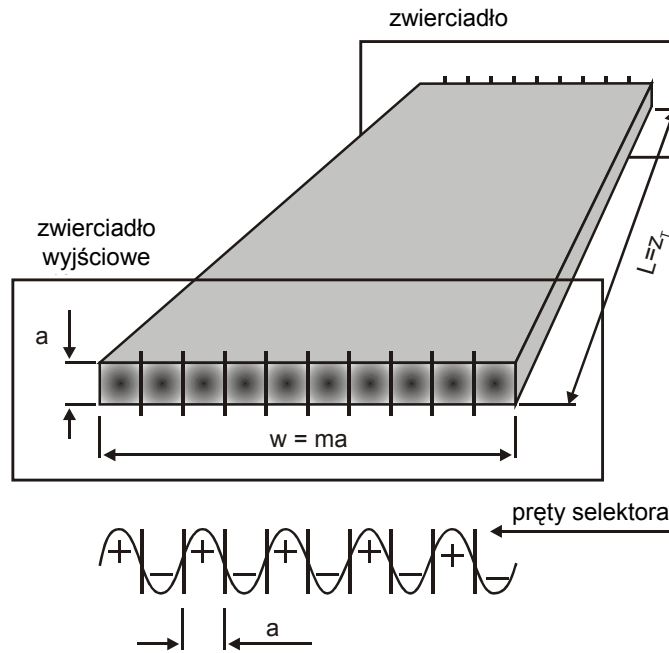
$$E_{m,1} = E_0 \cos\left(\frac{m\pi x}{w}\right) \cos\left(\frac{1\pi y}{a}\right). \quad (10.5)$$

Założmy warunek  $w = ma$  oznaczający, że rezonator falowodowy wygląda jak  $m$  ustawionych obok siebie laserów falowodowych o przekroju kwadratowym  $a \times a$ . Strukturę modu pokazano na rysunku 10.5. Jest ona równoważna z promieniowaniem  $m$ -elementowego szeregu laserów fazowo zsynchronizowanych w supermodzie typu „+ - + - + ... - +” (patrz rysunek). W polu dalekim spójne promieniowanie takiego modu daje Fourierowskie spektrum w postaci dwóch maksimów o dużym natężeniu. Aby znaleźć długość rezonatora  $L$ , podtrzymującą generację takiego modu, obliczmy przestrzenną transformatę Fouriera  $A(f_x, f_y, z = 0)$  modu  $EH_{m,1}$  w płaszczyźnie  $z = 0$

(płaszczyzna jednego ze zwierciadeł płaskich). Z definicji rozkład pola elektrycznego tego typu modu

$$E_{m,1}(x, y, z = 0) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} A(f_x, f_y, z = 0) e^{i2\pi(f_x x + f_y y)} df_x df_y, \quad (10.6)$$

gdzie:  $f_x = 1/\lambda \sin \theta_x$ ,  $f_y = 1/\lambda \sin \theta_y$  są częstotliwościami przestrzennymi dla kierunków  $x$  i  $y$ .



Rys. 10.5. Laser z falowodem płaskim i selektorem Talbota.

Rysunek pomocniczy do opisu w tekście.

Na rysunku zaznaczono 9 prętów selektora Talbota dzielących przekrój  $w$  na  $m = 10$  równych części

Fig. 10.5. Slab-waveguide laser with a Talbot selector ( $m = 10$ )

Po rozdeleniu zmiennych transformata Fouriera rozkładu pola określanego wyrażeniem (10.5) przybiera postać [10.3]

$$\begin{aligned} A(f_x, f_y, z = 0) &= E_0 A_x(f_x, z = 0) A_y(f_y, z = 0) \\ &= \frac{E_0}{4} [\delta(f_x - f_{0x}) + \delta(f_x + f_{0x})] [\delta(f_y - f_{0y}) + \delta(f_y + f_{0y})], \end{aligned} \quad (10.7)$$

gdzie:  $f_{0x} = m/2w$  i  $f_{0y} = 1/2a$ .



Wstawienie wyrażenia (10.7) do równania (10.6) daje określoną wyrażeniem (10.5) strukturę pola  $E_{m,1}(x, y, z = 0)$ . Zakładając propagację modu  $EH_{m,1}$  w kierunku osi  $z$ , transformatę Fouriera propagowanej fali w odległości  $z$  od płaszczyzny  $z = 0$  możemy zapisać

$$A(f_x, f_y, z) = A(f_x, f_y, z = 0)H(f_x, f_y, z), \quad (10.8)$$

gdzie

$$H(f_x, f_y, z) = e^{i2\pi\frac{z}{\lambda}\left(\sqrt{1-(\lambda f_{0x})^2 - (\lambda f_y)^2} - 1\right)} \quad (10.9)$$

jest transformatą Fouriera propagowanej fali w wolnej przestrzeni. Dla rozważanego rozkładu pola transformata Fouriera fali określonej wyrażeniem (10.5) w odległości  $z$ , zgodnie z (10.8)

$$\begin{aligned} A(f_x, f_y, z) &= \frac{E_0}{4} e^{i2\pi\frac{z}{\lambda}} [\delta(f_x - f_{0x}) + \delta(f_x + f_{0x})] \\ &\times x [\delta(f_y - f_{0y}) + \delta(f_y + f_{0y})] e^{i2\pi\frac{z}{\lambda}\left(\sqrt{1-(\lambda f_x)^2 - (\lambda f_y)^2} - 1\right)}, \end{aligned} \quad (10.10)$$

a rozkład pola elektrycznego fali w odległości  $z$

$$\begin{aligned} E_{m,1}(x, y, z) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} A(f_x, f_y, z) e^{i2\pi(f_x x + f_y y)} df_x df_y \\ &= E_0 \cos(\pi f_{0x} x) \cos(\pi f_{0y} y) e^{i2\pi\frac{z}{\lambda}} e^{i2\pi\frac{z}{\lambda}\left(\sqrt{1-(\lambda f_{0x})^2 - (\lambda f_{0y})^2} - 1\right)}. \end{aligned} \quad (10.11)$$

Z zależności (10.11) wynika, że rozkład pola rozważanej fali w płaszczyźnie  $z$  jest identyczny z rozkładem pola w płaszczyźnie  $z = 0$ , gdy spełniony jest warunek

$$z = \frac{k\lambda}{\left(\sqrt{1-(\lambda f_{0x})^2 - (\lambda f_{0y})^2} - 1\right)}, \quad (10.12)$$

gdzie  $k$  – liczba całkowita dodatnia.

Gdy  $\lambda f_{0x}$  i  $\lambda f_{0y} < 1$ , co jest spełnione dla naszego rezonatora falowodowo-szczelinowego, warunek (10.12) przybiera postać

$$z = \frac{k\lambda}{\left[\left(\frac{\lambda f_{0x}}{2}\right)^2 + \left(\frac{\lambda f_{0y}}{2}\right)^2\right]} = \frac{k}{\lambda \left(\frac{m^2}{4a^2} + \frac{1}{4b^2}\right)}. \quad (10.13)$$

Dla przypadku  $w = ma$  mamy

$$z = z_T = \frac{2ka^2}{\lambda}, \quad (10.14)$$

gdzie  $z_T$  jest odległością, dla której rozkład pola fali się odtwarza. Odległość zwana jest odległością Talbota.

Rozmiary rezonatora falowodowo-szczelinowego zapewniają samoodtwarzanie się modu  $EH_{m1}$ , gdy jego wymiary poprzeczne spełniają warunek  $w = ma$ , a podwójna długość  $2L$  rezonatora jest równa odległości Talbota  $z_T$ . Z równania (10.14) otrzymujemy wówczas warunek dla długości  $L$  rezonatora

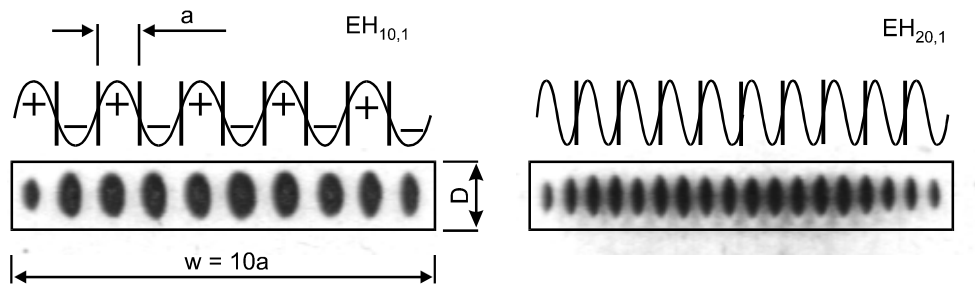
$$L = \frac{kb^2}{\lambda}. \quad (10.15)$$

W celu utrzymania stabilnej struktury modowej typu  $EH_{mm}$  wystarczy umieścić między jednym ze zwierciadeł (a najlepiej między obydwooma) a końcem struktury falowodowo-szczelinowej siatkę cienkich drutów rozłożonych periodycznie z odstępem  $d$ , spełniającym warunek Talbota

$$d = \sqrt{\frac{2\lambda L_T}{k}}, \quad (10.16)$$

gdzie:  $L_T$  – talbotowska długość rezonatora optycznego (przy której następuje rekonstrukcja obrazu z periodem  $d$ ).

Na rysunku 10.6 przedstawiono schematycznie realizację takiej struktury.



Rys. 10.6. Rozkład amplitudy pola elektrycznego na przykładowym filtrze Talbota o skoku  $a = 2,07$  mm.

Zobrazowano generację lasera w modzie  $EH_{10,1}$  lub  $EH_{20,1}$ .

Zaznaczono szerokość szczeliny falowodu płaskiego  $w$  oraz jej wysokość  $D = 1,7$  mm.

Poniżej rozkładu amplitudy pola podano wyniki doświadczalne

zarejestrowane na ekranie fluorescencyjnym [2.36]

Fig. 10.6. Electric field amplitude distribution for the Talbot selector of  $a = 2,07$  mm and  $D = 1,7$  mm.

The laser operates in  $EH_{10,1}$  or  $EH_{20,1}$  modes.

Experimental results registered on the UV screen are given [2.36]

### 10.3. Selektor Talbota a realizacje

Filtr (selektor) Talbota w laserach z falowodem płaskim można wykonać na dwa sposoby: stosując zwierciadła rezonatora z naciętymi rysami lub umieszczając siatkę z cienkich przewodów pomiędzy końcem falowodu a zwierciadłem. Najlepiej filtr taki umieścić na obydwu końcach falowodu, co znacznie poprawia efektywność jego działania [10.5]. Niżej opisano wyniki naszych doświadczeń z tą ostatnią konstrukcją.

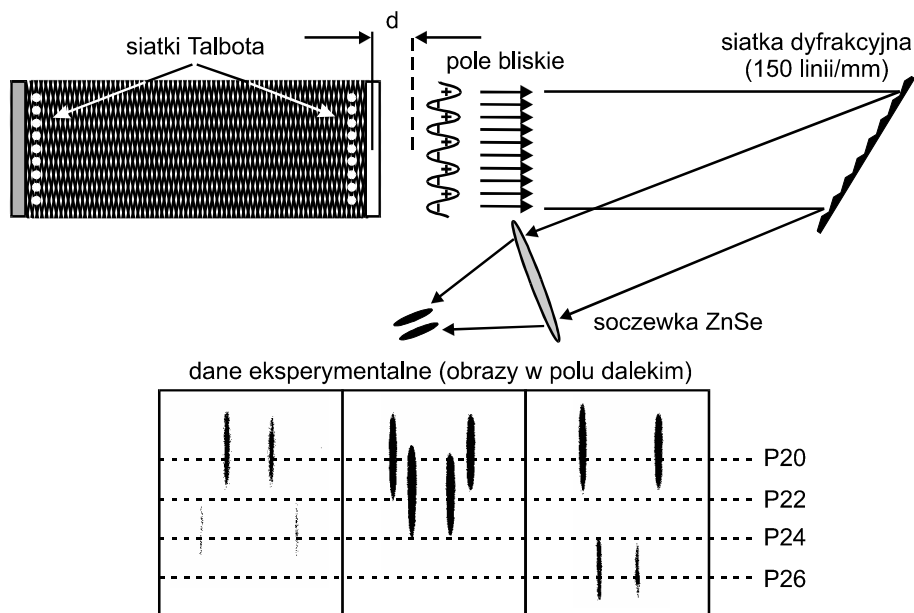
#### 10.3.1. Siatkowy filtr Talbota

Jako filtru w naszym doświadczeniu użyto siatki z drutów złotych o średnicy 50  $\mu\text{m}$ . Wymiary poprzeczne falowodu wynosiły  $2,07 \times 20,7 \text{ mm}^2$ , a długość 403 mm. Na obydwu jego końcach wstawiono siatkę z dziewięciu przewodów w odstępach co 2,07 mm, który obliczono na podstawie wcześniejszych rozważań. Filtr selekcjonował mod podstawowy  $EH_{10,1}$  lub wyższy  $EH_{20,1}$ . Pojawianie się wyższego modu wyjaśniono na rysunku 10.6 (z prawej).

Jak to obserwowano i pokazano w naszych badaniach, możliwa jest generacja lasera w modzie o podwójnie zagęszczonym rozkładzie amplitudy, tzn. w modzie  $EH_{10,1}$  lub  $EH_{20,1}$ , a nawet  $EH_{40,1}$ . Dokładniejsza analiza pozwoliła ujawnić, że laser  $\text{CO}_2$  z falowodem płaskim, podobnie jak laser konwencjonalny, nie generuje równocześnie na tej samej linii emisyjnej  $\text{CO}_2$ , a jeśli już, to w innych modach.

Na rysunku 10.7 przedstawiono eksperyment z analizą składu spektralnego generowanej wiązki. Analizę prowadzono za pomocą odbiciowej siatki dyfrakcyjnej. Niżej na rysunku przedstawiono wyniki naszego doświadczenia, gdzie wyraźnie pokazano, że możliwa jest równoczesna generacja lasera na dwóch liniach emisyjnych, ale w różnych modach  $EH_{m,n}$  i vice versa. (Możliwa jest także równoczesna generacja w dwóch modach na tej samej linii emisyjnej). Strukturę modową obserwowano w trakcie przestrajania wzdłużnego ( $d$ ) rezonatora laserowego i rejestrowano, dla lepszego zobrazowania, w polu dalekim. Obraz w polu dalekim otrzymywano w ognisku soczewki umieszczonej za wyjściem lasera w odległości podwójnej ogniskowej od zwierciadła laserowego. Obraz pola bliskiego, odwzorowany jak 1:1, obserwowano w odległości podwójnej ogniskowej za soczewką.

W polu dalekim obraz wiązki na ekranie fluoroscencyjnym ma postać dwóch wydłużonych plam – „lobów” (to angielskie określenie będzie używane dalej, jako że jest również chętnie używane w języku polskim (na określenie „wysokiej” piłki w tenisie)) na skutek dyfrakcji na wąskiej szczelinie falowodu. Inne doświadczenie, z przestrajaniem rezonatora przez skrócenie jednego ze zwierciadeł o pewien kąt  $\alpha$ , pokazuje ewolucję obrazu modowego wiązki wyjściowej lasera, z modu  $EH_{10,1}$  do modu  $EH_{20,1}$ , wraz z kątem skrócenia zwierciadła. Tym razem wyniki przedstawiono w postaci rozkładu natężenia promieniowania wiązki (rys. 10.8 – w polu dalekim i rys. 10.9 – w polu bliskim).



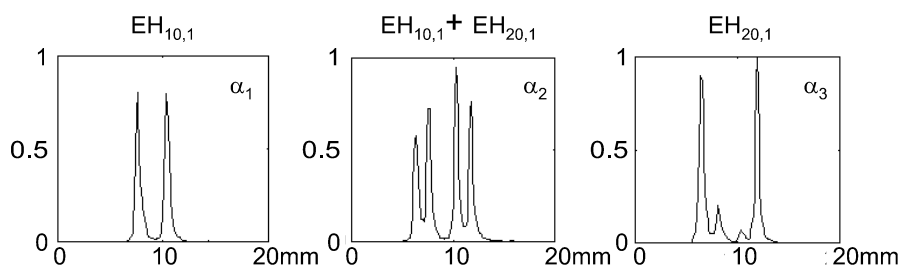
Rys. 10.7. Generacja lasera CO<sub>2</sub> z falowodem płaskim na różnych liniach emisyjnych i w różnych modach  $EH_{m,n}$ . Obrazy zarejestrowano na płycie fluoroscencyjnej [2.36].  
 Obraz po lewej (dane eksperymentalne): równoczesna generacja na linii P20 w modach  $EH_{10,1}$  i  $EH_{40,1}$  oraz na linii P24 w modzie  $EH_{20,1}$ ; obraz środkowy: mod  $EH_{20,1}$  na linii P20 i mod  $EH_{10,1}$  na linii P22; obraz po prawej: mod  $EH_{20,1}$  na linii P20 oraz mod  $EH_{10,1}$  na linii P26 [2.36, 10.6]

Fig. 10.7. Slab-waveguide CO<sub>2</sub> laser operation on different emission lines and modes  $EH_{m,n}$ .  
 Left: simultaneous operation on P20 line and  $EH_{10,1}$  and  $EH_{40,1}$  modes, and on P24 line and  $EH_{20,1}$  mode; centre:  $EH_{20,1}$  mode on P20 and  $EH_{10,1}$  mode on P22 line; right:  $EH_{20,1}$  mode on P20 and  $EH_{10,1}$  mode on P26 line [2.36, 10.6]

Ostatnie doświadczenie może być stosowane do oszacowania stabilności struktury modowej lasera. Pokazano, że laser zaopatrzony w podwójny filtr Talbota pracuje stabilniej w podstawowym modzie  $EH_{10,1}$  niż z filtrem pojedynczym lub bez filtru. Miarą jest wartość kąta  $\alpha$  skręcenia zwierciadła, dla którego następuje przeskok do innej struktury modowej [10.5]. Sposób ten będzie również wykorzystany w innych doświadczeniach.

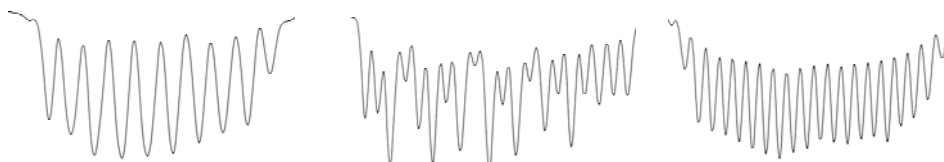
Jeden z obserwowanych łobów w polu dalekim powinien mieć kształt bliski gaussowskiemu, co można sprawdzić dzięki pomiarom parametru  $M^2$  jakości wiązki laserowej. Na rysunku 10.10 przedstawiono kształt wiązki przechodzącej przez ognisko soczewki. Na podstawie pomiarów przekrojów wiązki przed i za ogniskiem zmierzono parametr  $M^2$  dla jednego „wyciętego”, jak na rysunku, łobu utworzonego w polu dalekim. Parametr  $M^2$  jest bliski jedności i dla rozważanej konstrukcji lasera wynosił 1,05 [2.36]. Inny eksperyment potwierdzający niemal gaussowski kształt wiązki

w pojedynczym łobie pokazano na rysunku 10.11. Podobnie, jak na rysunku 10.10 (prawy), odsłonięto tu tylko jeden łob i zarejestrowano jego obraz, po kolejnym odzworowaniu za pomocą soczewki, w polu bliskim. Na rysunek naniesiono obliczony teoretycznie kształt funkcji gaussowskiej. Jak widać, mamy dobre pokrycie wyniku eksperymentalnego z teoretycznym.



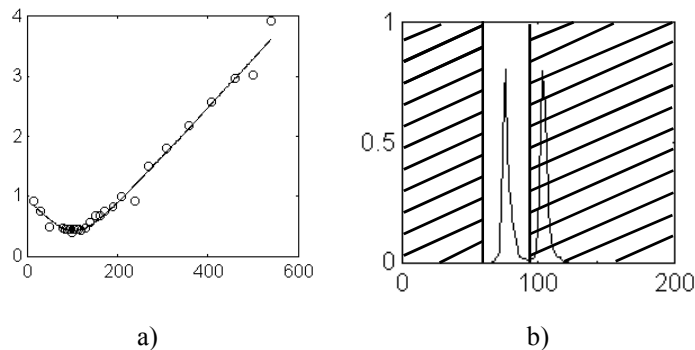
Rys. 10.8. Rozkłady natężenia wiązki wyjściowej lasera z filtracją Talbota obrazujące przebudowywanie się struktury modowej lasera wraz ze skretem jednego ze zwierciadeł rezonatora o kąt  $\alpha$  z modu  $EH_{10,1}$  w mod  $EH_{20,1}$ . Wykresy zdjęto w polu dalekim (w ognisku soczewki o ogniskowej 1 m ustawionej 2 m przed wyjściem lasera) [2.36, 10.6]

Fig. 10.8. Intensity distribution of the output laser beam with Talbot filtration illustrating how the mode structure can be rebuilt from  $EH_{10,1}$  mode into  $EH_{20,1}$  mode with the changes of the angle of one of the laser mirrors [2.36, 10.6]



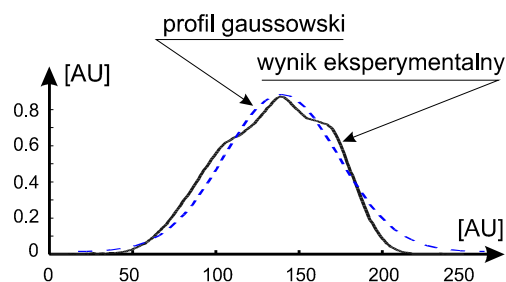
Rys. 10.9. Obrazy z rys. 10.8 w polu bliskim [2.36, 10.6]  
Fig. 10.9. Pictures from the Fig. 10.8 in near-field [2.36, 10.6]

Mimo bardzo dobrego wyniku, świadczącego o niemal czysto gaussowskim kształcie wiązki lasera (a dokładniej jednego z łobów), wykorzystanie podwójnego obrazu wiązki w polu dalekim wydaje się problematyczne. Stąd idea transformacji obydwóch łobów w jeden. Można to osiągnąć przez odwracanie amplitudy rozkładu pola wiązki w polu bliskim (na wyjściu szczeliny), jak to pokazano na rysunku 10.12. Transformatę Fouriera takiego sygnału pokazano na tym samym rysunku. Jest to teoretyczny rozkład natężenia wiązki w polu dalekim. Wiązka w swoim przekroju poprzecznym powinna wykazywać ostre maksimum z niewielkimi maksimumi bocznymi.



Rys. 10.10. Zdjęty doświadczalnie kształt rozprzestrzeniającej się, przed i za soczewką, wiązki lasera falowodowo-szczelinowego CO<sub>2</sub> (dla jednego lobu), na podstawie którego obliczono parametr jakości  $M^2$  (a). Rozkład natężenia lobów (zaznaczono obszar mierzony – diafragma odsłaniająca tylko jeden lob) (b) [2.36]

Fig. 10.10. Experimentally taken distribution of the laser output beam before and behind the lens for calculation of the  $M^2$  parameter (for one lobe) (a); right: distribution of the one diaphragmed lobe (b) [2.36]



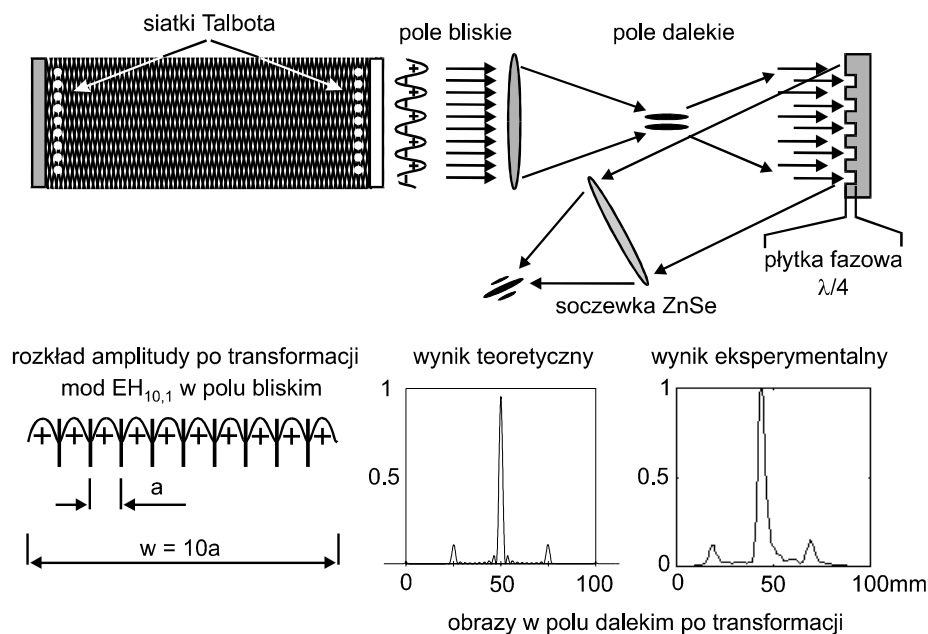
Rys. 10.11. Niemal gaussowski kształt wiązki wyjściowej (w jednym lobie) modu  $EH_{10,1}$ .

Dla porównania wrysowano kształt funkcji gaussowskiej [10.6]

Fig. 10.11. Almost Gaussian profile of the single lobe of the  $EH_{10,1}$  mode.

Theoretical Gaussian profile is also indicated [10.6]

Praktycznie wynik taki można otrzymać po odbiciu wiązki lasera od zewnętrznej, płaskiej, periodycznej płytki fazowej ze skokiem równym talbotowskiemu (jak siatka selektora Talbota wewnątrz lasera) i głębokością każdego uskoku równą  $\lambda/4$ , gdzie  $\lambda$  – długość fali emitowanej przez laser. Po dokładnym wstrojeniu się wiązki w uskoki płytki, amplituda pola elektrycznego odbitej wiązki będzie miała ten sam znak. Na rysunku 10.12 przedstawiono rozkład natężenia takiej wiązki obserwowanej w polu dalekim. Zgodnie z oczekiwaniami teoretycznymi, wiązka wykazuje ostre, centralne maksimum i maksima boczne. Maksima boczne są wyższe niż oczekiwano, na skutek trudnych do uniknięcia efektów dyfrakcyjnych na krawędziach uskoków płytki fazowej. Centralne maksimum jest również szersze niż oczekiwano, czego wynikiem jest gorszy parametr  $M^2$  wiązki.

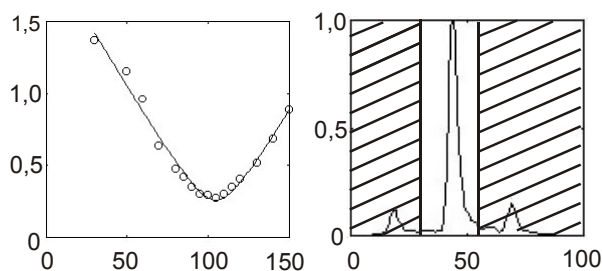


Rys. 10.12. Transformacja wiązki wyjściowej lasera falowodowo-szczelinowego  $CO_2$  na płytce fazowej.

Płytki jest umieszczona dokładnie w odległości równej podwójnej ogniskowej soczewki. Soczewka umieszczona jest również w tej samej odległości od zwierciadła wyjściowego lasera. Tym samym na płytce fazowej mamy dokładne odwzorowanie wyjścia lasera w skali 1:1. Za płytką rozkład amplitudy pola elektrycznego ma ten sam znak, jak pokazano na rysunku. Obok pokazano transformatę Fouriera takiego sygnału, a dalej (po prawej) wynik eksperymentalny – rozkład natężenia skorygowanej płytką fazową wiązki obserwowany w polu dalekim w ognisku kolejnej soczewki [2.36]

Fig. 10.12. Transformation of the output laser beam using the phase plate.

The amplitude of the electric field – bottom left, Fourier transformation – bottom centre, and the experimental results after transformation are shown [2.36]



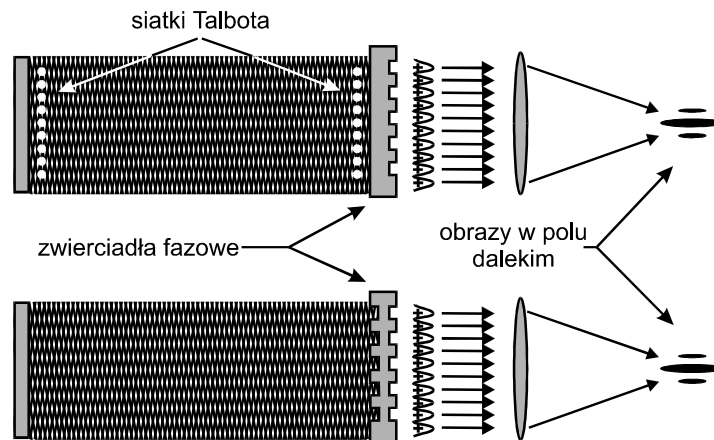
Rys. 10.13. Po lewej – zdjęty doświadczalnie kształt rozprzestrzeniającej się, przed i za soczewką, wiązki lasera falowodowo-szczelinowego  $CO_2$  po odbiciu od płytki fazowej, na podstawie którego obliczono parametr jakości  $M^2$ . Po prawej – rozkład natężenia wiązki (zaznaczono obszar mierzony – diafragma odsłaniająca tylko centralny łob) [2.36]

Fig. 10.13. The same picture as above; taken for the laser beam reflected from the phase plate [2.36]

Na rysunku 10.13 pokazano kształt wiązki lasera, w okolicy soczewki skupiającej, w przekroju wzdłużnym, na podstawie którego obliczono współczynnik jakości  $M^2$ . Jest on gorszy od takiego samego, zmierzonego dla jednego z łobów wiązki nie transformowanej i wynosi 1,35 [2.46].

### 10.3.2. Filtr Talbota i korekcja fazowa wiązki laserowej za pomocą zwierciadeł fazowych

Transformacja wiązki za pomocą periodycznej płytki fazowej nasuwa inne rozwiązania korekcji wiązki lasera już wewnątrz rezonatora optycznego, jak to pokazano na rysunku 10.14. W laserze zaopatrzonym w siatkowe filtry Talbota można zastosować transmisyjne zwierciadło wyjściowe przygotowane w ten sam sposób, jak całkowicie odbijająca płytka fazowa, z tym, że uskoki powinny znajdować się na zewnątrz rezonatora. Innym rozwiązaniem jest zastosowanie zwierciadła z powierzchniami fazowymi po obu stronach i usunięcie niepotrzebnej, w takiej konstrukcji, siatki Talbota. Rolę filtra Talbota spełnia tu powierzchnia wewnętrzna zwierciadła z periodycznie zmieniającą się fazą [10.7, 10.13]. W obydwu rozwiązaniach powinno nastąpić odwrócenie faz amplitudy pola do jednego znaku.



Rys. 10.14. Możliwe rozwiązania transformacji wiązki lasera już wewnątrz rezonatora optycznego za pomocą zwierciadeł fazowych [2.36, 10.7, 10.13]

Fig. 10.14. Possible solutions of the laser beam transformation inside the laser resonator using the phase mirrors [2.36, 10.7, 10.13]

Filtr Talbota w laserach falowodowo-szczelinowych można wykonać na kilka sposobów:

- wstawienie periodycznej siatki z cienkich drutów [2.36, 10.2],



- zastosowanie zwierciadła z naciętymi rysami [2.36],
- zastosowanie zwierciadła z periodycznie zmieniającą się fazą [10.7, 10.13].

### 10.4. Laser z falowodem płaskim jako dyfrakcyjna siatka braggowska

W laserze z falowodem płaskim zaopatrzonym w rezonator płasko-płaski cztery fale stojące interferują ze sobą na różny sposób, dając na wyjściu lasera mieszaninę modów typu  $EH_{m,n}$ , których rozkład można określić wyrażeniem

$$E_{m,n}(x,y) = E_0 \sin\left(\frac{m\pi x}{w}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{a}\right), \quad (10.17)$$

w którym:

$E$  – pole elektryczne fali stojącej,

$m, n$  – liczby całkowite.

$m, w$  – wymiary falowodu (patrz rysunek),

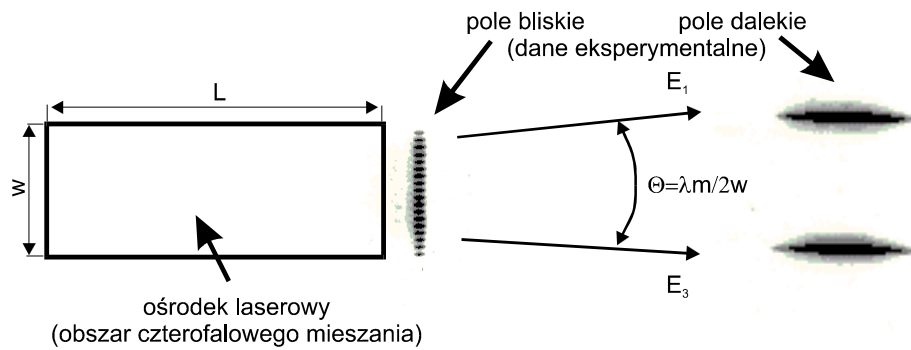
W laserze falowodowo-szczelinowym wysokość  $a$  (w kierunku osi  $X$ ) falowodu jest dużo mniejsza niż jego wymiar poprzeczny  $w$  (w kierunku osi  $Y$ ). W związku z tym mamy dużą różnicę pomiędzy liczbą Fresnela  $N_x$  oraz  $N_y$

$$N_x = \frac{w^2}{\lambda L} \gg 1, \quad N_y = \frac{a^2}{\lambda L} \leq 1. \quad (10.18)$$

Konsekwencją małej liczby Fresnela  $N_y$  dla wymiaru falowodu w kierunku osi  $Y$  jest propagacja modu podstawowego w tym kierunku ( $n = 1$ ). Poprzeczny,  $X$  wymiar falowodu z jego względnie dużą liczbą Fresnela  $N_x$  pozwala na propagację modu wyższego rzędu ( $m \geq 1$ ). Jak to pokazano na rysunku 10.15, jeden z wyselekcjonowanych modów  $E_{m,1}$  może być przedstawiony jako obraz dwóch nakładających się fal pod kątem  $\Theta = \lambda m / 2w$ . W tym przypadku obraz interferencyjny zawiera 10 maksimumów i 10 minimumów, tworząc mod  $E_{20,1}$ .

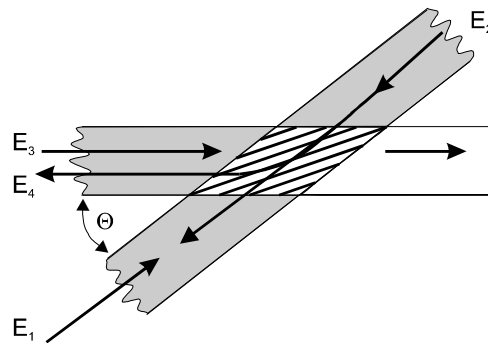
Przyjmując model krzyżujących się i nakładających się wzajemnie fal ( $E_1$  i  $E_3$  – jak na rysunku 10.16) nietrudno zauważyć, że w pewnych idealnych przypadkach fale te wytwarzają swoistą przestrzenną siatkę dyfrakcyjną, podobną do braggowskiej w kryształach siatki holograficznej lub wytwarzanej w eksperymentach akustooptycznych. Zjawisko to opisuje się modelem czterofalowego mieszania (jedna z głównych technik optyki nieliniowej), na skutek którego powstają tzw. indukowane siatki dyfrakcyjne. Aby powstało zjawisko czterofalowego mieszania, siatka powinna być braggowska lub tzw. „gruba”. Warunek ten jest ustalony wartością pewnego parametru, który został wywiedziony z teorii czterofalowego mieszania przez prof. W.R. Kleina oraz jego ucznia B.D. Cooka (stąd jego nazwa). Parametr Kleina–Cooka  $Q$  został wprowadzony do wyjaśnienia zjawisk ugięcia koherentnej

fali świetlnej w ośrodkach, przez które przemieszcza się fala ultradźwiękowa [10.11].



Rys. 10.15. Rezultat mieszania czterofalowego w obszarze ośrodka laserowego o długości  $L$ , szerokości  $w$  i wysokości  $a$  (nie zaznaczonej na rysunku). Powstaje na wyjściu lasera (pole bliskie) mod  $EH_{20,1}$  zobrazowany na ekranie fluorescencyjnym jako 20 plamek i ten sam obraz w polu dalekim w postaci dwóch przestrzennie rozdzielonych ostrych „lobów” (pole dalekie) [2.36]

Fig. 10.15. The result of four-wave mixing. A mod  $EH_{20,1}$  is visible at the output of the slab-waveguide and the same picture in a far-field (right) [2.36]



Rys. 10.16. Ilustracja zdegenerowanego mieszania czterofalowego (opis w tekście)

Fig. 10.16. The illustration of the degenerate four-wave mixing

### 10.4.1. Indukowane siatki

Rozpatrzmy krzyżujące się fale koherentne rozchodzące się w ośrodku optycznym jak na rysunku 10.14. Krzyżujące się fale  $E_1$  i  $E_2$  (tzw. pompujące) oraz fala  $E_3$  (tzw. próbna) indukują przestrzenną periodyczną modulację optycznie nieliniowego ośrodka jako fazową lub amplitudową siatkę współczynnika załamania. Kiedy wszystkie trzy

fale mają tę samą częstotliwość  $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3$  (tzw. mieszanie zdegenerowane), powstaje siatka statyczna. (W eksperymencie akusto-optycznym wygląda to jak „zamrożona” fala ultradźwiękowa). Fale  $E_1$  i  $E_3$  indukują siatkę współczynnika załamania z okresem  $\Lambda$ , danym przez wyrażenie

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2n_r \sin(\Theta/2)}, \quad (10.19)$$

w którym:

$\Theta$  – kąt między falami  $E_1$  i  $E_3$  (por. z rys. 10.15),

$\lambda$  – długość fali świetlnej,

$n_r$  – współczynnik załamania ośrodka.

Siatka długości  $L$  spełnia warunki siatki braggowskiej lub grubej siatki holograficznej, kiedy parametr Kleina–Cooka  $Q$  jest dużo większy od jedności [10.11]

$$Q = \frac{2\pi L \lambda}{\Lambda^2 n_r} \gg 1. \quad (10.20)$$

Dla tego warunku siatka indukowana przez fale  $E_1/E_3$  jest wystarczająco gruba, aby w braggowski sposób ugiąć część fali  $E_2$  w falę  $E_4$  (tzw. fazowo sprzężoną falę odbitą). Współczynnik odbicia  $R$ , definiowany jako stosunek fali ugiętej o natężeniu  $I_4$  do fali próbnej o natężeniu  $I_3$ , ma postać [10.14]

$$R = \frac{I_4}{I_3} = \tan^2\left(\frac{\pi}{\lambda} \Delta n L\right), \quad (10.21)$$

gdzie  $\Delta n$  – amplituda zmian współczynnika załamania indukowana przez braggowską siatkę  $E_1/E_3$ .

#### 10.4.2. Indukowane siatki w laserach falowodowo-szczelinowych

Łatwo zauważyć podobieństwo między modelem struktury falowej w laserze z falowodem płaskim a strukturą przestrzennej siatki dyfrakcyjnej wytwarzanej na skutek mieszania czterofalowego (por. rys. 10.4 i 10.14). Cztery krzyżujące się fale interferują w obszarze nieliniowego ośrodka (ograniczonego na rys. 10.4 białą linią). Może nim być zarówno ośrodek absorpcyjny, jak i wzmacniający, laserowy. Jako rezultat mieszania czterech fal ( $E_1/E_2$  oraz  $E_3/E_4$ ) mogą powstać trzy stabilne, interferencyjne struktury siatek (rys. 10.17) [10.4].

➤ Siatki (a) i (b) powstają na skutek nałożenia się stojących fal  $E_3/E_4$  lub odpowiednio  $E_1/E_2$ , z okresem

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2n_r}, \quad (10.22)$$

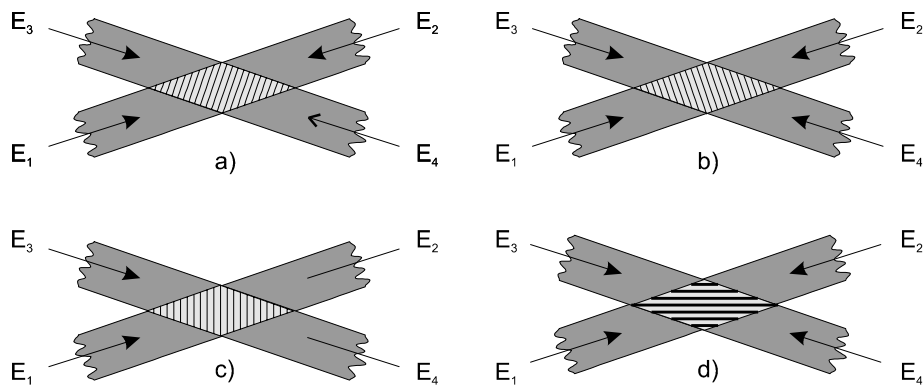
gdzie  $\lambda$  – długość fali.

➤ Siatka (c), tworzona przez system fal  $E_1/E_4$  lub  $E_3/E_2$  (tzw. siatka krótkoperiodyczna), ma okres

$$A = \frac{\lambda}{2n_r \cos(\Theta/2)}. \quad (10.23)$$

➤ Dominującą rolę w procesie mieszania czterofalowego odgrywa siatka (d) o dużym okresie  $A$

$$A = \frac{\lambda}{2n_r \sin(\Theta/2)}. \quad (10.24)$$



Rys. 10.17. Ilustracja możliwych obrazów jako skutek interferencji czterofalowej  
Fig. 10.17. The illustration of all possible induced gratings as a result of the four wave interference

W krótkoperiodycznych siatkach (a), (b) i (c) przestrzeń pomiędzy zmianami współczynnika załamania jest rzędu długości fali wytwarzanej przez laser i w przypadku laserów gazowych jest ona rzędu średniej drogi swobodnej cząsteczek ośrodka laserowego. Jako rezultat dyfuzji termicznej w gazach powstaje zjawisko „wymywania” siatek krótkoperiodycznych, które tym samym nie dają wkładu w proces czterofalowego mieszania. Siatki jak na rysunku 10.17d, na skutek małego kąta  $\Theta$  między falami (kilka mrad), mają znacznie większy okres ( $A \gg \lambda$ ) i nie poddają się zjawisku „wymywania”.

Zależnie od natury optycznie nieliniowego ośrodka, który można scharakteryzować przez zespolony współczynnik załamania  $n_r(I, \nu)$ , (gdzie  $I$  – natężenie promieniowania, a  $\nu$  – częstotliwość światła), możemy wyróżnić trzy rodzaje indukowanych siatek dyfrakcyjnych:

1 – siatki amplitudowe, kiedy interferencja fal indukuje tylko modulację zespolonej części współczynnika załamania (ośrodki absorpcyjne lub wzmacniające),

2 – siatki fazowe, kiedy interferencja fal indukuje tylko modulację rzeczywistej części współczynnika załamania (typowe dla fal ultradźwiękowych),

3 – siatki mieszane, kiedy występują obydwa powyższe efekty.

Zakładając jednorodnie poszerzone przejścia laserowe, co jest właściwe dla falowodowych laserów CO<sub>2</sub> w typowych warunkach eksperymentalnych, podatność dielektryczną ośrodka  $\chi$  możemy określić przez wyrażenie [10.1, 10.15]

$$\chi(I, \Delta) = \frac{2g_0}{k} \frac{i + \Delta}{1 + \Delta^2 + II_S}, \quad (10.25)$$

gdzie:

$$k = 2\pi/\lambda,$$

$\lambda$  – długość fali,

$g_0$  – współczynnik wzmocnienia natężenia dla małego sygnału,

$I_S$  – natężenie nasycenia,

$I$  – natężenie wewnątrz wnęki laserowej,

$\Delta$  – znormalizowane odstrojenie częstotliwości lasera od centrum linii wzmocnienia  $\omega_0$ , dane przez

$$\Delta = 2 \frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega}, \quad (10.26)$$

gdzie  $\Delta\omega$  – szerokość linii wzmocnienia.

Zmiana współczynnika załamania  $\Delta n_r(I, \Delta)$  indukowanego przez falę o natężeniu  $I$  może być obliczona z

$$\Delta n_r(I, \Delta) = \frac{1}{2} \chi(I, \Delta) = \frac{g_0}{k} \left( \frac{i + \Delta}{(1 + \Delta^2)^2} \frac{I}{I_S} \right) = \Delta n_r' + i \Delta n_r''. \quad (10.27)$$

W przypadku dwóch przecinających się fal stojących wyrażenie (10.27) może być użyte do zdefiniowania zarówno systemu siatek fazowych (część rzeczywista  $\Delta n_r'$ ), jak i siatek amplitudowych (część urojona  $\Delta n_r''$ ). Rzeczywista część indukowanego współczynnika załamania  $\Delta n_r$ , odpowiedzialna za siatkę fazową, jest dana przez wyrażenie

$$\Delta n_r' = \frac{g_0}{k} \frac{\Delta}{(1 + \Delta^2)^2} \frac{I}{I_S}, \quad (10.28)$$

a urojona część współczynnika załamania  $\Delta n_r''$ , odpowiedzialna za siatkę amplitudową, jest dana przez

$$\Delta n_r'' = \frac{g_0}{k} \frac{1}{(1 + \Delta^2)^2} \frac{I}{I_S}. \quad (10.29)$$

Dla laserów CO<sub>2</sub> z falowodem płaskim częstotliwość generacji lasera zwykle leży w pobliżu centrum linii wzmocnienia ( $\Delta \ll 1$ ) na skutek zjawiska przeskoku linii

(efekt silnej konkurencji między przejściami rotacyjnymi). Kontynuując rozważania dla siatek amplitudowych (10.29) formowanych w ośrodkach laserowych, możemy oszacować zmiany współczynnika załamania z wyrażenia (10.29), zakładając typowe warunki dla wzbudzanych prądem w.cz. laserów CO<sub>2</sub> z falowodem płaskim [10.3]:

- parametr nasycenia  $I/I_s \approx 1$ ,
- wzmocnienie dla małego sygnału  $g_0 = 0,3 \text{ m}^{-1}$ ,
- długość fali  $\lambda = 10,6 \text{ }\mu\text{m}$ .

Dla tych wartości parametrów zmiany współczynnika załamania wynoszą  $\Delta n_r'' \approx 5 \cdot 10^{-6}$ .

### 10.4.3. Efekt samosynchronizacji modów

Zgodnie z dotychczasowymi rozważaniami możemy traktować wytworzone mody w rezonatorze lasera z falowodem płaskim jako rezultat interferencji czterech fal stojących [10.4]. Jeżeli siatka spełnia warunek Bragga, mogą wystąpić cztery elementarne dyfrakcje braggowskie na wspólnej siatce uformowanej wewnątrz rezonatora laserowego. Zjawisko to wyjaśniono na rysunku 10.18:

- $E_1'$  jest częścią fali  $E_4$  (ugiętej na wspólnej siatce braggowskiej), biegnącej w fazie z falą  $E_2$ ,
- $E_2'$  jest częścią fali  $E_3$  (ugiętej na wspólnej siatce braggowskiej), biegnącej w fazie z falą  $E_1$ ,
- $E_3'$  jest częścią fali  $E_1$  (ugiętej na wspólnej siatce braggowskiej), biegnącej w fazie z falą  $E_4$ ,
- $E_4'$  jest częścią fali  $E_2$  (ugiętej na wspólnej siatce braggowskiej), biegnącej w fazie z falą  $E_3$ .

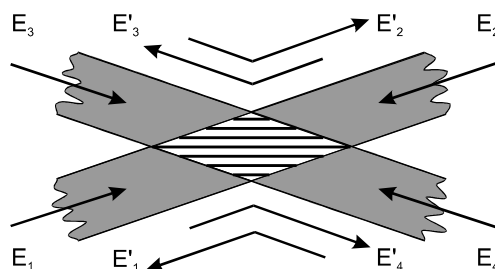
Wszystkie te zjawiska są odpowiedzialne za wewnętrzne wzajemne sprzężenie między wszystkimi wymienionymi falami. Zjawisko sprzężenia jest odpowiedzialne za efekt samostabilizacji modów w laserze z falowodem płaskim – uformowany w rezonatorze takiego lasera stabilny mod jest bardziej odporny na poprzeczne (w kierunku osi  $X$ ) zmiany współczynnika załamania ośrodka wzmacniającego.

Rozważmy laser CO<sub>2</sub> z falowodem płaskim ( $\lambda = 10,6 \text{ }\mu\text{m}$ ) o wymiarach:  $L = 400 \text{ mm}$ ,  $w = 20,7 \text{ mm}$ ,  $d = 2 \text{ mm}$  [2.46]. Zgodnie z zależnością (10.20), parametr  $Q$  Kleina–Cooka zależy od periodu  $\Lambda$  siatki. Z drugiej strony period  $\Lambda$  jest dany przez

$$\Lambda = \frac{w}{m}. \quad (10.30)$$

Długość  $L$  lasera jest równoważna z długością siatki braggowskiej. Po skompilowaniu wyrażenia (10.30) i warunku (10.20) można sformułować wymagania na rząd  $m$  modu, który zapewnia dyfrakcję braggowską

$$m \gg w \sqrt{\frac{n_r}{2\pi\lambda L}}. \quad (10.31)$$



Rys. 10.18. Ilustracja czterech elementarnych dyfrakcji braggowskich w rezonatorze lasera falowodowo-szczelinowego

Fig. 10.18. Explanation of the four elementary Bragg diffraction effects in the slab laser resonator

Warunek Bragga wymaga małych wartości okresu  $\Lambda$  siatki. Dla rozpatrywanej geometrii lasera warunek  $Q > 1$  jest spełniony dla  $m = 5$ , a wtedy  $Q(m = 5) = 1,7$ . Współczynnik braggowskiego odbicia  $R$  jednego z ugiętych promieni (rys. 10.18) – jako rezultat procesu mieszania czterofalowego – jest dany przez

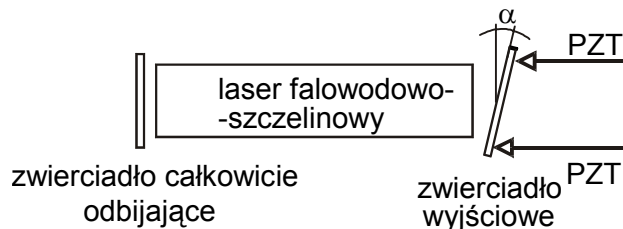
$$R = \tan^2 \left( \frac{\pi \Delta n_r}{\lambda} \right). \quad (10.32)$$

Dla rozpatrywanych warunków ( $\Delta n_r = \Delta n_r''$  – przypadek amplitudowej indukowanej siatki) braggowskie odbicie jest w przybliżeniu równe  $R \approx 7 \cdot 10^{-3}$ . I to jest miarą wewnętrznego sprzężenia fal biorących udział w procesie mieszania.

Sprzężenie to można oszacować liczbowo. Dla lasera z falowodem płaskim o mocy wyjściowej 100 W i transmisji zwierciadła wyprzęgającego równej 10% dwie fale biorące udział w formowaniu siatki mają po około 500 W. Zakłada się, że dla takiego lasera moc wewnątrz rezonatora jest około 10 razy większa od wyjściowej. Z wyrażenia (10.32) wynika, że tylko 0,35 W mocy wewnątrz rezonatora jest ugięta braggowsko.

Dowodem na istnienie wzajemnego sprzężenia pomiędzy przenikającymi się ugiętymi braggowsko falami w rezonatorze z falowodem płaskim są wyniki obserwacji struktury modowej lasera. Liczba siatek mogących pojawić się w rezonatorze jest równa liczbie generowanych modów. W warunkach pracy wielomodowej mody lasera pokrywają się wzajemnie, wysycając wzmocnienie w całym obszarze rezonatora, „wymywając” jakąkolwiek mogącą się tam pojawić siatkę. Dla tego przypadku nie należy oczekiwać efektu dyfrakcji. W warunkach pracy jednomodowej, kiedy indukowana siatka jest dobrze zdefiniowana, występuje wzajemne sprzężenie braggowsko ugiętych fal. Ponieważ wewnętrzne sprzężenie poprawia samostabilizację modu falowodowego, należy oczekiwać większej odporności lasera na poprzeczne (wokół osi  $Y$ ) rozjustowanie zwierciadła laserowego. Jako miarę sprzężenia można zatem przyjąć kąt  $\alpha_{\text{stab}}$  odchylenia zwierciadła, w ramach którego mod jest ciągle utrzymywany. Dalsze odchylenie prowadzi do przeskoku pracy lasera w inny mod. Na rysunku 10.19 wyjaśniono procedurę pomiarową. Czyste odchylenie kątowne zwierciadła (bez prze-

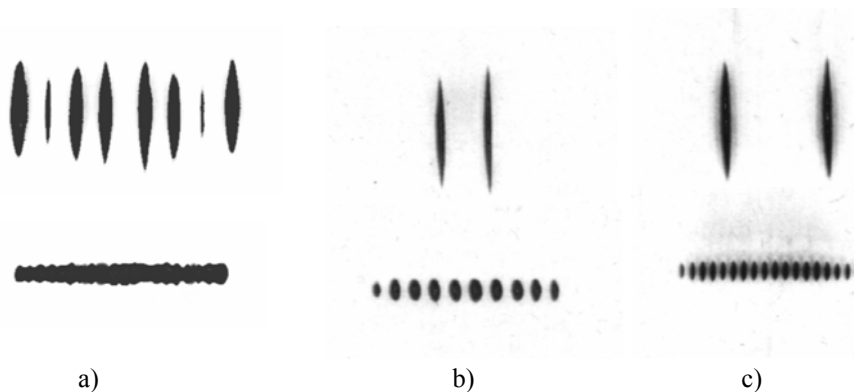
suwu wzdłuż osi  $Z$  rezonatora) można otrzymać przez precyzyjne strojenie za pomocą elementów piezoceramicznych.



Rys. 10.19. Wyjaśnienie procedury pomiaru dopuszczalnego kąta odchylenia zwierciadła.  
PZT – przesuwniki piezoceramiczne

Fig. 10.19. Explanation of the measuring of the tilting angle.  
PZT – piezoceramic transducers

Na rysunku 10.20 zaprezentowano trzy przykłady pracy lasera falowodowo-szczelinowego zarejestrowane na ekranie fluoroscencyjnym w polu bliskim (dolne ilustracje) i w polu dalekim (górne ilustracje).



Rys. 10.20. Trzy przypadki obrazów modowych otrzymanych w laserze falowodowo-szczelinowym: a) praca wielomodowa, b) mod  $EH_{10,1}$ , c)  $EH_{20,1}$  zarejestrowane w polu bliskim (niżej) i polu dalekim (wyżej) [10.5]

Fig. 10.20. Three cases of the output mode pattern from the slab-waveguide laser: a) multimode, b) single  $EH_{10,1}$  mode and c) single  $EH_{20,1}$  mode registered at the near field plane (lower pictures) and the far field plane (upper pictures) [10.5]

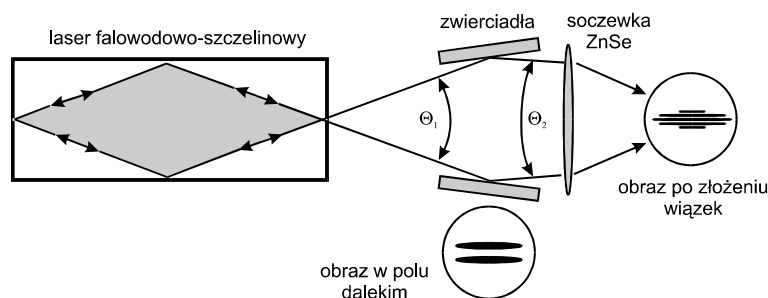
Pracę wielomodową pokazano na rysunku 10.20a. Jak widać, pole bliskie dla tego przypadku jest niemal całkowicie wypełnione przez promieniowanie laserowe i żadna struktura odpowiedzialna za istnienie siatki nie może być zdefiniowana. Dokładniej, laser pracuje tu w czterech modach, co lepiej jest widoczne w polu dalekim (górna ilustracja). Zakres kąta trzymania  $\alpha_{\text{stab}}$  nie przekracza w tym przypadku  $20 \mu\text{rad}$  (dla



każdego modu). Inne wyniki otrzymuje się dla pracy jednomodowej, np. w modzie  $EH_{10,1}$  (rys. 10.20b) lub  $EH_{20,1}$  (rys. 10.20c). Otrzymano wartości kątów trzymania odpowiednio  $\alpha_{\text{stab}} = 60 \mu\text{rad}$  i  $\alpha_{\text{stab}} = 70 \mu\text{rad}$ . Laser z falowodem płaskim w warunkach pracy jednomodowej jest mniej czuły na odchylenie zwierciadeł niż w pracy wielomodowej. Wynik ten może być wyjaśniony samostabilizującym mechanizmem wytworzonym przez wewnętrzne braggowskie sprzężenie pomiędzy falami wewnątrz rezonatora. Dla modu  $EH_{10,1}$  parametr Kleina–Cooka wynosi  $Q = 6,7$ , a dla modu  $EH_{20,1}$  jest równy  $Q = 24,8$  i spełnia warunki dyfrakcji braggowskiej.

## 10.5. Laser pierścieniowy jako wynik czterofalowego mieszania

Z otrzymanych wyników, zarówno teoretycznych, jak i eksperymentalnych, wiadomo, że w strukturze lasera z falowodem płaskim, w zamkniętej wnęce, czyli ze ściankami bocznymi, generowane są cztery fale, które opuszczają falowód pod kątem  $\Theta = \lambda m/2w$  (w tym rozdziale nazwiemy go  $\Theta_1$ ). Na rysunku 10.21 zilustrowano eksperyment, który miał na celu koherentne zsumowanie fal wyjściowych z lasera [2.36].

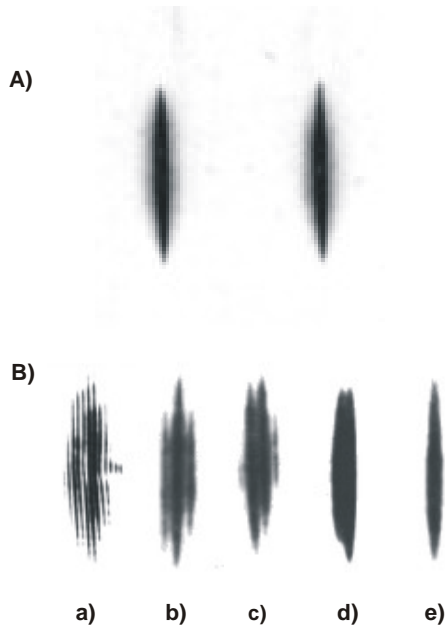


Rys. 10.21. Interferencja wiązek wyjściowych z lasera o falowodzie płaskim.  
Koncepcja lasera pierścieniowego [2.36]

Fig. 10.21. Interference of output beams from a slab-waveguide laser.  
Idea of the ring laser [2.36]

Jak wiadomo z poprzednich rozważań, fale te w polu dalekim wytwarzają charakterystyczny obraz w postaci dwóch ostrych łobów. Za pomocą widocznych na rysunku zwierciadeł oraz soczewki wiązki te można skupić na ekranie. Obserwuje się wtedy nieruchomy obraz interferencyjny. Nieruchomy obraz jest jeszcze jednym dowodem na to, że obydwa łoby, obydwie wiązki, niosą w sobie tę samą informację, mają tę samą częstotliwość. Na rysunku 10.22 pokazano rezultaty takiej interferencji. Jako obraz wyjściowy widzimy dwa ostre łoby (rys. 10.22A) poddawane dalszej transformacji, której skutkiem są różne obrazy interferencyjne (rys. 10.22B). Poszczególne obrazy różnią się na skutek innego doboru kąta  $\Theta_2$ . Przy odpowiednim rozstawieniu zwierciadeł pomoc-

nicznych i soczewki, można złożyć obydwie łoby, tworząc obraz interferencyjny jak na rysunku a), a nawet obraz jak na rysunku e), gdzie widać niemal jeden prążek.



Rys. 10.22. Rezultat (B) interferencji wiązek wyjściowych (A) lasera falowodowo-szczelinowego z selektorem Talbota [2.36]  
 Fig. 10.22. The result (B) of interference between two laser lobes (A) of the slab-waveguide laser with a Talbot selector [2.36]

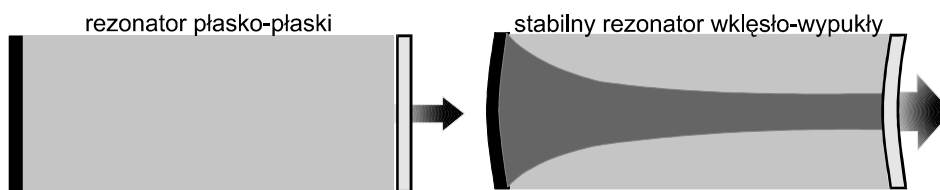
Eksperyment ten potwierdza, że laser z falowodem płaskim można traktować jak laser pierścieniowy. Na rysunku. 10.21 dokładniej wyjaśniono idę takiego hipotetycznego lasera, który może być również traktowany jako żyroskop laserowy [10.8].

Jak wiadomo, czułość żyroskopu laserowego zależy od powierzchni zakreślonej ramionami lasera pierścieniowego. Na rysunku zaznaczono gabaryty takiego lasera – ciemniejszy romb. Biorąc pod uwagę realne wartości, takie jak długość i szerokość falowodu płaskiego i kąt rozbiegania się wiązek laserowych, można obliczyć poszukiwaną powierzchnię. Jeżeli  $L = 0,38$  m,  $w = 0,04$  m,  $\lambda = 10,6 \cdot 10^{-6}$  m, a  $\Theta = \lambda m / 2w$ , to dla  $m = 10$  powierzchnia ta wynosi zaledwie około  $8,4 \cdot 10^{-7}$  m<sup>2</sup>, a podstawową trudnością w realizacji omawianej tu idei jest sama fizyka działania lasera falowodowego z selektorem Talbota, bo tylko w takim łatwo uzyskać dobrze zdefiniowane wiązki. Obrót takiego żyroskopu powinien spowodować przesuwanie się prążków interferencyjnych. Powodem tego będzie zmiana częstotliwości obydwu wiązek laserowych względem siebie. Ale to z kolei musi powodować przemieszczenie się obrazu wiązek w polu bliskim, czyli na wyjściu falowodu, a temu właśnie będzie przeciwdziałać „sztywno” ustawiony selektor Talbota dowolnej postaci. Mimo to, sam pomysł hipotetycznego lasera pierścieniowego, opartego na laserze z falowodem płaskim, jest wart przytoczenia, jako jeszcze jeden przykład bogactwa zjawisk spektralnych występujących w omawianych tu laserach.

## 11. Rezonatory dla wnęk laserowych z falowodami płaskimi pozbawionych ścianek bocznych

Wkładem własnym jest weryfikacja danych eksperymentalnych otrzymanych w badaniach nad laserami CO<sub>2</sub> z falowodem płaskim, zarówno w konfiguracji rezonatora stabilnego [2.36], jak i niestabilnego [2.46].

Usunięcie ścianek bocznych w rezonatorach stosowanych w laserach z falowodami płaskimi (rys. 11.1) powinno polepszyć własności spektralne wiązki wyjściowej, powiększyć jej czystość modową. Ścianki boczne powodują podtrzymywanie generacji lasera na wyższych modach poprzecznych i tym samym obniżają czystość spektralną wiązki. (Poza jednym przypadkiem: rezonatorem z selektorem Talbota. Jak to już wyjaśniono, ścianki boczne pozwalają na efektywne czterofalowe mieszanie fal płaskich w rezonatorze, a selektor Talbota utrzymuje stabilny stan generacji w kontrolowanym modzie  $EH_{m,n}$ ). Pozbawienie ścianek bocznych rezonatora zaopatrzonego w zwierciadła płaskie nie przedstawia większego praktycznego znaczenia. Zjustowanie takiego rezonatora do modu podstawowego jest równie trudne jak już omawianego rezonatora ze ściankami bocznymi.



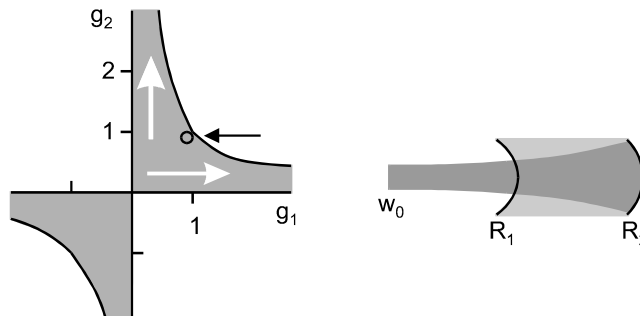
Rys. 11.1. Konfiguracje rezonatorów optycznych bez ścianek bocznych w zastosowaniu do laserów z falowodem płaskim: płasko-płaski (lewy) i wklęsło-wypukły (prawy)

Fig. 11.1. Configurations of the optical resonators without side-walls.  
Left: flat-flat, right: convex-concave

W poszukiwaniu rezonatora optycznego, który mógłby zapewnić generację modu wypełniającego maksymalnie przestrzeń falowodu płaskiego, a równocześnie wykazującego dobre własności spektralne, zatrzymamy się na rezonatorach wklęsło-wypukłych.

## 11.1. Stabilne rezonatory wklęsło-wypukłe

Rezonatory te zajmują dodatnią gałąź uniwersalnego diagramu stabilności (patrz rys. 11.2). Jak widać na rysunku, talia  $w_0$  uformowanej w rezonatorze wiązki znajduje się poza rezonatorem. Rezonator taki, obejmujący laserową wnękę falowodowo-szczelinową, wymusza pracę lasera w modach poprzecznych wysokiego rzędu.



Rys. 11.2. Uniwersalny diagram stabilności. Jasnymi strzałkami zaznaczono obszar zajmowany przez rezonatory wklęsło-wypukłe. Czarną strzałką zaznaczono położenie rezonatora omawianego w tekście.

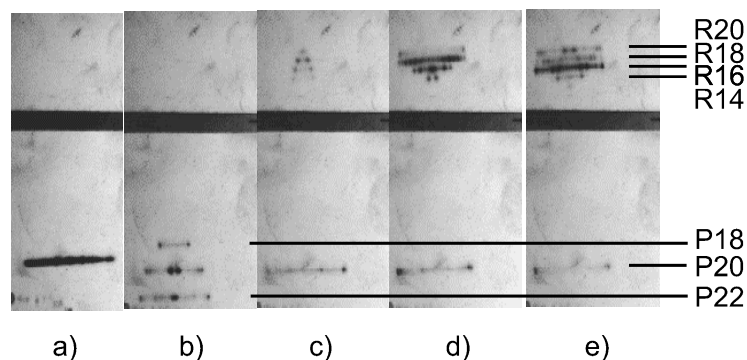
Na rysunku  $w_0$ ,  $R_1$  i  $R_2$  odpowiednio talia wiązki wyjściowej i promienie krzywizn zwierciadeł

Fig. 11.2. Universal stability diagram. Light arrows indicate convex-concave resonators.

$w_0$ ,  $R_1$  and  $R_2$  waist, and mirror radiuses, respectively

Rezultat pracy takiego rezonatora w modach wyższego rzędu pokazano na rysunku 11.3. Zilustrowano stan pracy lasera (na najsilniejszej linii emisyjnej P20), utrzymywany nawet przy względnie dużym skręceniu jednego ze zwierciadeł o kąt  $\alpha = 6$  mrad względem osi rezonatora – rys. 10.19 (dla użytej tu konstrukcji oznaczało to skręcenie śruby justowniczej o ponad pół obrotu).

Praca w modach wysokiego rzędu  $EH_{m,n}$  ( $m$  rzędu 10 i więcej) pozwala rezonatorowi na wybór tej samej, najsilniejszej linii i generację na dowolnych, blisko siebie położonych, modach wyższego rzędu [2.46]. Jest to lepiej widoczne przy dalszym skręceniu zwierciadła, o kąt większy niż 6 mrad. Na rysunkach 11.3b–e pokazano, jak laser z falowodem płaskim może pracować na kilku liniach emisyjnych równocześnie. Praca taka nie przeczy zjawisku konkurencji między przejściami rotacyjnymi. Uważna obserwacja pozwala na stwierdzenie, że każda linia jest generowana w innym, innego rzędu, modzie poprzecznym (rys. 11.3e). Jest to możliwe, ponieważ każdy z tych modów korzysta z innej przestrzeni modowej w rezonatorze – wysyca inne fragmenty przestrzeni rezonatora.



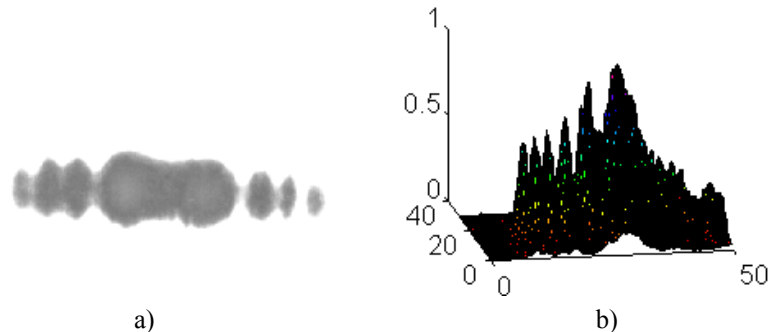
Rys. 11.3. Analiza spektralna wiązki laserowej opuszczającej falowód płaski bez ścianek bocznych zamknięty w rezonator stabilny (wklęsło-wypukły):  
 a) praca na jednej linii, b–e) równoczesna praca na wielu liniach w różnych modach poprzecznych po skręceniu jednego ze zwierciadeł o ponad 6 mrad [2.46]

Fig. 11.3. Spectral analysis of the output laser beam from the slab-waveguide laser without sidewalls in convex-concave configuration:  
 a) operation on the strongest line, b–e) simultaneous operation on a few emission lines but in different transverse modes when one of the mirror is twisted more then 6 mrad [2.46]

### 11.1.1. Stabilny rezonator konfokalny

Jeśli tylko zachowamy krzywizny zwierciadeł tak, aby  $R_1 = R_2 - 2L$ , gdzie  $L$  – długość rezonatora, to rezonator zapewni samoogniskowanie promieniowania wyjściowego z lasera w odległości  $R_1/2$ . Fala generowana w takim rezonatorze nie wysyca co prawda całkowicie obszaru aktywnego lasera, ale ma dobre własności spektralne. Nieregularne natężenie wiązki wyjściowej, wizualizowane na ekranie fluoroscencyjnym (rys. 11.4), to gaussowski mod podstawowy, co łatwo zobaczyć po ustawieniu ekranu w ognisku  $R_1/2$  układu rezonatora. Obserwuje się wtedy pojedynczy (!) łob, co świadczy o jednomodowej pracy lasera. Znacznie czulsza analiza homodynowa potwierdza również ten wynik [2.36].

Prezentowany rezonator, jak i inne, których współrzędne  $g_1$  i  $g_2$  leżą w pobliżu granicy stabilności uniwersalnego diagramu (rys. 11.2), mają największą objętość modową (w granicach obszaru stabilności) o tendencjach do generacji w modzie podstawowym. I jak wszystkie takie rezonatory, są bardzo czułe na warunki zjustowania.



Rys. 11.4. Ślad pozostawiony przez wiązkę wyjściową lasera z rezonatorem wklęsło-wypukłym zarejestrowany na płycie fluorescencyjnej w polu bliskim (a); rozkład natężenia wiązki wyjściowej zdjęty w polu bliskim (b). Rezonator składał się ze zwierciadła całkowicie odbijającego o promieniu krzywizny  $R_2 = 5,4$  m i zwierciadła o transmisji 92% i promieniu krzywizny  $R_1 = 4,6$  m. Długość rezonatora  $L = 0,4$  m [2.36]

Fig. 11.4. Trace of the output laser beam from the slab-waveguide laser without sidewalks in convex-concave configuration (a), intensity distribution of the same beam (b).

Configuration of the optical resonator: output (92%) mirror  $R_1 = 4,6$  m, rare mirror  $R_2 = 5,4$  m, resonator length  $L = 0,4$  m [2.36]

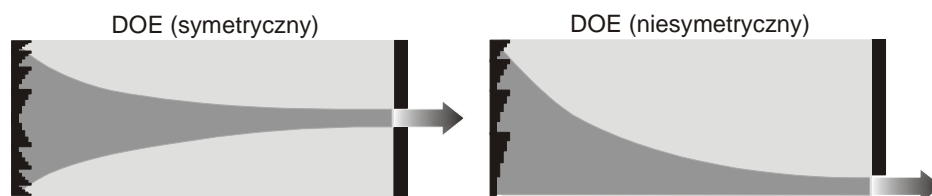
## 11.2. Technika DOE (GPM) i VRM

Technika DOE (*Diffractive Optics Elements*) lub inaczej GPM (*Graded Phase Mirror*) polega na takim wyprofilowaniu powierzchni zwierciadła, aby skoki fazy na zwierciadle prowadziły do wytworzenia żądanej wiązki laserowej. Technika ta pozwala na kontrolę modu laserowego stosownie zaprojektowanym zwierciadłem fazowym. Z łatwością można zaprojektować zwierciadła fazowe dające w wyniku generację lasera w tzw. supermodach. Jak wiadomo, profil takiej wiązki jest spłaszczony (typu *top-hat*) [11.2], co jest korzystne w wielu procesach technologicznych. Na przykład przy drążeniu otworów korzystniejsze jest, aby przekrój poprzeczny natężenia wiązki był nawet większy na jego skrzydłach niż w jego centrum [11.1].

Na rysunku 11.5 zilustrowano prezentowaną metodę profilowania wiązki. Jak widać (wersja symetryczna), rezonator z optyką fazową z powodzeniem zastępuje w swoim działaniu stabilny rezonator wklęsło-wypukły (por. z rys. 11.1).

Metoda GPM jest konsekwencją metody Foxa i Li, którzy podali numeryczny sposób obliczeń profilu końcowego wiązki laserowej zamkniętej w rezonatorze płasko-płaskim. Jak to pokazano w następnych rozdziałach, w wymienionej metodzie trans-

formuje się dowolną falę przebiegającą przez rezonator, śledząc zmiany fazy, jakie zachodzą przy odbiciu od zwierciadeł. Równie dobrze można kontrolować te zmiany fazy przez stosowne wyprofilowanie zwierciadła, czemu służy technika GPM.



Rys. 11.5. DOE – skrót z angielskiego *Diffraction Optics Elements*, zwierciadła (lub elementy transmisyjne) zmieniające fazę padającej na nie fali.

Formowanie wiązki laserowej wewnątrz rezonatora

Fig. 11.5. DOE – *Diffraction Optics Elements* used in the laser beam forming.

Left – symmetrical, right – unsymmetrical

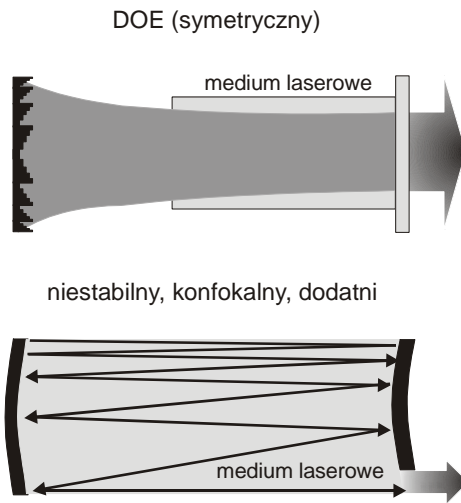
Innym sposobem profilowania wiązki już w procesie generacji, czyli wewnątrz rezonatora laserowego, jest technika VRM (*Variable Reflectivity Mirrors*). Jak sama nazwa wskazuje, zwierciadła pokrywa się warstwą o zmiennym współczynniku odbicia, sprzyjającą generacji stosownego modu, zwykle gaussowskiego. Ostatnia metoda, jak dotychczas, ma niewielkie zastosowanie w laserach CO<sub>2</sub>, z uwagi na względnie mały (ze swojej natury) całkowity współczynnik odbicia, co utrudnia efektywną generację w laserach o względnie niskim współczynniku wzmocnienia, jak w laserach CO<sub>2</sub>.

### 11.3. Rezonatory niestabilne

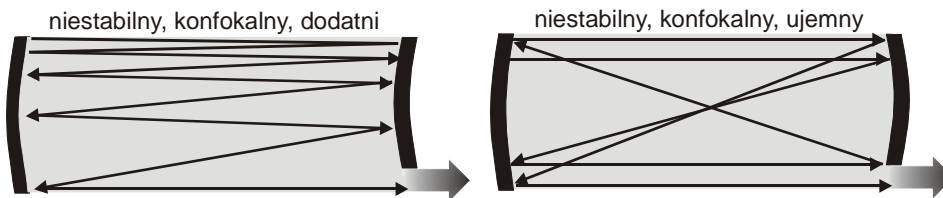
Stosowanie techniki DOE/GPM może zapewnić generację modu wypełniającego dobrze przestrzeń falowodu płaskiego, ale rezonator niestabilny jest pod tym względem znacznie efektywniejszy. Poza tym technologia GPM zawsze wprowadza pewne straty, które obniżają poziom ekstrakcji mocy z wnęki laserowej.

Na rysunku 11.6 pokazano różnicę pomiędzy rezonatorem wykonanym w technice GPM oraz rezonatorem niestabilnym. Jak widać, rezonator niestabilny, już ze swojej natury, wypełnia całkowicie generowanym modem przestrzeń objętą jego zwierciadłami.

Praktyczne znaczenie w laserach technologicznych dużej mocy mają dwa typy rezonatorów niestabilnych: konfokalny z dodatniej oraz konfokalny z ujemnej gałęzi uniwersalnego diagramu stabilności, jak na rysunku 11.7. Obydwa rezonatory zapewniają równoległą, skolimowaną, wiązkę laserową opuszczającą wnękę laserową.



Rys. 11.6. Ilustracja różnicy pomiędzy rezonatorem w technologii DOE i rezonatorem niestabilnym (tu – konfokalnym z dodatniej gałęzi uniwersalnego diagramu stabilności)  
 Fig. 11.6. The difference between a DOE resonator and an unstable, confocal one from a positive branch of the universal stability diagram



Rys. 11.7. Rezonatory niestabilne, konfokalne, odpowiednio z dodatniej i ujemnej gałęzi uniwersalnego diagramu stabilności.  
 Obydwie konfiguracje zapewniają skolimowaną wiązkę wyjściową  
 Fig. 11.7. Confocal, unstable resonators from positive and negative branch of the universal stability diagram, respectively.  
 Both configurations ensure collimated laser beam leaving the laser cavity



## 12. Rezonatory niestabilne w strukturach hybrydowych

Przedstawiono analizę teoretyczną kształtowania się modów w rezonatorze niestabilnym z eksperymentalnymi przykładami wykonanymi z laserem z falowodem płaskim.

Opracowaniem własnym autora jest:

- oryginalna prezentacja wyników teoretycznych, wyników symulacji numerycznych zachowania się modów w rezonatorze niestabilnym (p. 12.4),
- dane eksperymentalne (p. 12.9) obrazujące kształtowanie się stref Fresnela [12.8],
- odkrycie i wyjaśnienie uporządkowanej sygnatury lasera, szczególnie łatwo obserwowanej w laserach z rezonatorem niestabilnym (p. 12.10) [2.46, 12.7].

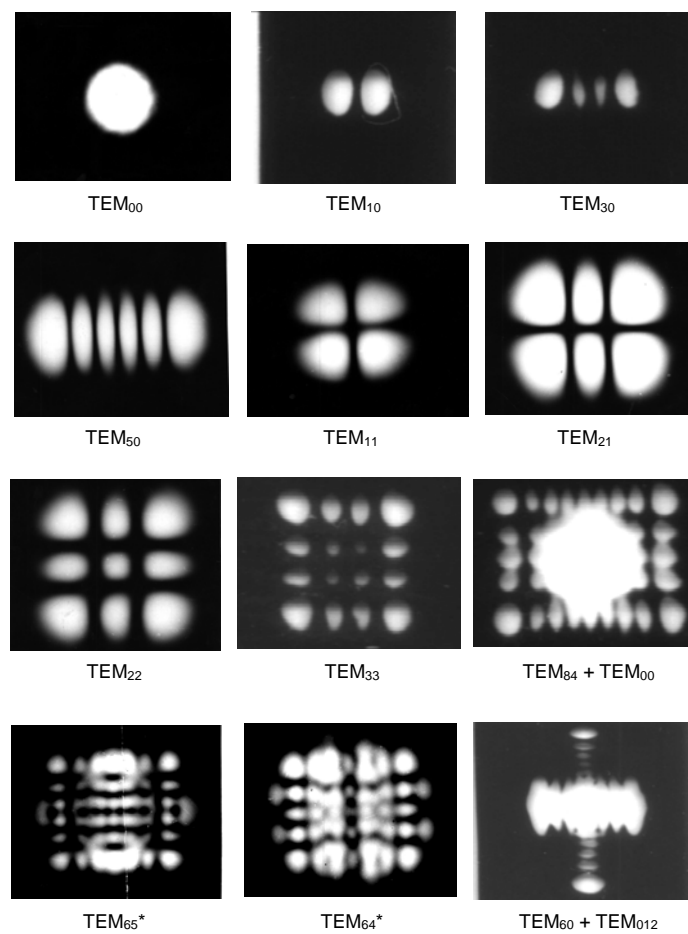
W laserach falowodowych wzbudzanych poprzecznie prądem w.cz. (prostopadle do kierunku z rozchodzenia się generowanego promieniowania) ośrodek laserowy najczęściej jest uformowany, przez elektrody i ścianki ceramiczne, w kształt prostopadłościanu na  $y$  wysokiego i na  $x$  szerokiego. W laserach z falowodami płaskimi, gdzie wymiary poprzeczne ośrodka aktywnego wykazują szczególne zróżnicowanie (duży stosunek  $x$  do  $y$ ), korzystne jest stosowanie rezonatorów optycznych stabilnych w kierunku jednego z wymiarów poprzecznych falowodu i niestabilnych w kierunku drugiego z nich. Konfiguracja taka, tzw. hybrydowa, wykazuje unikatową właściwość: łatwość uzyskania wysokiej jakości wiązki laserowej w jednym z kierunków (np.  $x$  – niestabilnym), niezależnie od konfiguracji zwierciadeł w drugim kierunku (np.  $y$  – stabilnym).

W celu osiągnięcia maksymalnej sprawności lasera konieczne jest, aby obszar zajmowany przez mod lasera był równy obszarowi zajmowanemu przez ośrodek aktywny, a równocześnie były zapewnione warunki do wzbudzania się modu podstawowego. Warunek ten jest nieosiągalny w rezonatorach stabilnych o wymiarach poprzecznych powyżej kilku milimetrów. I właśnie rezonatory niestabilne pozwalają na łatwe dopasowanie podstawowego modu laserowego do ośrodków aktywnych o dużym obszarze, jakie występują w laserach dużej mocy, w tym w laserach CO<sub>2</sub>. Rezonator niestabilny jest szczególnie predysponowany do laserów CO<sub>2</sub> z falowodem płaskim, gdzie wypełnienie całego obszaru wyładowania podstawowo-

wym modem decyduje o uzyskiwanej mocy wyjściowej i jakości wiązki promieniowania.

## 12.1. Mody wytwarzane w rezonatorach niestabilnych

Zwykle właściwości laserowych rezonatorów optycznych prezentowane są w postaci możliwych do generacji obrazów modów (rys. 12.1).



Rys. 12.1. Mody typu  $TEM_{mn}$  optycznego rezonatora stabilnego  
 (\*) – mieszanina modów) lasera He–Ne  $0,63 \mu\text{m}$  [12.6]  
 Fig. 12.1.  $TEM_{mn}$  modes of a stable optical resonator  
 (\*) mixture of different modes) created in a He–Ne  $0,63 \mu\text{m}$  laser [12.6]

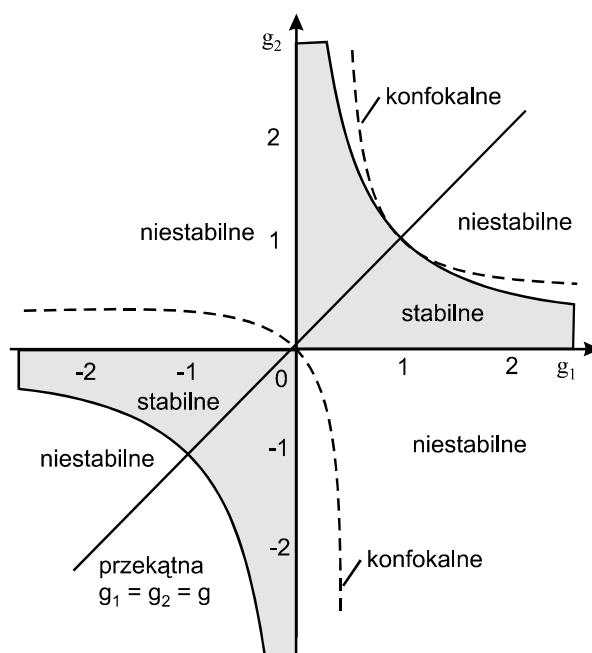
Przedstawione na rysunku 12.1 obrazy to, jak wiadomo, obrazy modów, które powstają w rezonatorach stabilnych, czyli takich, w których iloczyn tzw.  $g$ -parametrów rezonatora optycznego [12.1, 12.9, 8.4], zdefiniowanych jak

$$g_i = 1 - \frac{L}{R_i}; \quad i = 1, 2, \quad (12.1)$$

( $L$  – długość rezonatora,  $R_i$  – promień krzywizny zwierciadeł rezonatora) spełnia warunek

$$|g_1 g_2| < 1. \quad (12.2)$$

Dla jasności obrazu na rysunku 12.2 przedstawiono znany uniwersalny diagram stabilności rezonatorów optycznych. Zaznaczono przekątną  $g_1 = g_2 = g$ , której wartości wybrano do innego rysunku – 12.3. I właśnie ten rysunek daje interesującą nas w tym rozdziale ilustrację właściwości rezonatorów optycznych, w tym niestabilnych.



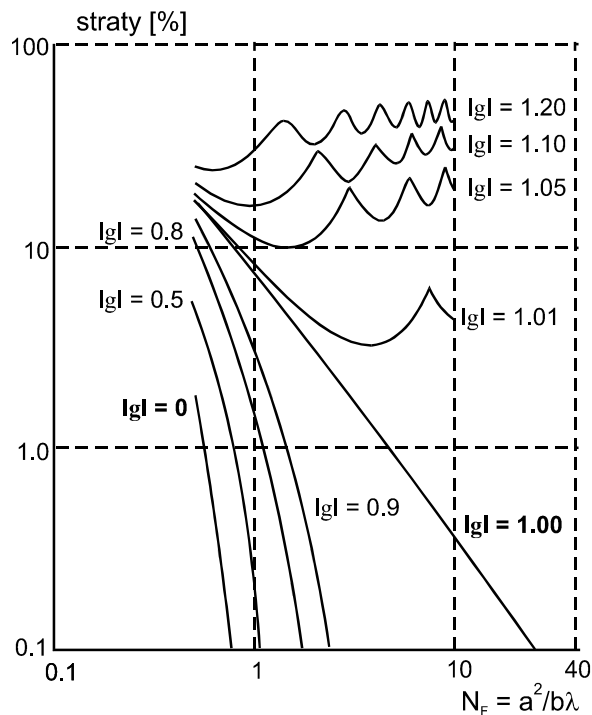
Rys. 12.2. Uniwersalny diagram stabilności rezonatorów optycznych.  
Zaznaczono przekątną  $g_1 = g_2$ , z której wybrano rezonatory do dalszej analizy (patrz rys. 12.3)

Fig. 12.2. Universal stability diagram of optical resonators.  
The diagonal for further analysis (see Fig. 12.3) is indicated

Na rysunku 12.3 przedstawiono straty optyczne wybranych (wzdłuż wspomnianej przekątnej) rezonatorów w zależności od liczby Fresnela  $N_F$ ; liczby wiążącej

wymiary rezonatora ( $a$  – apertura i  $L$  – długość rezonatora) z długością generowanej w nim fali

$$N_F = \frac{a^2}{L\lambda}. \quad (12.3)$$



Rys. 12.3. Wykresy strat rezonatorów, zarówno stabilnych, jak i niestabilnych, w zależności od liczby Fresnela

Fig. 12.3. Characteristics of losses versus Fresnel number for both stable and unstable resonators

Jak widać na rysunku, charakterystyki dla wybranych z przekątnej na rysunku 12.2 rezonatorów stabilnych, czyli do wartości  $*g* \leq 1$ , zawsze „opadają” do osi odciętych [12.2]. Dla rezonatorów niestabilnych,  $*g* > 1$ , następuje jakościowa zmiana zachowania się charakterystyk: „odrywają się” one od osi rzędnych nabierając quasi-periodycznego charakteru w miarę powiększania wartości  $g$ -parametru. Już w pierwszej pracy Fox i Li podali, że periodyczny charakter krzywej straty – liczba Fresnela jest skutkiem nakładania się wielu modów wyższego rzędu [12.3].

Dokładniejszą analizę tego zjawiska przedstawiono dalej, po wyjaśnieniu metody obliczeń zaproponowanej przez Foxa i Li [12.2] oraz metody analizy asymptotycznej zaproponowanej przez Horwitza [12.4, 12.8].

## 12.2. Procedury numeryczne

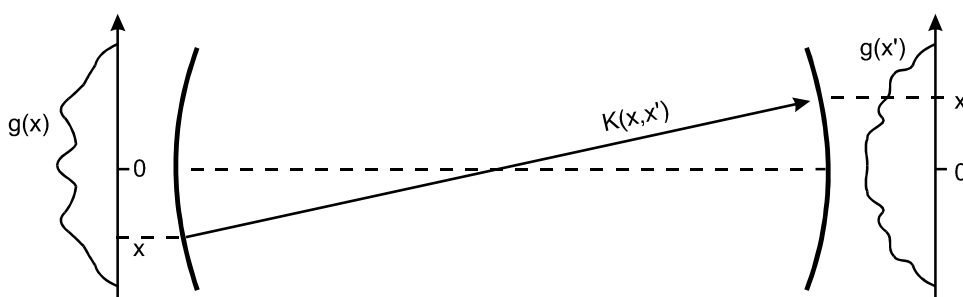
W 1961 roku Fox i Li zaproponowali sposób numerycznych obliczeń strat dla modu laserowego oraz rozkładu natężenia wiązki laserowej na zwierciadle rezonatora [12.3]. Procedura jest dokładnym odbiciem zjawiska fizycznego, jakim jest formowanie się modu w rezonatorze lasera. Zakładając dowolny kształt rozkładu natężenia  $g(x)$  wiązki laserowej na jednym ze zwierciadeł, po transformacji tego profilu za pomocą pewnej funkcji  $K(x, x')$  otrzymujemy na przeciwnym zwierciadle zmieniony profil rozkładu natężenia promieniowania  $g(x')$  – rysunek 12.4. Traktując ten ostatni profil jako wyjściowy, można dokonać kolejnej transformacji za pomocą funkcji  $K(x, x')$ , otrzymując na przeciwnym zwierciadle kolejny profil. Po pewnej liczbie takich transformacji obrazy na zwierciadłach nie zmieniają się. Funkcja  $K(x, x')$  jest matematycznym zapisem znanej zasady Huygensa, na podstawie równania falowego

$$K(x, x') = \sqrt{\frac{i}{\lambda L}} \exp\left(-i \frac{k}{2L} (g_1 x^2 + g_2 x'^2 - 2xx')\right), \quad (12.4)$$

gdzie:

$k$  –  $2\pi/\lambda$ ,

$g_1$  i  $g_2$  – parametry znane z optyki rezonatorów laserowych.



Rys. 12.4. Formowanie się modu w rezonatorze laserowym.

Schematyczne wyjaśnienie procedury numerycznej

Fig. 12.4. Laser resonator mode forming.

A simplified drawing for the explanation of the numerical procedure

Matematycznie profil wiązki laserowej wyjściowej  $g(x')$  transformuje się za pomocą splotu funkcji  $K(x, x')$  i początkowej funkcji  $g(x)$  z dokładnością do pewnej stałej  $\gamma$

$$\gamma g(x') = \sqrt{\frac{i}{\lambda L}} \int_{-a_1}^{a_1} \exp\left(-i \frac{k}{2L} (g_1 x^2 + g_2 x'^2 - 2xx')\right) g(x) dx'. \quad (12.5)$$

Wymieniając po każdej operacji kolejno  $g(x)$  na  $g(x')$  i powtarzając obliczenia, ostatecznie otrzymuje się ustabilizowany rozkład natężenia promieniowania wiązki laserowej na zwierciadle wyjściowym lasera o aperturze  $2a_1$ . Stała  $\gamma$  zwana jest wartością własną równania całkowego (12.5), a  $g(x')$  – funkcją własną. Stała  $\gamma$  związana jest ze stratami  $L_{\text{oss}}$  dla poszczególnych modów  $g(x')$ , jak

$$L_{\text{oss}} = 1 - |\gamma|^2 \quad (12.6)$$

lub dla rezonatora z falowodem płaskim, takiego jak na ogół rozpatrywany w tej pracy (*strip resonator*)

$$L_{\text{oss}} = 1 - \gamma. \quad (12.7)$$

Metoda zaproponowana przez Foxa i Li ma pewną wadę: sprowadza wynik do modu podstawowego formowanego w rezonatorze. Jest to rezultat samej procedury, która przybliża wynik do rozkładu wejściowego. Można tu uciec się do pewnego triku, zakładając rozkład pola wejściowego możliwie zbliżony do oczekiwanego w modzie wyższym.

Rozkłady pól dla modów wyższego rzędu można obliczyć za pomocą procedury zaproponowanej np. przez Horwita [12.4, 12.8], w której całka Fresnela (12.6) rozwijana jest metodami analizy asymptotycznej w szereg. Uszeregowane rosnąco pierwiastki takiego wielomianu odpowiadają za straty  $\gamma$  dla poszczególnych modów odpowiedniego rzędu. Większość cytowanych tu wykresów dotyczących strat i rozkładów pól poszczególnych modów została obliczona tą metodą.

Inną metodą umożliwiającą obliczenie własności modów wyższego rzędu w rezonatorach niestabilnych jest tzw. metoda Prony, zaproponowana przez Siegmana [12.10]. Założono w niej na początku obliczeń mieszaninę różnego rodzaju modów, a procedura selekcjonuje mod żądanego rzędu.

### 12.3. Mody wyższych rzędów w rezonatorze niestabilnym

Rozważmy, przedstawioną na rysunku 12.3, zależność strat modu podstawowego różnych rezonatorów, w tym niestabilnych, od liczby Fresnela  $N_F$ . Quasi-periodyczny charakter funkcji na tym rysunku jest łatwiejszy do wyjaśnienia, jeśli na osi odciętych liczbę Fresnela  $N_F$  zastąpimy tzw. równoważną liczbą Fresnela  $N_{\text{eq}}$ , zdefiniowaną następująco

$$N_{\text{eq}} = \frac{1}{2}(M-1)\frac{a^2}{L\lambda}, \quad (12.8)$$

gdzie  $M$  – powiększenie rezonatora niestabilnego, zdefiniowanego jako stosunek promieni krzywizny jego zwierciadeł

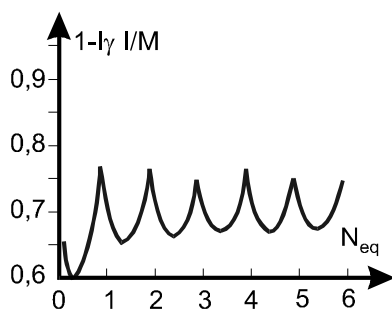
$$M = \frac{R_2}{R_1}. \quad (12.9)$$

Jak pokazano na rysunku 12.5, charakter zmian jest regularny, a widoczne maksima przypadają na wartości

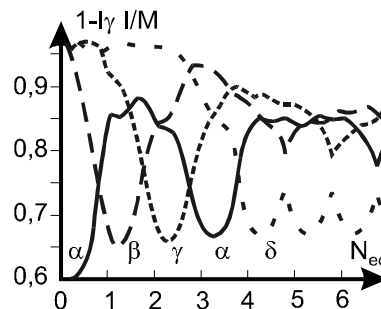
$$N_{eq} = n + 7/8, \quad (12.10)$$

gdzie  $n$  – liczba naturalna.

Widoczną na rysunku charakterystykę straty – równoważna liczba Fresnela narysowano na podstawie obliczeń numerycznych metodą Foxa i Li [12.8]. Jak już powiedziano, widoczne ostre maksima są wynikiem wzajemnego przenikania się modów wyższego rzędu, co nie jest możliwe do pokazania na podstawie algorytmu obliczeń zaproponowanego przez Foxa i Li. Algorytm zaproponowany przez Horwitza umożliwia wyjaśnienie widocznego na rysunku 12.5 obrazu [12.8]. Prawdziwy obraz zachowania się rezonatora niestabilnego w przestrzeni straty – równoważna liczba Fresnela pokazano na rysunku 12.6 [12.4, 12.8].



Rys. 12.5. Unormowane straty rezonatora niestabilnego względem równoważnej liczby Fresnela dla powiększenia  $M = 1,6$  [12.3, 12.4]  
Fig. 12.5. Normalised losses of an unstable resonator versus equivalent Fresnel number for magnification  $M = 1.6$  [12.3, 12.4]

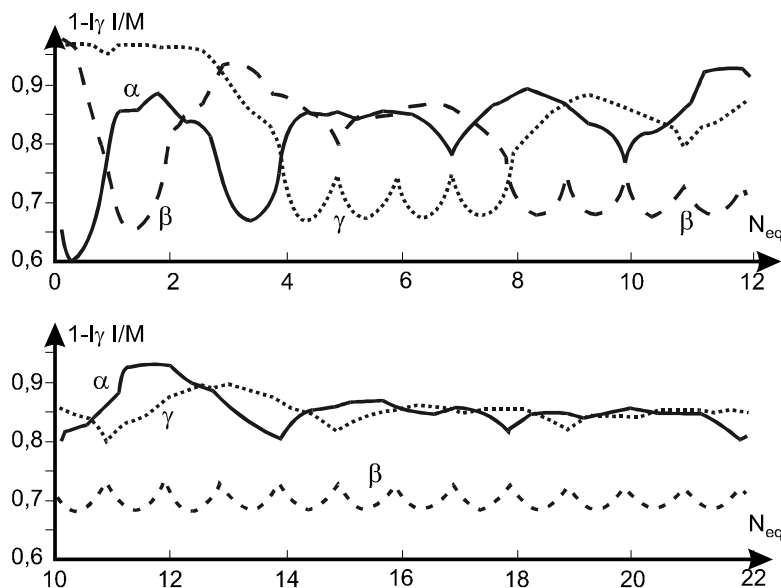


Rys. 12.6. Unormowane straty rezonatora niestabilnego względem równoważnej liczby Fresnela dla powiększenia  $M = 1,6$  [12.8] wg algorytmu Horwitza [12.4]  
Fig. 12.6. Normalised losses of an unstable resonator versus equivalent Fresnel number for magnification  $M = 1.6$  [12.8] according to a Horwith's algorithm [12.4]

Periodyczny obraz z rysunku 12.5 jest skutkiem wzajemnych przecięć wielu modów, jak na rysunku 12.6. Mody te numeruje się na dwa sposoby. Jednym z nich jest oznaczanie ich kolejno tak, jak pojawiają się na wykresie od  $N_{eq} = 0$ , na przykład tak, jak na rysunku. Inny sposób to dla danej liczby  $N_{eq}$  dokonuje się pionowego przecięcia wykresu i mody numeruje się zgodnie z ich przecięciami w kierunku rosnących wartości strat (osi rzędnych).

Dla powiększenia  $M = 1,6$ , jak na wykresie, przecinające się początkowo mody  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  i  $\delta$  wraz ze zwiększającą się równoważną liczbą Fresnela  $N_{eq}$  rozdzielają się, pozostawiając jeden z nich, tu  $\delta$ , na najniższym poziomie strat, pulsujący okresowo w kierunku rosnącej liczby  $N_{eq}$ . Mod ten staje się modem podstawowym, dopóki, dla pewnej większej liczby  $N_{eq}$ , nie przejmie jego roli inny mod, jak to pokazano na rysunku 12.7, przedstawiając wynik obliczeń tylko dla trzech modów, nazwanych kolejno  $\alpha$ ,  $\beta$

i  $\gamma$ . Mody te przejmują na siebie rolę modu podstawowego wraz z rosnącą liczbą  $N_{eq}$ , aż dla pewnej wartości  $N_{eq}$  (tu ponad 8), gdzie modem podstawowym pozostaje tylko mod oznaczony tu jako  $\beta$ . Co nie oznacza, że dla odpowiednio wysokiej liczby  $N_{eq}$  (nawet powyżej 1000) rolę kolejnego modu podstawowego nie przejmie inny mod.



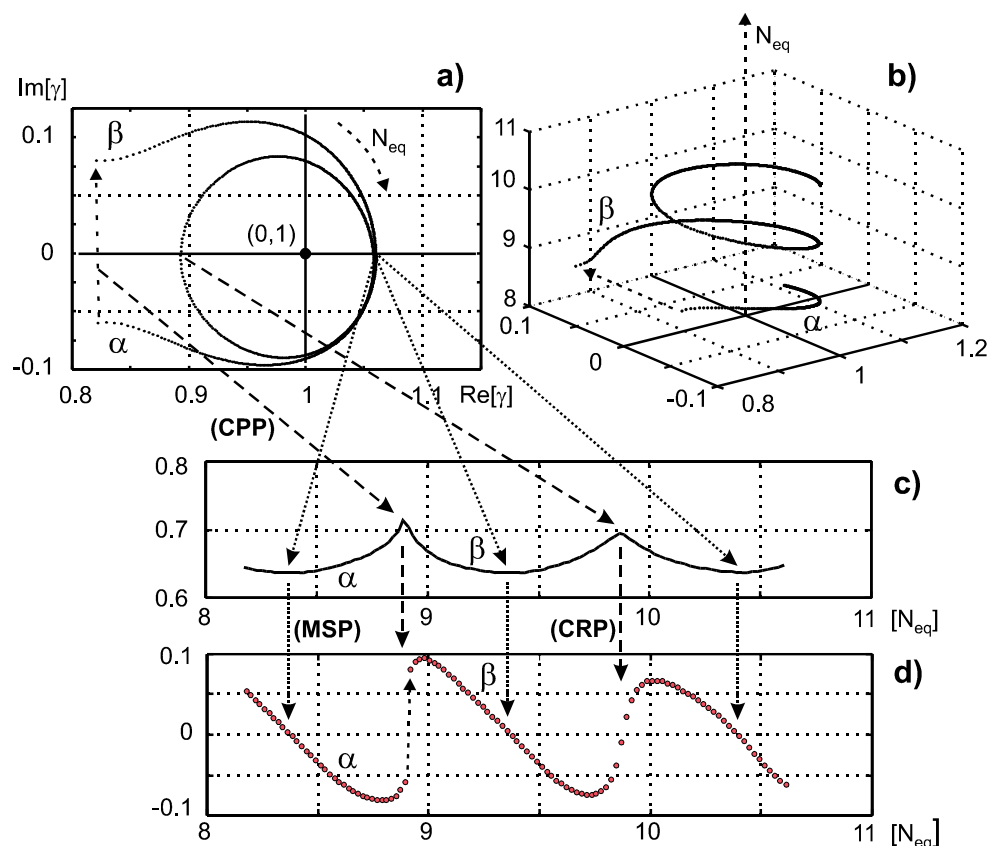
Rys. 12.7. Unormowane straty rezonatora niestabilnego względem równoważnej liczby Fresnela dla powiększenia  $M = 1,6$  [12.8] wg algorytmu Horwitza [12.4], dla szerszego zakresu wartości  $N_{eq}$   
 Fig. 12.7. Normalised losses of an unstable resonator versus equivalent Fresnel number for magnification  $M = 1.6$  [12.8] according to a Horwith's algorithm [12.4], for higher range of  $N_{eq}$

## 12.4. Punkty przecięcia (CRP), maksymalnego dystansu (MSP) i szczytowania (CPP)

Rezultaty obliczeń numerycznych przedstawione na rysunkach 12.6 i 12.7 łatwiej jest wyjaśnić za pomocą rysunków 12.8a–d. Na rysunku 12.8a przedstawiono zależność części urojonej  $\text{Im}[\gamma]$  pierwiastków całki Fresnela (12.6) od ich części rzeczywistej  $\text{Re}[\gamma]$ , otrzymanych dla rezonatora niestabilnego o zwierciadłach  $R_1 = R_2 = -2750$  mm, długiego na  $L = 403$  mm, w zakresie apertury zwierciadła wyjściowego  $a_1 = 7,9 \div 9$  mm i dla fali  $10,6$   $\mu\text{m}$ . W rozważanym zakresie rozmiarów apertury, lub inaczej związanej z nią równoważną liczbą Fresnela  $N_{eq}$ , od około 8 do około 11, wykres zależności  $\text{Im}[\gamma] = f(\text{Re}[\gamma])$  krąży lewoskrętnie wokół punktu ( $\text{Im}[\gamma] = 0$ ,  $\text{Re}[\gamma] = 1$ ) wraz z narastaniem wartości  $N_{eq}$ . Wyraźniej widać to na trójwymiarowej reprezentacji tego samego wykresu na rysunku 12.8b. Każde przejście krzywej przez oś  $\text{Re}[\gamma]$  po stronie wartości większych niż 1 odpowiada za punkt maksymalnego dystansu (*maxi-*



maximum separation point – MSP) na charakterystyce straty w zależności od równoważnej liczby Fresnela  $\gamma = f(N_{eq})$  – por. z rys. 12.8c). Ciągłe przejście krzywej  $\text{Im}[\gamma] = f(\text{Re}[\gamma])$  przez oś  $\text{Re}[\gamma]$  po stronie wartości mniejszych od 1 odpowiada za punkt szczytowania (cusping point – CPP) charakterystyki  $\gamma = f(N_{eq})$ . Natomiast przejście rozważanej krzywej przez oś  $\text{Re}[\gamma]$  również po stronie wartości mniejszych od 1, ale skokowe, odpowiada za punkt przecięcia (crossing point – CPP) charakterystyki  $\gamma = f(N_{eq})$ .

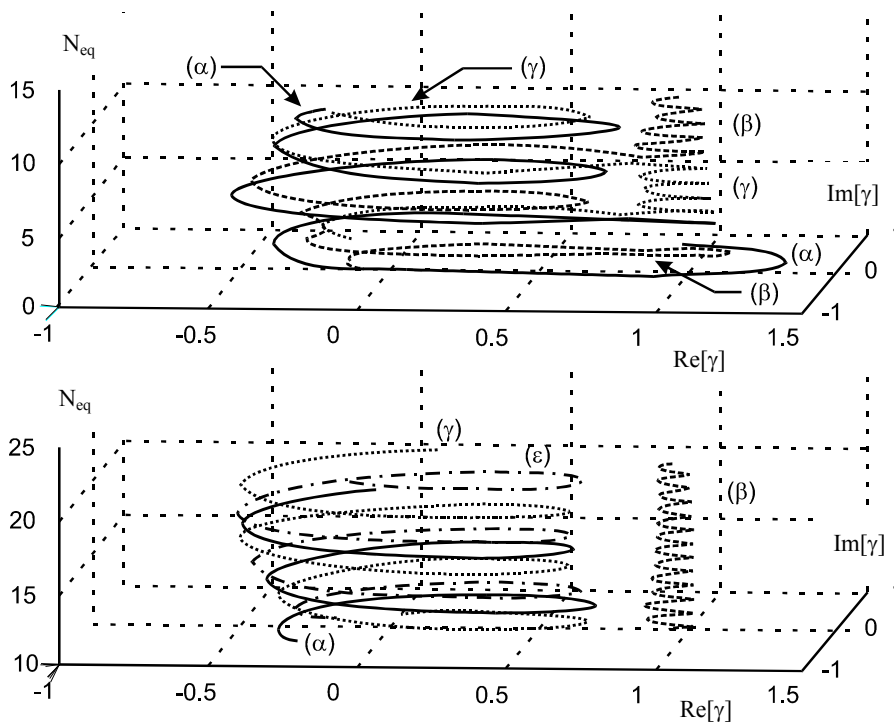


Rys. 12.8. Zestaw charakterystyk wyjaśniających powstawanie punktów przecięcia (CRP), maksymalnego dystansu (MSP) i szczytowania (CPP) na wykresie straty a równoważna liczba Fresnela: a) wykres zależności części urojonej od części rzeczywistej pierwiastków  $\gamma$ , b) charakterystyka fazowa trójwymiarowa, c) wykres strat od równoważnej liczby Fresnela, d) charakterystyka fazowa [12.8]  
 Fig. 12.8. Set of the characteristics for explanation of crossing points (CRP), maximum separation points (MSP) and cusping points (CPP): a) imagine part of the root  $\gamma$  versus real part of the  $\gamma$ , b) the same characteristic in 3D, c) losses versus equivalent Fresnel number, d) phase characteristic of the roots  $\gamma$  [12.8]

Dla uzupełnienia obrazu zachowania się pierwiastków  $\gamma$  całki Fresnela w zależności od  $N_{eq}$  dołączono do zestawu rysunków zależność fazy pierwiastków od równoważnej liczby Fresnela (rys. 12.8d). Na rysunkach 12.8a, c i d zaznaczono strzałkami wszystkie

wymienione punkty charakterystyczne. Dla rozważanego rezonatora i w badanym zakresie  $N_{eq}$ , mamy punkt przecięcia modu  $\alpha$  z modem  $\beta$  dla  $N_{eq} = 8,8959$ , punkty maksymalnego dystansu dla  $N_{eq} = 8,3770$ ;  $9,3704$  i  $10,3938$  (co  $\approx 1$ ) oraz punkt szczytowania dla  $N_{eq} = 9,8709$ . Za punktem przecięcia rolę modu podstawowego przejmuje mod  $\beta$ . Zwróćmy uwagę, że wykres  $Im[\gamma] = f(Re[\gamma])$  dla modu, który przejął rolę modu podstawowego krąży zawsze wokół punktu  $(0,1)$ . Właściwość ta może być wykorzystana w procedurze numerycznej dla odróżnienia poszczególnych modów  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ , ... [12.4].

Na rysunku 12.9 wyjaśniono bliżej zachowanie się rezonatora niestabilnego wraz z rosnącą równoważną liczbą Fresnela  $N_{eq}$ . Przebiegi  $N_{eq}$  w funkcji  $f(Im[\gamma], Re[\gamma])$  dla modów wyższego rzędu krążą wokół punktu  $(0,0)$ , przejmując dla pewnych liczb  $N_{eq}$  rolę modu podstawowego i najczęściej dla wyższych wartości  $N_{eq}$ , przechodzą na powrót do grupy modów wyższego rzędu, krążąc wokół punktu  $(0,1)$  odpowiednio na osiach  $Im[\gamma]$  i  $Re[\gamma]$ . Dla odpowiednio dużych wartości  $N_{eq}$  przebiegi modów wyższego rzędu odseparowują się od przebiegu modu podstawowego (na rys. 12.9 (niżej)).

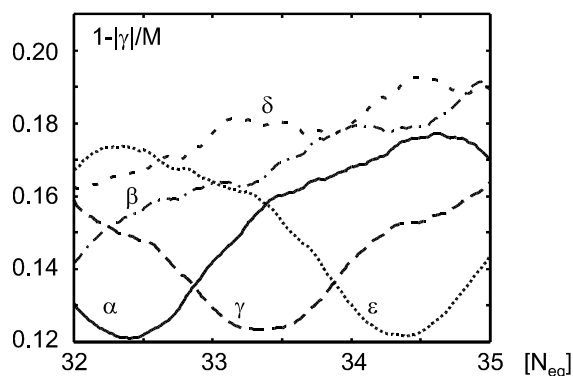


Rys. 12.9. Trójwymiarowy wykres zależności równoważnej liczby Fresnela od części urojonej i części rzeczywistej pierwiastków  $\gamma$ , dla równoważnych liczb Fresnela od 0 do 25 [12.8]

Fig. 12.9. 3D plot of equivalent Fresnel number versus real and imagine part of the  $\gamma$  for equivalent Fresnel numbers from 0 to 25 [12.8]

## 12.5. Rezonatory o małym powiększeniu $M$

W rezonatorach o małym powiększeniu  $M$  (12.10) obraz modów w reprezentacji strat a równoważna liczba Fresnela komplikuje się. Przykładem niech będzie niestabilny rezonator konfokalny z dodatniej gałęzi uniwersalnego diagramu stabilności. Dla zwierciadeł  $R_1 = 5800$  mm i  $R_2 = -5000$  mm powiększenie wynosi zaledwie  $M = 1,16$ . Wykres strat jest nieskończenie przeplatającymi się wzajemnie przebiegami różnych modów, co przedstawiono dla pewnego zakresu liczb  $N_{eq}$  na rysunku 12.10. Można na nim zaobserwować tylko powtarzające się punkty przecięcia – *crossing points* i punkty maksymalnego dystansu – *maximum separation points*. Wykres pozbawiony jest punktów szczytowania – *cusping points* (por. z rys. 12.10). Co około  $N_{eq} + 0,8 \cdot N_{eq}$  kolejny mod przejmuje na siebie rolę modu podstawowego.



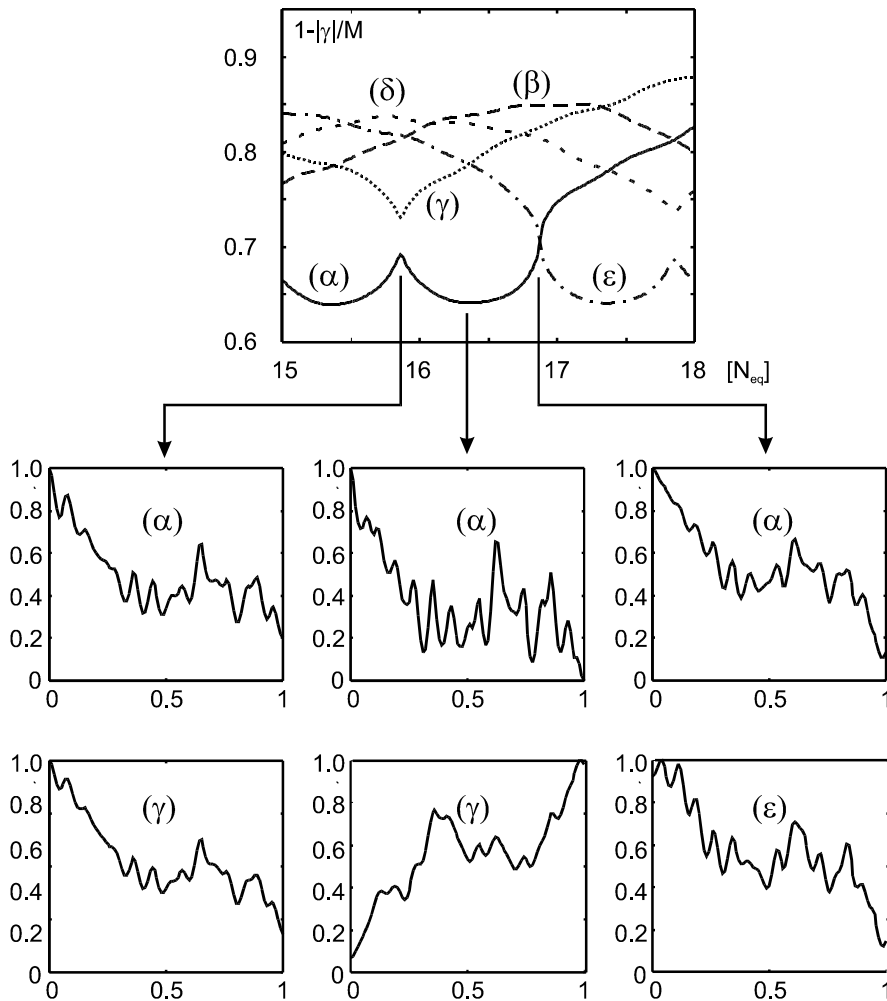
Rys. 12.10. Mody rezonatora niestabilnego o powiększeniu  $M = 1,16$  [12.8]  
 Fig. 12.10. Modes of an unstable resonator of magnification  $M = 1.16$  [12.8]

Mimo skomplikowanego obrazu modowego, rezonator o małym powiększeniu zachowuje się tak jak inne rezonatory niestabilne: selekcjonuje dla określonej liczby Fresnela tylko jeden mod. A cytowany tu rezonator konfokalny ( $R_1 + R_2 = 2L$ ) ma tę właściwość, że wypromieniowuje skolimowaną wiązkę laserową, co podnosi jego możliwości aplikacyjne.

## 12.6. Charakterystyczne punkty CPP, MSP i CRP a obrazy modu na zwierciadle

Dla różnych konfiguracji rezonatora niestabilnego, a dokładniej dla różnych liczb Fresnela, otrzymuje się różne rozkłady natężenia wiązki laserowej na zwierciadle. Na rysunku 12.11 pokazano obliczone metodą analizy asymptotycznej według Horwitza obrazy dla trzech wyróżnionych modów rezonatora:  $\alpha$ ,  $\gamma$  i  $\varepsilon$ . Pokazano obrazy dla

wybranych trzech charakterystycznych punktów na wykresie straty – równoważna liczba Fresnela, tzn. dla punktu szczytowania (*cusping point* – CPP), punktu maksymalnego dystansu (*maximum separation point* – MSP) oraz dla punktu przecięcia (*crossing point* – CRP). Wartości na obu osiach (na osi odciętych połowa rozmiaru zwierciadła) unormowano do jedności.



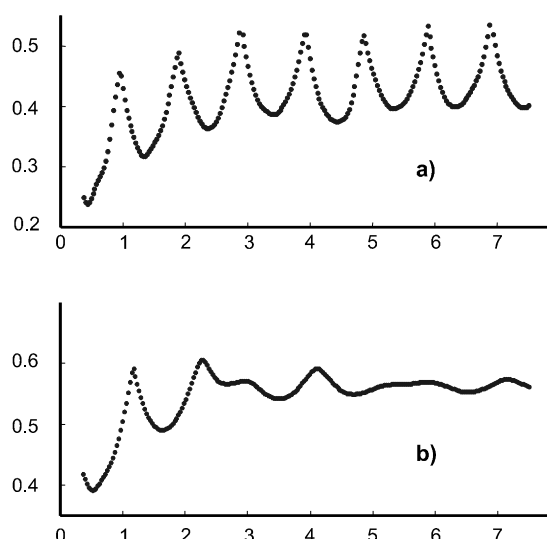
Rys. 12.11. Obrazy modów na zwierciadle wyjściowym – rozkłady natężenia dla modów  $\alpha, \gamma, \epsilon$  [12.8]  
 Fig. 12.11. Mode pictures on output mirror – intensity distribution of  $\alpha, \gamma, \epsilon$  modes [12.8]

Jak widać, rozkłady różnią się w zależności od wybranej liczby Fresnela, od wybranego punktu charakterystycznego oraz od wybranego modu [12.8]. Znaczenie fizyczne mają tylko te mody, które dla danej liczby Fresnela przejęły rolę modu podstawowego, czyli położone najniżej na wykresie. Wyborem stosownej liczby

Fresnela można zatem sterować obrazem modu laserowego na zwierciadle, co ma znaczenie praktyczne przy wyprężaniu wiązki z rezonatora poprzez zwierciadło z krawędzią.

## 12.7. Krawędzie zwierciadła wyjściowego

Jak wiadomo [12.9], za okresowy charakter zachowania się zależności strat – liczba Fresnela odpowiada fala zbiegająca się (*convergence wave*) w rezonatorze niestabilnym. Zwykle wiązka laserowa jest wyprowadzana z rezonatora niestabilnego poprzez krawędź zwierciadła (odpowiednio przyciętego). Dociera tam fala rozbiegająca się (*divergence wave*). Tam, na krawędzi, następuje dyfrakcja fali i jej częściowy powrót do rezonatora (fala zbiegająca się). Fala dociera do osi rezonatora i tam, na skutek zaburzeń dyfrakcyjnych na niejednorodnościach ośrodka laserowego, dodaje się do fali rozbiegającej się. Cykl ten powtarza się, a skutkiem tego jest okresowy charakter wykresu strat (patrz rys. 12.12a). Amplituda zmian strat sięga nawet 5%, co może być już zauważalne w laserach dużej mocy. Pozostaje zatem albo ostrożnie dobrać konfigurację rezonatora, aby „trafić” na minimum strat, albo zniwelować okresowy charakter strat. Ten ostatni efekt uzyskuje się poprzez zaokrąglenie krawędzi zwierciadła wyjściowego, zmieniając tym samym warunki dyfrakcji dla fali rozbiegającej się. Ten drugi przypadek – konsekwencje zaokrąglenia krawędzi zwierciadła – zilustrowano na rysunku 12.12b dla powiększenia rezonatora niestabilnego równego około 1,16 i dla promienia krzywizny stępiania krawędzi zwierciadła około 0,3 mm. Obydwa rysunki przygotowano zgodnie z procedurą Foxa-Li [12.2, 12.4].



Rys. 12.12. Wykres straty – równoważna liczba Fresnela dla powiększenia 1,16 (a) oraz ta sama zależność dla promienia zaokrąglenia krawędzi zwierciadła wyjściowego ok. 0,3 mm (b) [12.8]

Fig. 12.12. Losses vs an equivalent Fresnel number for a magnification of  $M = 1.16$  (a), and the same characteristic for the radius of the laser output mirror edge of appr. 0.3 mm (b) [12.8]

## 12.8. Rezonator niestabilny konfokalny

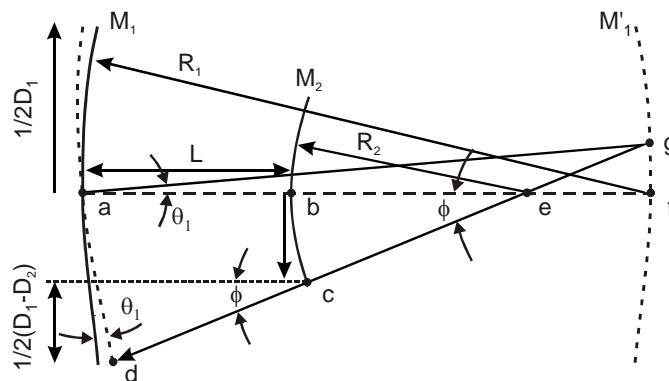
Znaczenie praktyczne mają zwykle rezonatory konfokalne, zarówno z dodatniej, jak i ujemnej gałęzi uniwersalnego diagramu stabilności. W sposób naturalny formują one skolimowaną wiązkę opuszczającą wnękę laserową (rys. 11.7). Różnica pomiędzy tymi dwoma typami rezonatorów niestabilnych objawia się w ich czułości na rozjustowanie zwierciadeł.

Podstawowym parametrem geometrycznym rezonatora niestabilnego jest jego powiększenie  $M$ , definiowane jako

$$M = \left| \frac{R_1}{R_2} \right|, \quad (12.11)$$

gdzie:  $R_1$  i  $R_2$  – promienie krzywizn zwierciadeł rezonatora.

Czułość rezonatora na skręcenie jego osi optycznej możemy rozpatrzeć na podstawie rysunków 12.13 i 12.14.



Rys. 12.13. Geometria rezonatora niestabilnego.

Rysunek pomocniczy do obliczeń kąta krytycznego  $\theta_1$  dla rezonatora konfokalnego [12.5]

Fig. 12.13. Unstable resonator geometry.

Auxiliary drawing for calculating the critical angle  $\theta_1$  [12.5]

Dla zjustowanego rezonatora promień światła startujący w punkcie  $a$  rezonatora porusza się po jego osi [12.5]. Jeśli skręcimy zwierciadło  $M_1$  rezonatora o kąt  $\theta_1$ , promień zostanie odsunięty od osi również o kąt  $\theta_1$  i po odbiciu od zwierciadła  $M_2$  osiąga punkt  $d$  na zwierciadle  $M_1$  [12.5]. Dokładniej drogę odchylonego promienia możemy prześledzić, dorysowując na rysunkach obraz  $M_1'$  zwierciadła  $M_1$  odbitego w zwierciadle  $M_2$ . Widać wtedy, że promień biegnie po pozornej drodze  $a-g-e-b-d$ , odbijając się w punkcie  $g$  i przechodząc zawsze przez promień krzywizny zwierciadła  $M_2$  w punkcie  $e$ . Dla małych odchyleń  $\theta$  możemy napisać, że po odbiciu od pozornego obrazu  $M_1'$  zwierciadła  $M_1$ , kąt  $\phi$  jest równy

$$\varphi = fg/ef = \frac{\theta R_1}{R_1 + R_2 - L} = \theta \frac{1 - g_2}{1 - g_1 g_2}, \quad (12.12)$$

gdzie:

$$g_i = 1 - (L/R_i), j=1, 2,$$

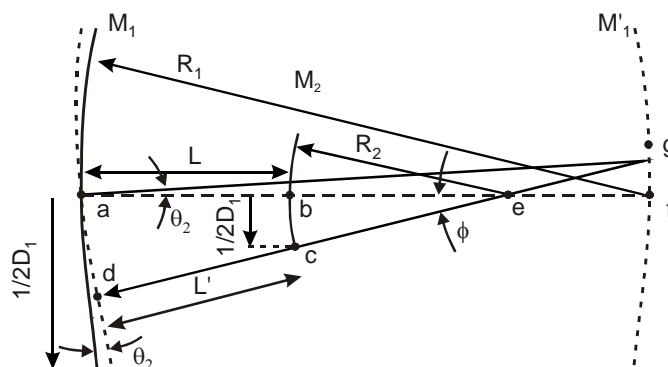
$L$  – odległość między zwierciadłami.

Punkt przecięcia nowej osi optycznej rezonatora z powierzchnią zwierciadła  $M_2$ , dany jako odległość  $bc$  od starej osi  $af$ ,

$$bc = \varphi R_2 = \frac{\theta R_1 R_2}{R_1 + R_2 - L}, \quad (12.13)$$

dla rezonatora konfokalnego, dla którego warunkiem konfokalności jest  $R_1 + R_2 = 2L$ , możemy napisać, że

$$\varphi = \theta \frac{R_1}{L}. \quad (12.14)$$



Rys. 12.14. Geometria rezonatora niestabilnego.

Rysunek pomocniczy do obliczeń kąta krytycznego  $\theta_1$  dla rezonatora konfokalnego [12.5]

Fig. 12.14. Unstable resonator geometry. Auxiliary drawing for calculating the critical angle  $\theta_1$  [12.5]

Odpowiednio punkt przecięcia nowej osi optycznej rezonatora z powierzchnią zwierciadła  $M_1$ , dany jako odległość  $ad$  od starej osi  $af$ ,

$$ad = \varphi(R_2 + L') \cong \varphi(R_2 + L) = \frac{\theta R_1(R_2 + L)}{R_1 + R_2 - L} \quad (12.15)$$

dla rezonatora konfokalnego

$$ad = \frac{\theta R_1(R_2 + L)}{L}. \quad (12.16)$$

Założono tu, że odległość między zwierciadłami po skręceniu osi optycznej niewiele zmienia się dla małych kątów  $\theta$ , tzn.  $L = L'$ .

Przy skręcaniu osi optycznej rezonatora możemy wyróżnić dwa kąty krytyczne  $\theta$ . Pierwszy  $\theta_1$  mamy wtedy, kiedy zwierciadło  $M_1$  jest skręcone tak, aby wiązka promieniowania wychodziła poza obszar wnęki formowanej przez rezonator (według rys. 12.13 poza średnicę  $D_1$  zwierciadła  $M_1$ ). Rozpatrzmy ten przypadek, posługując się oznaczeniami jak na rys. 12.13, zakładając konfokalność rezonatora.

Z rysunku wynika, że kąt  $\varphi$  jest równy

$$\varphi = \frac{\frac{1}{2}(D_1 - D_2)}{L}. \quad (12.17)$$

Z porównania wzorów (12.14) i (12.17)

$$\theta_1 = \frac{D_1 - D_2}{2R_1}. \quad (12.18)$$

Po wyeliminowaniu  $D_2$  i wprowadzeniu  $M$  otrzymujemy odpowiednio dla rezonatora konfokalnego z gałęzi dodatniej i ujemnej diagramu stabilności:

$$\theta_{1+} = \frac{D_1}{L} \left( \frac{M-1}{2M} \right)^2, \quad (12.19)$$

$$\theta_{1-} = \frac{D_1}{L} \left( \frac{M^2-1}{4M^2} \right). \quad (12.20)$$

Posługując się rysunkiem 12.14 i postępując jak poprzednio, możemy otrzymać drugi kąt krytyczny  $\theta_2$ , dla którego oś optyczna rezonatora wychodzi poza krawędź zwierciadła  $M_2$ . Mamy, podobnie jak wyżej i przy warunku konfokalności rezonatora

$$\varphi = \theta_2 \frac{R_1}{L}. \quad (12.21)$$

Z rysunku widać, że dla małych kątów  $\theta$  odległość  $bc = \varphi R_2 = \frac{1}{2}D_2$ , stąd

$$\theta_2 = \frac{D_2 L}{2R_1 R_2}. \quad (12.22)$$

Podobnie jak wyżej, po wyeliminowaniu  $D_2$  i wstawieniu  $M$  otrzymujemy odpowiednio dla rezonatora konfokalnego z gałęzi dodatniej i ujemnej diagramu stabilności:

$$\theta_{2+} = -\frac{D_1}{2L} \left( \frac{M-1}{2M} \right)^2, \quad (12.23)$$

$$\theta_{2-} = \frac{D_1}{2L} \left( \frac{M+1}{2M} \right)^2. \quad (12.24)$$

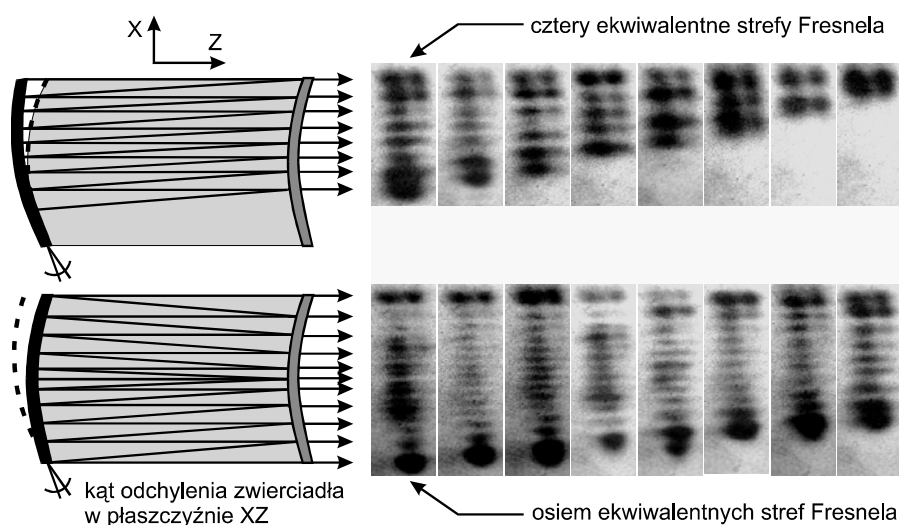
Jak widać, rezonatory niestabilne z gałęzi dodatniej diagramu stabilności są bardziej czułe na rozjustowanie zwierciadeł. Pierwszy kąt krytyczny  $\theta_{1-}$  dla rezonatora z gałęzi ujemnej jest większy  $(M+1)/(M-1)$  razy od tego samego kąta  $\theta_{1+}$  dla rezonatorów z gałęzi dodatniej. Odpowiednio drugi kąt krytyczny  $\theta_{2-}$  jest większy  $(M+1)^2/(M-1)^2$  razy od tego samego kąta  $\theta_{2+}$  dla rezonatorów z gałęzi dodatniej.



Inną różnicą pomiędzy tymi dwoma rezonatorami jest również rozkład natężenia fali świetlnej formowany w każdym z nich. Jak to widać na rysunku 11.7, konfokalny rezonator niestabilny z ujemnej gałęzi diagramu stabilności wykazuje zagęszczenie energii w samym centrum wnęki laserowej. Czasami może to być wadą rezonatora, szczególnie w zastosowaniu do laserów dużej mocy. Właśnie tam, w centrum wnęki, może nastąpić przegrzanie medium laserowego, łuk elektryczny i zniszczenie elektrod zasilających.

## 12.9. Niestabilne rezonatory konfokalne i strefy Fresnela

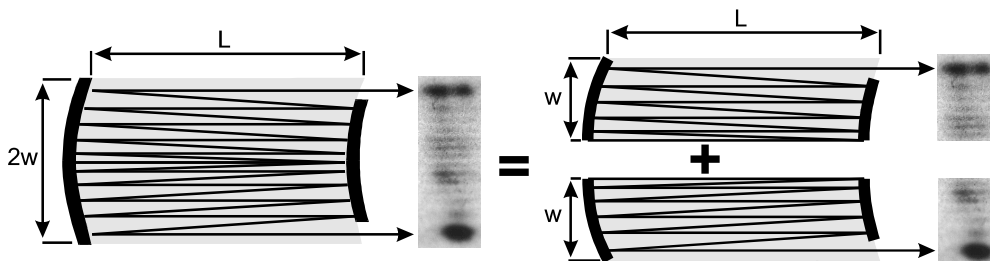
Podstawowy mod generowany przez laser zaopatrzony w rezonator niestabilny może być obserwowany w całości (to znaczy nie tylko poza krawędzią zwierciadła wyjściowego), gdy całkowicie odbijające zwierciadło wyjściowe zastąpimy zwierciadłem transmisyjnym. Na rysunku 12.15 zaprezentowano wyniki uzyskane w takim układzie eksperymentalnym, gdzie do badań wybrano konfokalną konfigurację rezonatora niestabilnego (z dodatniej gałęzi uniwersalnego diagramu stabilności). Przedstawiono obserwowany na transmisyjnym zwierciadle wyjściowym charakterystyczny obraz stref Fresnela. Dla pełniejszego zobrazowania pracy lasera z takim rezonatorem przeprowadzono eksperyment ze skręcaniem zwierciadła całkowicie odbijającego i otrzymano historię zmian stref Fresnela na zwierciadle [12.8].



Rys. 12.15. Zarejestrowane na ekranie fluorescencyjnym (z prawej) strefy Fresnela powstające na zwierciadle wyjściowym (transmisyjnym) konfokalnego, symetrycznego, niestabilnego rezonatora z dodatniej gałęzi diagramu stabilności (pokazano formowanie się stref wraz ze skrętem jednego ze zwierciadeł),  $M = 1,16$  [12.8]

Fig. 12.15. Created on the output transmission mirror of the symmetric confocal positive branch unstable resonator Fresnel zones registered on an UV screen (forming of the zones according to tilting of one of the mirror are shown),  $M = 1.16$  [12.8]

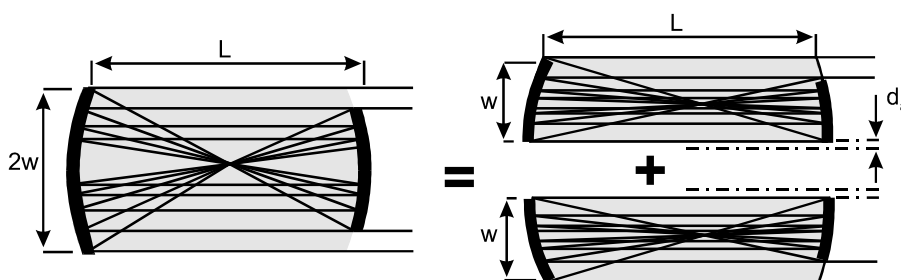
Rozważany tu rezonator ma praktyczne znaczenie dla laserów z falowodem płaskim w tak zwanej konfiguracji pozaosiowej. Na rysunku 12.16 pokazano, w jaki sposób powstaje taki rezonator i jaki może dać obraz modu na zwierciadle wyjściowym. Jak widać, niestabilny rezonator konfokalny dodatniej gałęzi może być traktowany jako złożenie dwóch tego typu rezonatorów w konfiguracji pozaosiowej. Na rysunku z prawej widoczne jest, jak należy zaprojektować taki rezonator: krawędź zwierciadła wyjściowego powinna odsłaniać około jednej strefy Fresnela.



Rys. 12.16. Wyjaśnienie koncepcji symetrycznego rezonatora niestabilnego z dodatniej gałęzi uniwersalnego diagramu stabilności jako złożenia dwóch niesymetrycznych rezonatorów pozaosiowych i możliwe strefy Fresnela powstające na zwierciadłach wyjściowych rezonatorów [12.8]

Fig. 12.16. A symmetric unstable positive branch resonator as a assemble of two nonsymmetric off-axis resonators and possible Fresnel zones created on the output mirrors of the resonators [12.8]

Podobnie można zaprojektować niestabilny rezonator pozaosiowy z ujemnej gałęzi. Zwierciadła powinny być odpowiednio skrócone i oś przesunięta jak na rysunku 12.17.



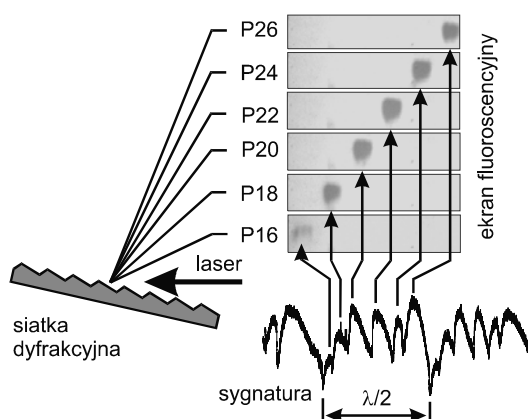
Rys. 12.17. Wyjaśnienie koncepcji symetrycznego rezonatora niestabilnego z ujemnej gałęzi uniwersalnego diagramu stabilności jako złożenia dwóch niesymetrycznych rezonatorów pozaosiowych;  $d_a$  – przesunięcie osi [12.8]

Fig. 12.17. A symmetric unstable positive branch resonator as a assemble of two nonsymmetric off-axis resonators;  $d_a$  – axis translation [12.8]

## 12.10. Rezonatory niestabilne – aspekt spektralny

Wiadomo (p. rozdz. 2.), że moc wyjściowa lasera CO<sub>2</sub> w trakcie przestrajania – zmiany długości rezonatora optycznego – wykazuje charakterystyczne maksima, za które odpowiedzialne są odpowiednie linie emisyjne ośrodka laserowego. Pojawiają się one cyklicznie wraz z przestrajaniem lasera o pół długości fali: co  $\lambda/2$ . Obraz ten zwany jest sygnaturą lasera. Kolejność linii emisyjnych pojawiających się w sygnaturze lasera jest zwykle nieuporządkowana, ale możliwa do przewidzenia.

Wykazano eksperymentalnie i teoretycznie, że lasery CO<sub>2</sub>, z ośrodkiem wyładowczym umieszczonym w strukturze rezonatora niestabilnego (dokładniej, w strukturze falowodu płaskiego otwartego – bez ścianek bocznych), często wykazują tzw. efekt WOLS (*Well-Ordered Laser Signature*) [2.46]. Zjawisko uporządkowanej sygnatury polega na tym, że linie emisyjne ośrodka laserowego są „wybierane” przez rezonator (w trakcie jego płynnego przestrajania w zakresie pół długości fali  $\lambda/2$ ) zgodnie z kolejnością ich występowania w widmie emisyjnym molekuly CO<sub>2</sub>. Na rysunku 12.18 widzimy przykład prostej analizy spektralnej wyjściowej wiązki lasera falowodo-szczelinowego CO<sub>2</sub> wzbudzanego prądem w.cz.



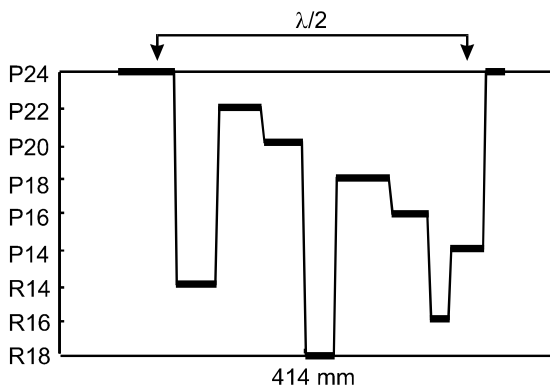
Rys. 12.18. Sygnatura lasera i analiza spektralna wiązki wyjściowej [2.46]

Fig. 12.18. Laser signature and spectral analysis of the laser output [2.46]

Analizy dokonano za pomocą odbiciowej siatki dyfrakcyjnej, wynik zarejestrowano na ekranie fluorescencyjnym i równocześnie za pomocą fotodetektora na ekranie oscyloskopu. Ten ostatni przebieg to typowy, zwykle obserwowany obraz sygnatury. Za poszczególne maksima profilu mocy wyjściowej odpowiadają linie emisyjne ułożone według określonego porządku. Badany laser zaopatrzony był w rezonator niestabilny z ujemnej gałęzi uniwersalnego diagramu stabilności. Tworzył on strukturę konfokalną o powiększeniu  $M \approx 1,16$ . Zastosowano typowe zwierciadła odbijające, w tym wyjściowe z odpowiednio dobraną krawędzią. Promienie zwierciadeł  $R_1 = 460$  mm

i  $R_2 = 340$  mm (wyjściowe). Dla takiej konfiguracji rezonatora i dla pewnej jego długości obserwowano efekt uporządkowanej sygnatury jak na rysunku.

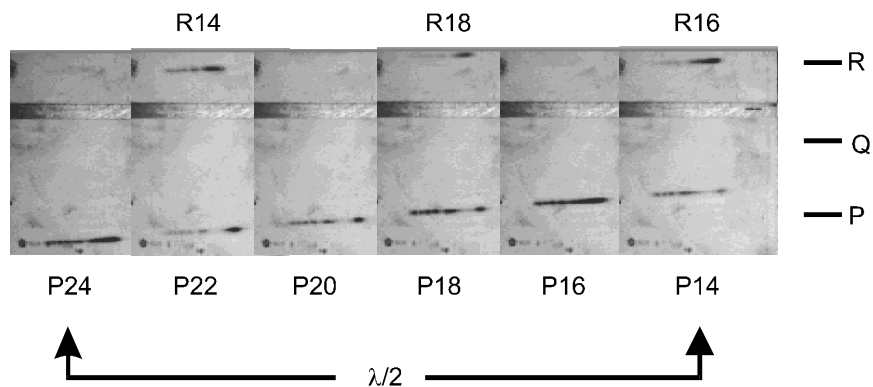
Efekt WOLS jest możliwy do przewidzenia na drodze obliczeń numerycznych; na rysunku 12.19 pokazano wynik takich obliczeń dla sześciu najsilniejszych linii emisyjnych lasera CO<sub>2</sub> z gałęzi P i trzech najsilniejszych linii z gałęzi R, wszystkie z pasma 10,6  $\mu\text{m}$  (o wzmacnieniu  $g \approx 1 \text{ m}^{-1}$  i większym), dla długości rezonatora  $L = 414$  mm. Jak widać, dla tej długości rezonatora, najsilniejsze linie gałęzi P pojawiają się w sygnaturze w sposób uporządkowany, natomiast linie z gałęzi R takiego porządku nie zachowują.



Rys. 12.19. Efekt symulacji numerycznej sygnatury laserowej dla długości rezonatora  $L = 414$  mm dla sześciu najsilniejszych linii: P14, P16, P18, P20, P22, P24 i trzech najsilniejszych linii: R14, R16, R18 [2.46]

Fig. 12.19. Results of a numerical simulation for the resonator length  $L = 414$  mm and for six the strongest lines P14, P16, P18, P20, P22, P24 and third the strongest lines R14, R16, R18 [2.46]

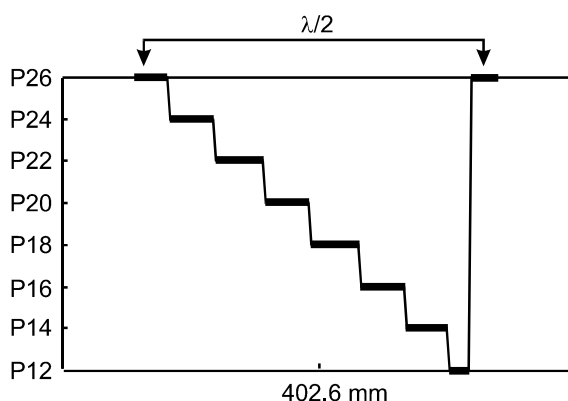
Na rysunku 12.20 pokazano uporządkowaną sygnaturę uzyskaną eksperymentalnie, dla lasera z falowodem płaskim otwartego z rezonatorem niestabilnym z dodatniej gałęzi uniwersalnego diagramu stabilności o powiększeniu  $M \approx 1,16$ . Dla obserwacji struktury modowej użyto zwierciadła wyjściowego transmisyjnego (nie z krawędzią). Promienie zwierciadeł  $R_1 = 5000$  mm i  $R_2 = 4200$  mm (wyjściowe).



Rys. 12.20. Efekt WOLS dla długości rezonatora  $L = 414$  mm i sześciu najsilniejszych linii: P14, P16, P18, P20, P22, P24 (linie: R14, R16, R18 nieuporządkowane) [2.46]

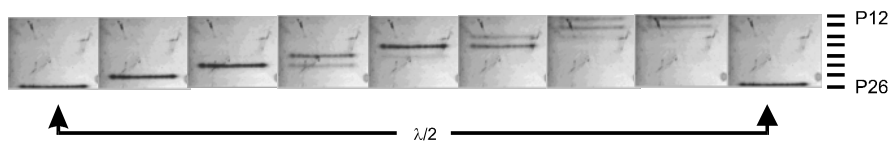
Fig. 12.20. Effect WOLS for the resonator length  $L = 414$  mm and for the six strongest lines: P14, P16, P18, P20, P22, P24 (and not ordered lines: R14, R16, R18) [2.46]

Efekt WOLS można również uzyskać dla większej liczby linii emisyjnych. Na rysunku 12.21 pokazano wynik symulacji numerycznej dla ośmiu najsilniejszych linii gałęzi P pasma 10,6  $\mu\text{m}$ , a rezultat eksperymentalny – na rysunku 12.22.



Rys. 12.21. Efekt symulacji numerycznej sygnatury laserowej dla długości rezonatora  $L = 402,6$  mm dla ośmiu najsilniejszych linii: P12, P14, P16, P18, P20, P22, P24 i P26 pasma 10,6  $\mu\text{m}$  [2.46]

Fig. 12.21. Results of a numerical simulation for the resonator length  $L = 402.6$  mm and for eight the strongest lines: P12, P14, P16, P18, P20, P22, P24 of the 10,6  $\mu\text{m}$  band [2.46]

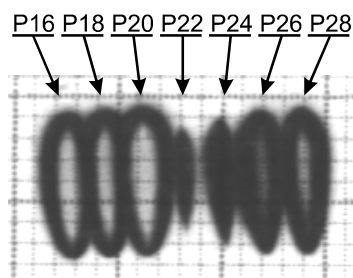


Rys. 12.22. Efekt WOLS dla długości rezonatora  $L = 402,6$  mm i ośmiu najsilniejszych linii: P12, P14, P16, P18, P20, P22, P24, P26 [2.46]

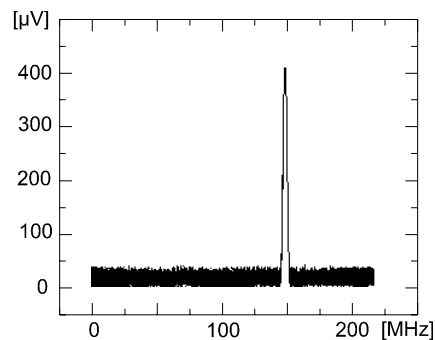
Fig. 12.22. Effect WOLS for the resonator length  $L = 402.6$  mm and for eight the strongest lines: P12, P14, P16, P18, P20, P22, P24, P26 [2.46]

Otrzymano efekt uporządkowanej sygnatury dla ośmiu linii: P12, P14, P16, P18, P20, P22, P24 i P26 pasma 10,6  $\mu\text{m}$ . Głębsza analiza zjawiska WOLS pozwoliła stwierdzić, że dowolna, ale nieuporządkowana, sygnatura powtarza się co około 3 mm (w zakresie  $L = 400 \div 416$  mm) i zachowuje się na odcinku  $\Delta L \approx \pm 0,15$  mm. Tymczasem pokazana uporządkowana struktura pięciu najsilniejszych linii ( $g > 1,0 \text{ m}^{-1}$ ) od P22 do P14 pojawia się w zakresie długości rezonatora optycznego  $L = 402 \div 416$  mm tylko pięć razy. Natomiast dla takiego samego zakresu długości rezonatora uporządkowana sekwencja jedenastu linii (włączając linie pasma P i R): P26–P12–R14–R18 ( $g > 0,9 \text{ m}^{-1}$ ) pojawia się jeszcze rzadziej, bo zaledwie dwa razy. Stąd jasne jest, dlaczego w laserach z rezonatorami niestabilnymi, z natury swojej pracujących w modzie podstawowym (patrz analiza spektralna na rys. 12.24), a równocześnie o względn

dużych stratach (mała dobroć wnęki rezonansowej), uporządkowana sygnatura jest łatwiej obserwowana. Kolejnym potwierdzeniem tej tezy są eksperymenty z innymi laserami zaopatrzonymi w rezonatory niestabilne. I tak, seryjny laser z falowodem płaskim CO<sub>2</sub> firmy Lumonix (wzbudzany prądem w.c.z.) wykazał uporządkowaną sygnaturę sześciu linii od P16 do P28. Długość rezonatora falowodowego wynosiła około 400 mm. Symulacja numeryczna potwierdziła istnienie efektu WOLS dla długości  $L = 402,7$  mm. Na rysunku 12.23 pokazano skutek przestrajania takiego lasera, zarejestrowany na papierze termicznym. Ponieważ laser nie miał możliwości strojenia poprzez przesuw zwierciadła, zastosowano przestrajanie termiczne całego rezonatora, redukując przepływ wody chłodzącej z 4 l/min do 2 l/min [2.45].



Rys. 12.23. Sygnatura lasera falowodowo-szczelinowego CO<sub>2</sub> o długości rezonatora niestabilnego  $L = 402,7$  mm [2.45]  
Fig. 12.23. Signature of the slab-waveguide RF excited CO<sub>2</sub> laser with an unstable resonator  $L = 402,7$  mm long [2.45]

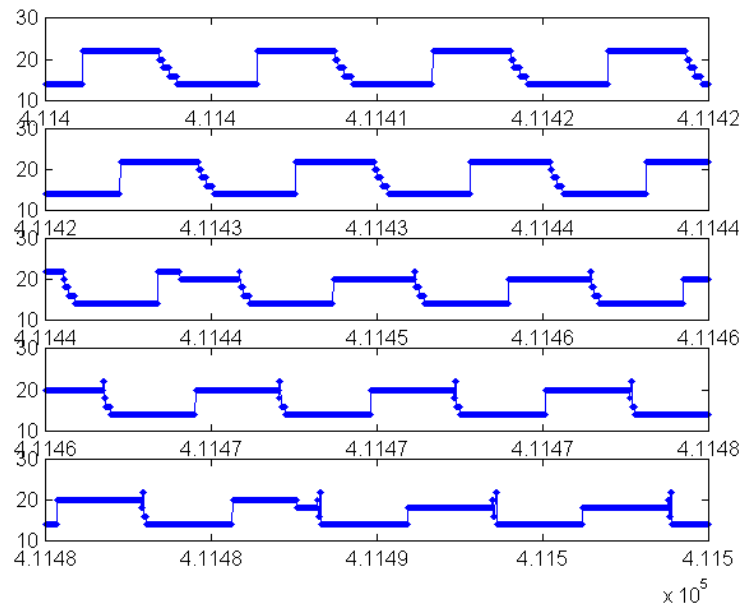


Rys. 12.24. Analiza heterodynowa lasera falowodowo-szczelinowego CO<sub>2</sub> z rezonatorem niestabilnym otwartym i wzorcowego lasera jednomodowego. Czysta praca w sensie spektralnym [12.7]

Fig. 12.24. Result of the heterodyne analysis of the slab-waveguide RF excited CO<sub>2</sub> laser with an unstable resonator. Pure spectral operation [12.7]

Zjawisko uporządkowanej sygnatury obserwowano również w laserze z falowodem płaskim o długości rezonatora optycznego (niestabilnego) przekraczającego  $L = 700$  mm [2.45]. Obserwowano uporządkowaną sygnaturę składającą się z zaledwie trzech linii, co jest oczywiste przy takiej długości rezonatora (rezonanse  $c/2L$  występują znacznie gęściej). Obliczenia potwierdzają możliwość wystąpienia takiej sygnatury w zakresie  $L = 704 \div 708$  mm.

Na rysunku 12.25 przedstawiono jeszcze jeden możliwy przykład kształtowania się sygnatury lasera CO<sub>2</sub> w trakcie przestrajania lasera dla długości rezonatora około 411 mm.



Rys. 12.25. Teoretyczny rozwój sygnatury lasera CO<sub>2</sub> w zakresie długości rezonatora  $L = 411,4 \div 411,5$  mm [12.7]  
 Fig. 12.25. Theoretical prediction of the signature developing in the range of the resonator length of  $L = 411.4 \div 411.5$  mm [12.7]

Sygnatura wykazuje uporządkowaną sekwencję P22-P20-P18-P16-P14. Z tym, że podczas przestrajania o długość rezonatora  $\lambda/4$  laser generuje na jednej linii P22, aby po szybkich, uporządkowanych przeskokach z linii na linię przejść do generacji na linii P14. Mamy tu przykład pracy lasera na jednej i tylko jednej linii emisyjnej w przedziale przestrajania  $\lambda/4$  dla długości rezonatora  $L = 411,5$  mm [12.7]. Efekt ten może być wykorzystany jako swoisty przełącznik optyczny, ale przede wszystkim jako stabilne, mało czułe na przestrojenie (ta sama linia utrzymuje się w interwale  $\lambda/4$ ) źródło promieniowania.

## 13. Tryb pracy impulsowej falowodowych laserów CO<sub>2</sub> wzbudzanych prądem w.cz.

Przedstawiono analizę kształtowania się impulsów w laserach falowodowych wzbudzanych periodycznie prądem w.cz.

Opracowaniem własnym autora są:

- wszystkie dane eksperymentalne [13.19, 13.20];
- identyfikacja faz impulsu, ich zdefiniowanie;
- wyjaśnienie efektu wybrzuszenia termicznego;
- wyjaśnienie zjawiska przestrajania lasera;
- sposób na dynamiczne pomiary współczynnika załamania medium laserowego w trakcie kształtowania się impulsu (p. 13.6) [13.21].

Lasery impulsowe mają ugruntowaną pozycję wśród laserów technologicznych. Wykazują one wiele zalet: krótki, pojedynczy impuls laserowy oddziałuje na mały obszar pola operacyjnego, nie podnosząc nadmiernie jego temperatury. Ta właściwość jest szczególnie przydatna w obróbce materiałów łatwo palnych. Poza tym szok termiczny, którego doznaje materiał obrabiany wiązką lasera impulsowego, ułatwia usunięcie czy modyfikację materii w obszarze oddziaływania lasera. Ułatwia przebudowę struktury krystalograficznej materiału i zmianę jego własności fizycznych w małym, kontrolowanym obszarze. Właściwość ta dotyczy takich laserów, jak lasery CO<sub>2</sub> TEA. Lasery CO<sub>2</sub> o pracy ciągłej mogą pracować w trybie pracy impulsowej poprzez przełączanie prądu wyładowania. Dotyczy to również laserów falowodowych CO<sub>2</sub> wzbudzanych prądem w.cz. Taki periodyczny tryb pracy lasera, czyli w postępujących za sobą krótkich impulsach, umożliwia z kolei proste kontrolowanie średniej mocy lasera przez regulację wysokości, długości i czasu powtarzania impulsów. Ta właściwość znajduje zastosowanie tam, gdzie wymagane jest precyzyjne dozowanie mocy dostarczanej do pola operacyjnego.

Lasery pracujące w trybie pracy impulsowej mogą generować dwie formy impulsów wyjściowych:

- pojedynczy, krótki impuls z krótszym lub dłuższym czasem wygaszania, tzw. tryb przełączania wzmocnienia (*gain switching*),



➤ szereg postępujących krótkich impulsów z pewnym czasem wygaszania, tzw. tryb sekwencyjnych pików (*spiking*) lub relaksacyjnych oscylacji (*relaxation oscillations*) w zależności od regularności i czasu wygaszania impulsu.

Występowanie wymienionych postaci impulsów zależy przede wszystkim od relacji: czas życia fotonu we wnętrzu laserowej a czas życia górnego poziomu laserowego [13.6, 13.12, 13.17, 13.22].

### 13.1. Fazy impulsu laserowego w trybie przełączania wzmocnienia

W wyjściowym impulsie z lasera CO<sub>2</sub>, pracującego w trybie przełączania wzmocnienia (*gain switching*), można wyróżnić cztery charakterystyczne fazy:

- pik mocy (*gain switching*),
- wybrzuszenie azotowe,
- stan ustalony (*steady state condition*) lub wybrzuszenie termiczne (*temperature bulge* [2.38]),
- wygaszanie.

Fazy te obserwuje się kolejno wraz z wydłużaniem czasu pompowania ośrodka laserowego. Czas pojawiania się i trwania poszczególnych faz zależy od ciśnienia mieszanki roboczej. W laserach CO<sub>2</sub> TEA, dla czasów rzędu najwyżej kilkudziesięciu nanosekund i krótszych, obserwuje się pojedynczy pik. Dla czasów rzędu setek nanosekund pojawia się druga faza – wybrzuszenie, spowodowane obecnością azotu w mieszance laserowej. Dłuższe czasy pompowania stosuje się w falowodowych laserach CO<sub>2</sub> w.cz. I tak, dla czasów rzędu mikrosekund i dłuższych pojawia się kolejne wybrzuszenie, wywołane efektem termicznym. Ostatnią fazą rozwoju impulsu jest jego wygaszanie po wyłączeniu impulsu pompującego (nie zawsze widoczne, o czym dalej). Poza tym, impuls wyjściowy lasera pojawia się z pewnym czasem opóźnienia względem impulsu pompującego.

### 13.2. Pik

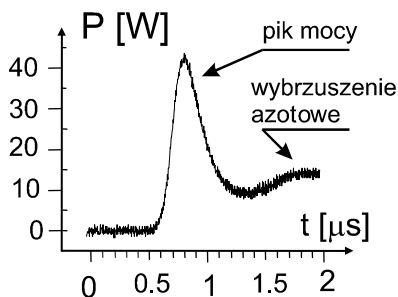
Pierwsza część impulsu laserowego, zwana dalej pikiem mocy (*gain switching*), pojawia się na skutek bezpośredniego, szybkiego oddziaływania elektronów z górnym 00<sup>0</sup>1 poziomem laserowym molekuly CO<sub>2</sub>. W trakcie trwania takiego piku następują niewielkie zmiany współczynnika załamania ośrodka aktywnego lasera, które mogą odzwierciedlić się w kształcie piku. W zależności od warunków pracy lasera CO<sub>2</sub> (energia impulsu pompującego, ciśnienie mieszanki gazowej) zmiany te są powodowane przez zmianę:

- dyspersji (na skutek nasycania wzmocnienia),
- gęstości elektronów,
- gęstości molekuł (na skutek grzania gazu).

Grzanie laserowego ośrodka aktywnego spowodowane jest zarówno procesem pompowania, jak i procesem emisji wymuszonej (*light-induced medium perturbation – LIMP effect*).

Rozprzestrzenianie się gazu w laserze, na skutek gwałtownego zapalenia wyładowania, jest niczym innym, jak falą akustyczną (lokalne zmiany gęstości ośrodka wyładowczego) przemieszczającą się poprzez ośrodek laserowy. Z kolei emisja wymuszona powoduje zwiększenie obsadzenia dolnego poziomu laserowego (jeśli nie jest on stanem podstawowym). To wszystko wpływa na zmiany współczynnika wzmocnienia ośrodka laserowego w trakcie formowania się impulsu. W rezultacie na profilu piku impulsu wyjściowego może wystąpić niewielka modulacja (*frequency chirp effect*), widoczna przy zdudnieniu takiego lasera z jednomodowym laserem pracy ciągłej pracującym na tej samej linii emisyjnej [13.12].

Zjawisko to jest obserwowane zwłaszcza w laserach wysokociśnieniowych. W falowodowych laserach CO<sub>2</sub> w.cz. efekt jest niewidoczny na skutek zbyt małej gęstości medium roboczego i energii wzbudzenia. Na rysunku 13.1 widoczny jest typowy pik mocy otrzymany z falowodowego lasera CO<sub>2</sub> wzbudzanego poprzecznie prądem w.cz.



Rys. 13.1. Przykład piku mocy otrzymanego w laserze falowodowym CO<sub>2</sub>.

Widoczny fragment wybrzuszenia azotowego [2.38, 13.19, 13.20]

Fig. 13.1. Example of the power peak from waveguide CO<sub>2</sub> laser.

The nitrogen bulge is indicated [2.38, 13.19, 13.20]

Należy pamiętać, że omawiane zjawiska, występujące podczas formowania się piku impulsu, nie wpływają tak na wartość współczynnika załamania ośrodka laserowego, aby przestroić laser na inną linię emisyjną. W trakcie formowania się piku impulsu wyjściowego, czy to w trybie przełączania wzmocnienia (*gain switching*), czy w trybie relaksacyjnych oscylacji (*spiking*), laser zawsze pracuje na jednej wybranej linii emisyjnej. (Jest możliwe wymuszenie pracy lasera impulsowego na kilku liniach emisyjnych równocześnie – podczas trwania piku – za pomocą specjalnych metod, np. po wstawieniu gorącej komórki absorpcyjnej CO<sub>2</sub> do wnętrza rezonatora laserowego [2.29]). W typowych warunkach czas grzania ośrodka laserowego w trakcie formowania się piku jest za krótki (nie dłuższy niż setki nanosekund) dla zmiany współczynnika załamania i przestrojenia lasera, co łatwo sprawdzić, zdudniając wiązkę lasera impulsowego z laserem o pracy ciągłej [2.27, 13.18]. Inaczej objawiają się efekty częstotliwościowe w dalszej, o wiele dłuższej, termicznej części impulsu w falowodowych laserach CO<sub>2</sub> w.cz.

### 13.3. Wybrzuszenie azotowe

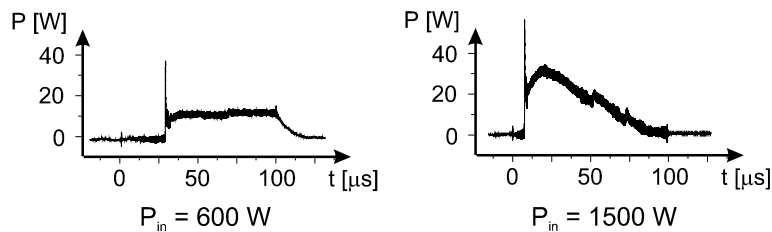
Po uformowaniu się piku impulsu i odpowiednio krótkich czasach pompowania (rzędu setek nanosekund) obserwuje się w impulsowych laserach CO<sub>2</sub> wybrzuszenie (1÷2 μs), które jest wywołane obecnością azotu w mieszaninie gazowej lasera. Efekt ten jest również widoczny w falowodowych laserach CO<sub>2</sub> w.cz. (rys. 13.1). Jest to rezultat dodatkowego transferu energii między poziomem elektronowym  $\nu = 1$  azotu a górnym 00<sup>0</sup>1 poziomem oscylacyjnym dwutlenku węgla [13.2, 13.3, 13.16]. Azot ma niewielki wpływ na pik impulsu, ale znaczny na drugie maksimum. Usunięcie azotu z mieszaniny lasera CO<sub>2</sub> powoduje zanik tej fazy impulsu (ale również obniżenie energii impulsu).

### 13.4. Stan ustalony impulsu i wybrzuszenie termiczne

Analiza zjawisk termicznych w laserach wzbudzanych prądem w.cz. często sprowadza się do znajdowania zależności pomiędzy średnią mocą wyjściową a częstotliwością repetycji i ustalenia granicznej częstotliwości repetycji, dla której wartość średniej mocy wyjściowej spada. Następuje przegrzanie mieszanki laserowej, spadek inwersji obsadzeń i w konsekwencji spadek średniej mocy wyjściowej [13.1]. Zjawisko to można obserwować już w trakcie formowania się impulsu, co wyraźnie widać na oscylogramach impulsów wyjściowych z lasera.

W przypadku odpowiednio małych wartości mocy dostarczanej impuls przechodzi w stan ustalony (na rys. 13.2 dla mocy pompowania  $P_{in} = 200, 300$  i  $900$  W – *steady state condition*), o stałej wartości mocy wyjściowej. Dalej, do końca trwania impulsu pompującego, laser pracuje w stanie ustalonym, jak konwencjonalny laser pracy ciągłej. Dla odpowiednio większych mocy dostarczanych do lasera na profilu impulsu wyjściowego zaczyna pojawiać się zjawisko przegrzania mieszanki gazowej (na rys. 13.2 dla mocy pompowania  $P_{in} = 900, 1200$  i  $1500$  W – *temperature bulge*). Efekt spowodowany jest kolejnymi oddziaływaniami dwóch czynników: energii impulsu pompującego (powiększającej zarówno poziom piku, jak i dalszej części impulsu) oraz rosnącej temperatury mieszanki gazowej. Przegrzanie mieszanki powoduje zwiększenie relaksacji zderzeniowych oraz zmniejszenie koncentracji molekuł CO<sub>2</sub>, na skutek reakcji chemicznych w plazmie laserowej [13.7, 13.15]. W konsekwencji następuje zmniejszenie inwersji obsadzeń, co objawia się wygaszeniem impulsu jeszcze przed upływem czasu trwania impulsu pompującego. Przy odpowiednio większych wartościach gęstości mocy impulsu pompującego może nastąpić takie przegrzanie mieszanki gazowej, że wyładowanie może przejść ze stanu  $\alpha$  do stanu  $\gamma$  [13.13].

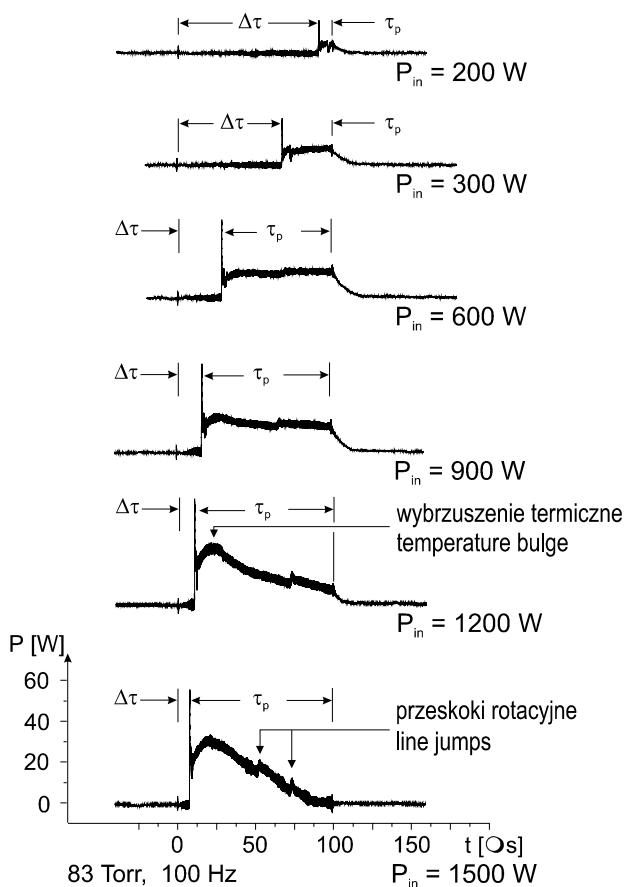
Możliwe jest oszacowanie tempa narastania temperatury gazu w trakcie pompowania lasera oraz uwzględnienie jej wpływu na kształt impulsu wyjściowego. Wymaga to pewnych danych, które można z kolei oszacować na podstawie zjawiska przeskoków z linii na linię emisyjną, występujących podczas temperaturowej części impulsu.



Rys. 13.2. Przykłady impulsów z falowodowego lasera CO<sub>2</sub> wzbudanego w.c.z. dla dwóch różnych mocy pompowania  $P_{in}$  i tego samego czasu impulsu pompującego równego 100  $\mu$ s [2.38, 13.19, 13.20]

Fig. 13.2. Examples of the output pulses from a waveguide RF excited CO<sub>2</sub> laser for different values of pumping power  $P_{in}$  and the same pumping time of 100  $\mu$ s [2.38, 13.19, 13.20]

Opisane zjawiska obserwowane na profilu impulsu wyjściowego ze wzbudzanego prądem w.c.z. falowodowego lasera CO<sub>2</sub> przedstawiono na rysunku 13.3.

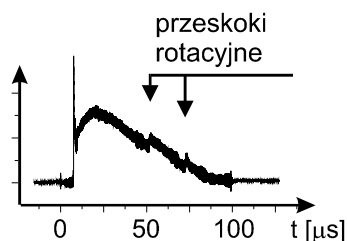


Rys. 13.3. Ewolucja impulsu wyjściowego z lasera falowodowego CO<sub>2</sub> w.c.z. dla różnych poziomów mocy wejściowej [2.38, 13.19, 13.20]  
Fig. 13.3. Output pulse evolution of the waveguide RF CO<sub>2</sub> laser for different levels of the input power [2.38, 13.19, 13.20]

Prezentowane na nim wyniki eksperymentalne uzyskano dla lasera falowodowego o wymiarach kanału wyładowczego: długość  $\times$  odległość między elektrodami  $\times$  szerokość =  $370 \times 2,5 \times 2 \text{ mm}^3$  i długości rezonatora 400 mm. Laser zaopatrzony był w zwierciadła płaskie, z czego wyjściowe miało 8% transmisji. Pokazano rozwój impulsu wyjściowego dla różnych wartości mocy dostarczanej do wnęki laserowej [13.19, 13.20].

### 13.5. Efekty spektralne w temperaturowej części impulsu

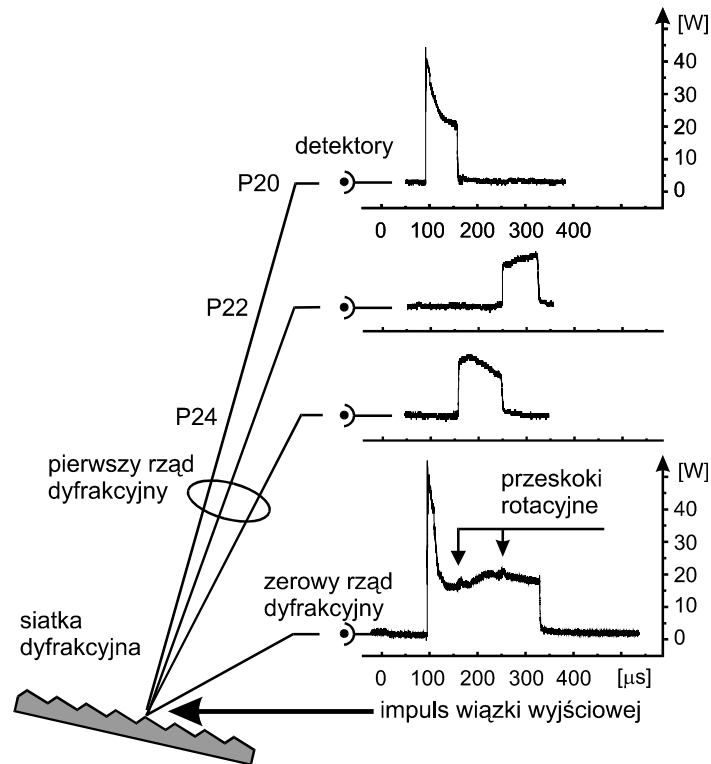
W trakcie trzeciej – termicznej – fazy obserwuje się często niewielkie nieregularności profilu impulsu wyjściowego. Jest to wynik przeskoków z linii na linię emisyjną (rys. 13.4) [13.19, 13.20, 2.16, 2.26, 2.38].



Rys. 13.4. Przeskoki rotacyjne w trakcie pracy lasera widoczne na profilu impulsu wyjściowego [2.38, 13.19, 13.20]

Fig. 13.4. Line jumps on the profile of the output pulse [2.38, 13.19, 13.20]

Na skutek grzania mieszanki laserowej w trakcie trzeciej fazy impulsu następuje ciągła zmiana współczynnika załamania ośrodka, podobnie jak podczas formowania się piku. Ale tutaj jest ona na tyle duża, że następuje przestrojenie lasera z linii na linię emisyjną. Obserwuje się swoistą sygnaturę, podobnie jak w laserach  $\text{CO}_2$  o pracy ciągłej w trakcie przestrajania długości rezonatora za pomocą przesuwника piezoceramicznego [2.58]. Na rysunku 13.5 przedstawiono schemat układu eksperymentalnego do analizy spektralnej impulsu laserowego [13.19, 13.20], umożliwiającego identyfikację linii emisyjnych, na których generuje kolejno laser w trakcie trwania impulsu. W eksperymencie do analizy spektralnej użyto dyfrakcyjnej siatki odbiciowej i szybkich detektorów ustawionych w miejscach, gdzie padała wiązka laserowa ugięta na siatce. Miejsca te ustalono wcześniej, przestrajając ten sam falowodowy laser  $\text{CO}_2$ , ale pracujący w trybie pracy ciągłej. Eksperyment wyraźnie pokazuje dynamikę linii spektralnych w trakcie termicznej fazy impulsu falowodowego lasera  $\text{CO}_2$ . Efekt ten może być pomocny w oszacowaniu zmian temperatury mieszanki laserowej.



Rys. 13.5. Analiza spektralna impulsu wyjściowego z lasera [2.38, 13.19, 13.20]  
 Fig. 13.5. Spectral analysis of the output laser pulse [2.38, 13.19, 13.20]

### 13.6. Temperatura mieszanki laserowej

Obserwowane przeskoki z linii na linię emisyjną są skutkiem przestrajania lasera, co należy traktować jako zmianę długości  $L$  rezonatora laserowego. Inaczej, jest to zmiana drogi optycznej w rezonatorze, a ta może być wywołana zmianą współczynnika załamania  $n$  ośrodka laserowego. Zmiany współczynnika załamania spowodowane są zmianami gęstości plazmy, inaczej ciśnienia, które zmienia się z kolei na skutek zmian temperatury.

Współczynnik załamania  $n$  dla mieszaniny gazowej  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 3$  można przedstawić wyrażeniem [13.11]

$$n - 1 = 9,78p \left( 450f_{\text{CO}_2} + 300f_{\text{N}_2} + 36f_{\text{He}} \right) 10^{-6}, \quad (13.1)$$

gdzie:

$p$  – ciśnienie, MPa,

$f$  – zawartość ułamkowa odpowiedniego składnika w mieszaninie gazowej.

Na podstawie równania stanu gazu doskonałego

$$p = NkT, \quad (13.2)$$

gdzie:

$N$  – gęstość gazu,

$k$  – stała Boltzmana,

$T$  – temperatura gazu,

gdy gęstość gazu  $N$  jest związana ze współczynnikiem załamania  $n$  wyrażeniem, zwanym prawem Gladstone'a–Dale'a [13.9],

$$n = 1 + \gamma N, \quad (13.3)$$

gdzie  $\gamma$  – współczynnik Gladstone'a–Dale'a,

możemy oszacować zmiany temperatury plazmy i współczynnika załamania.

Zmiany współczynnika załamania  $\Delta n$  można związać z przestrajaniem częstotliwości  $\nu$  lasera (linii emisyjnej) i długością  $L$  rezonatora wyrażeniem

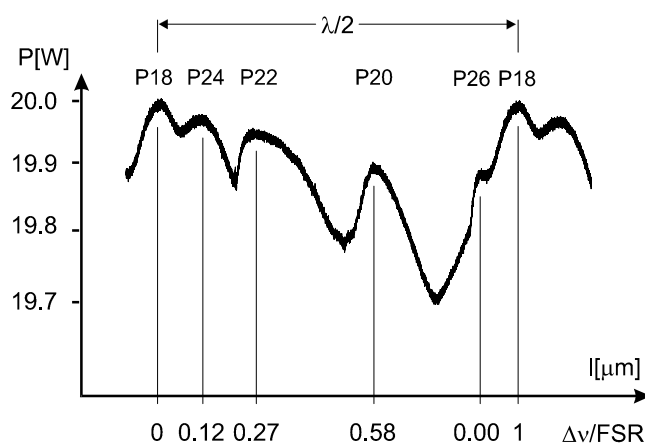
$$L \Delta n = \frac{\Delta \nu}{\text{FSR}} \frac{\lambda}{2}, \quad (13.4)$$

w którym:

FSR (*free spectral range*) =  $c/2L$ ,

$\lambda$  – długość fali generowanej przez laser.

Wartość  $\Delta n$  można obliczyć z sygnatury rozpatrywanego lasera [13.19]. Zakłada się tu, że sygnatura ta jest taka sama podczas przestrajania lasera w trakcie impulsu, jak i podczas przestrajania tego samego lasera pracującego w trybie pracy ciągłej. Jak wiadomo, dla określonej długości rezonatora optycznego laser CO<sub>2</sub> zachowuje profil sygnatury, a dokładniej kolejność generowanych linii w trakcie przestrajania [2.58]. Korzystając z takiej sygnatury (rys. 13.6), można obliczyć zmiany współczynnika załamania przy skoku generacji lasera z linii na linię emisyjną.



Rys. 13.6. Pomocnicza sygnatura do obliczeń zmian współczynnika załamania [2.38, 13.19, 13.20]

Fig. 13.6. An auxiliary signature for calculation of refraction index changes [2.38, 13.19, 13.20]

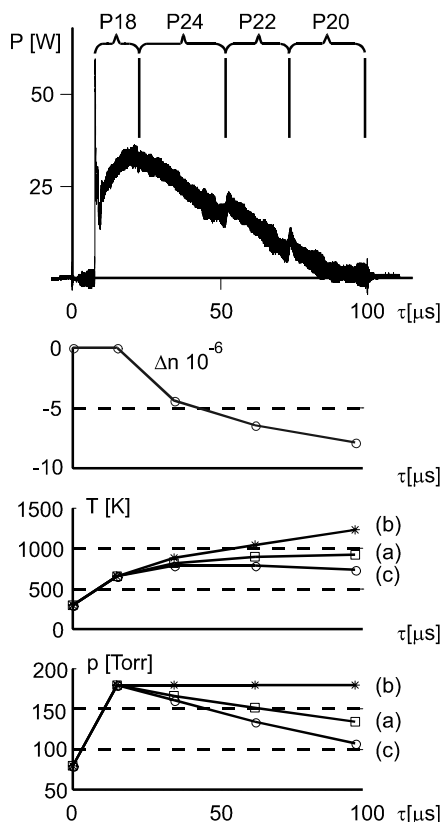
Na podstawie wartości współczynnika załamania można oszacować zmiany parametrów plazmy, takich jak temperatura i ciśnienie, w trakcie generacji impulsu. Po skompilowaniu wyrażen (13.2) i (13.3) oraz pominięciu zależności przestrzennych (założenie równomiernego rozkładu temperatury w medium laserowym:  $p(x, y, z, \tau) = p(\tau)$  i  $T(x, y, z, \tau) = T(\tau)$ ) otrzymujemy dla warunków dynamicznych wyrażenie określające współczynnik załamania ośrodka (uśredniony na cały obszar aktywny)

$$\bar{n}(\tau) = 1 + \frac{k \bar{p}(\tau)}{\gamma \bar{T}(\tau)}. \quad (13.5)$$

Korzystając z wyrażenia (13.1), można sprowadzić wyrażenie (13.5) do praktycznej postaci gotowej do użycia w przypadku impulsowych laserów falowodowych (zakłada się tu typowy skład mieszanki  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 3$  oraz ciśnienie  $p = 133 \text{ hPa}$  (100 Tr))

$$\bar{n}(\tau) = 1 + 4,88 \frac{\bar{p}(\tau)}{\bar{T}(\tau)}. \quad (13.6)$$

Dalej czynione są następujące założenia:



➤ W początkowej fazie impulsu w plazmie zachodzi proces izochoryczny, tzn. temperatura i ciśnienie plazmy rosną, ale nie zmienia się objętość (a zatem i gęstość) mieszanki gazowej. Proces jest bezwładnościowy. W konsekwencji laser pracuje przez ten okres na tej samej linii emisyjnej – nie przestają się. Świadczą o tym rezultaty badań z laserami typu TEA. (Na oscylogramie na rysunku 13.7 pierwsza faza impulsu jest oznaczona jako generacja na linii P18).

Rys. 13.7. Kolejno: impuls mocy wyjściowej z zaznaczonymi liniami emisyjnymi, na których generuje kolejno laser; niżej obliczone na podstawie sygnatury z rys. 13.6 zmiany współczynnika załamania oraz możliwe zmiany temperatury i ciśnienia w czasie [13.21]

Fig. 13.7. From top: Output power pulse with indicated emission lines; below, changes of the refractive index calculated from the signature at Fig. 13.6; possible changes of the plasma temperature and pressure vs time [13.21]



➤ W dalszej fazie rozwoju impulsu współczynnik załamania maleje (patrz rysunek). Kolejne obliczenia, przy założeniu zachowania się mieszanki laserowej zgodnie z regułami gazu doskonałego, prowadzą do kilku możliwych zachowań się plazmy, jak to przedstawiono na rysunku 13.7 (wykresy temperatury  $T$  i ciśnienia  $p$  w czasie), czyli:

▼ ciśnienie może spadać przy stałej temperaturze (wykresy  $T(\tau) - (a)$  i  $p(\tau) - (a)$ ), temperatura może rosnąć przy stałym ciśnieniu (wykresy  $T(\tau) - (b)$  i  $p(\tau) - (b)$ ) lub spadać wraz z ciśnieniem (wykresy  $T(\tau) - (c)$  i  $p(\tau) - (c)$ ). Zależy to od warunków wzbudzenia i chłodzenia plazmy.

### 13.7. Wygaszanie impulsu

Po zakończeniu impulsu pompującego następuje szybsze lub wolniejsze wygaszanie impulsu wyjściowego. Dodatek azotu do mieszanki laserowej spowalnia proces wygaszania impulsu. W falowodowych laserach  $\text{CO}_2$  nie zawsze ta faza impulsu jest możliwa do zaobserwowania. Jeśli energia impulsu pompującego jest odpowiednio duża, następuje przegrzanie ośrodka laserowego, zmniejszenie inwersji obsadzeń i w konsekwencji wygaszenie impulsu jeszcze przed zakończeniem impulsu pompującego. Efekt zarejestrowano na oscylogramie (rys. 13.4).

### 13.8. Opóźnienie impulsu wyjściowego

Jak już wspomniano, impuls wyjściowy lasera pojawia się z pewnym opóźnieniem względem impulsu pompującego [13.10]. Czas opóźnienia zależy od wielu czynników:

- rośnie wraz z ciśnieniem,
- maleje wraz ze wzrostem energii impulsu pompującego,
- zależy od składu mieszanki gazowej  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} + \text{Xe}$ ,

w tym:

- maleje z dodatkiem Xe lub He,
- rośnie z dodatkiem  $\text{N}_2$ .

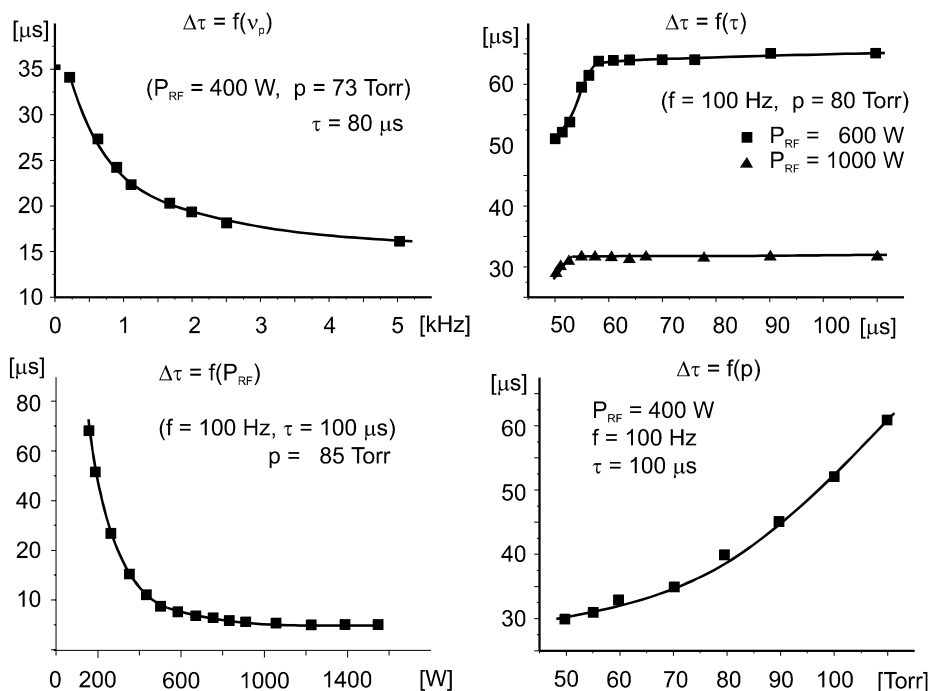
Te ostatnie relacje są wynikiem różnych czasów relaksacji odpowiednich poziomów energetycznych całej struktury  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He}$  [13.17]. Charakterystyki z rysunku 13.8 ilustrują zmiany czasu opóźnienia w zależności od częstotliwości powtarzania impulsu, długości impulsu, mocy dostarczanej i ciśnienia:

➤ wraz ze wzrostem częstotliwości powtarzania impulsu czas opóźnienia również się skraca ( $\Delta\tau = f(\nu_p)$ ). Przy wyższych wartościach częstotliwości repetycji górny poziom laserowy jest ciągle częściowo obsadzony;

➤ wraz ze wzrostem długości impulsu czas opóźnienia początkowo się wydłuża, aby szybko osiągnąć stały poziom ( $\Delta\tau = f(\tau)$ ). Dla dłuższych czasów pompowania mieszanka laserowa osiąga warunki dla quasi-ciągłej pracy lasera;

➤ wraz ze wzrostem mocy dostarczanej do wnęki laserowej czas opóźnienia maleje ( $\Delta\tau = f(P_{RF})$ ), co jest konsekwencją szybszego pompowania wyższego poziomu laserowego;

➤ wraz ze wzrostem ciśnienia czas opóźnienia się wydłuża – rośnie liczba molekuł do wzbudzenia ( $\Delta\tau = f(p)$ ).



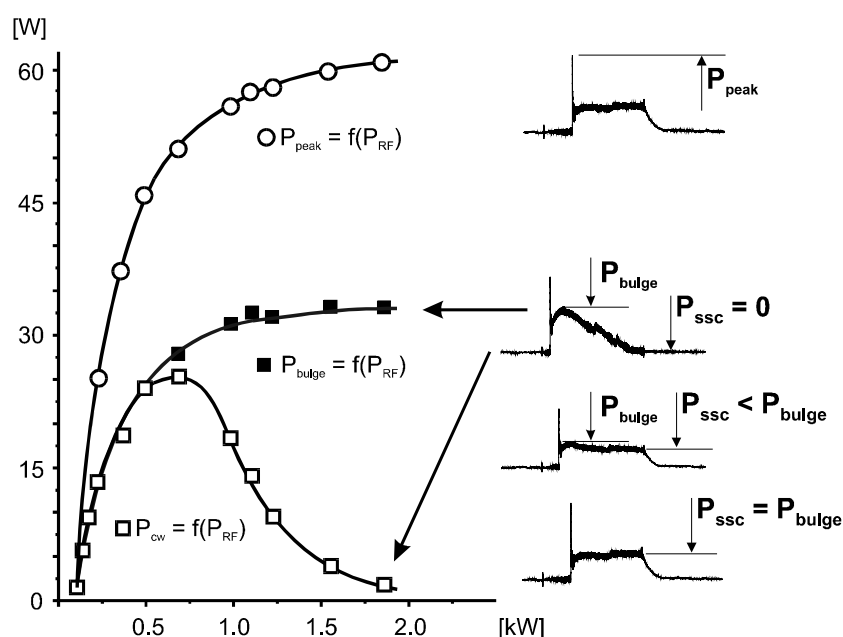
Rys. 13.8. Czas opóźnienia impulsu z lasera falowodowego  $\text{CO}_2$  w zależności od częstotliwości powtórzenia ( $\Delta\tau = f(\nu_p)$ ), długości impulsu pompującego ( $\Delta\tau = f(\tau)$ ), mocy pompowania ( $\Delta\tau = f(P_{RF})$ ) i ciśnienia ( $\Delta\tau = f(p)$ ) [2.38, 13.19, 13.20]

Fig. 13.8. Delay time of the waveguide  $\text{CO}_2$  laser versus repetition frequency ( $\Delta\tau = f(\nu)$ ), length of the pumping pulse ( $\Delta\tau = f(\tau)$ ), input power ( $\Delta\tau = f(P_{RF})$ ) and pressure ( $\Delta\tau = f(p)$ ) [2.38, 13.19, 13.20]

### 13.9. Poziom mocy wyjściowej falowodowych laserów $\text{CO}_2$ w.cz. w różnych fazach impulsu w zależności od mocy dostarczanej do ośrodka aktywnego

Mechanizm wzbudzenia mieszanki gazowej w falowodowych laserach  $\text{CO}_2$  w.cz. zasadniczo odróżnia ten laser od konwencjonalnych laserów impulsowych typu TEA. W laserach  $\text{CO}_2$  TEA energia doprowadzana do wnęki laserowej jest gromadzona wcześniej w kondensatorach, a następnie gwałtownie rozpraszana w ośrodku laserowym. Uzyskuje się znaczne przewyższenia wysokości impulsu względem stanu usta-

lonego. W falowodowych laserach CO<sub>2</sub> w.cz. praca impulsowa jest w istocie pracą periodyczną z mniejszym lub większym czasem repetycji, dlatego pik mocy wyjściowej nie osiąga tak dużych wartości, jak w laserach typu TEA. Na rysunku 13.9 pokazano przykład zależności wysokości impulsu (a dokładniej trzech jego faz) w zależności od dostarczanej mocy. Dla tej konfiguracji jednokanałowego lasera CO<sub>2</sub> pik mocy ( $P_{\text{peak}}$ ) osiąga poziom około 60 W, faza wybrzuszenia termicznego ( $P_{\text{bulge}}$ ) osiąga poziom około 30 W, a część stanu ustalonego impulsu ( $P_{\text{ssc}}$ ) około 20 W. Relacje te są typowe dla jednokanałowych laserów falowodowych CO<sub>2</sub> w.cz. Dla omawianej tu konfiguracji lasera przewyższenie poziomu piku impulsu ponad poziom stanu ustalonego nie było większe niż pięciokrotne [2.38].

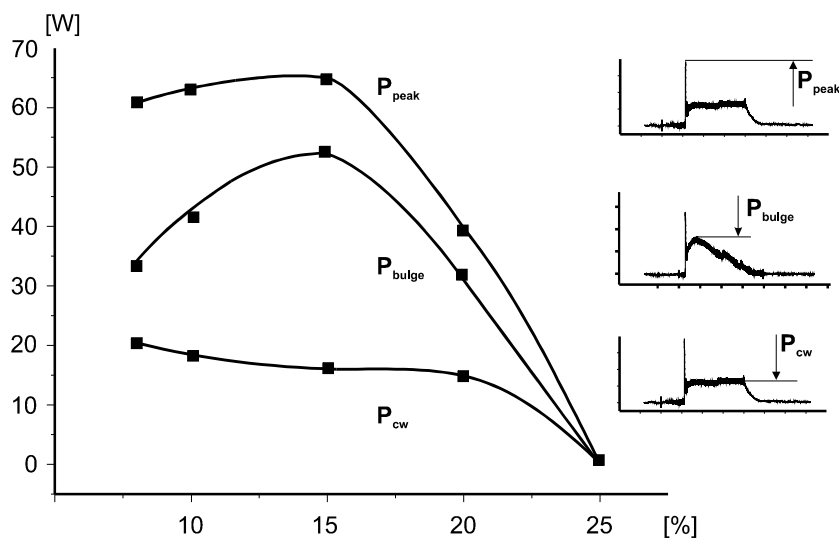


Rys. 13.9. Poziom mocy wyjściowej falowodowego lasera CO<sub>2</sub> dla kilku faz impulsu: stanu ustalonego ( $P_{\text{ssc}}$ ), wybrzuszenia termicznego ( $P_{\text{bulge}}$ ) i piku ( $P_{\text{peak}}$ ) w zależności od mocy doprowadzanej  $P_{\text{RF}}$  [13.21]  
 Fig. 13.9. Output power level of the waveguide CO<sub>2</sub> laser for steady state condition ( $P_{\text{ssc}}$ ), temperature bulge ( $P_{\text{bulge}}$ ) and peak ( $P_{\text{peak}}$ ) versus delivered power  $P_{\text{RF}}$  [13.21]

### 13.10. Moc wyjściowa lasera falowodowego CO<sub>2</sub> w zależności od transmisji zwierciadła wyjściowego

W laserach impulsowych CO<sub>2</sub> dla określonej transmisji zwierciadła wyjściowego i określonej mocy dostarczanej do wnęki laserowej może dojść do przegrzania mieszanki gazowej w trakcie impulsu pompującego. W rezultacie może nastąpić spadek mocy wyjściowej. Ale w początkowej fazie pompowania górnego poziomu laserowe-

go ośrodek aktywny ma duże wzmocnienie, dlatego należy spodziewać się, że optymalna ze względu na moc wyjściową transmisja zwierciadła w laserze impulsowym powinna mieć większą wartość niż w laserze pracującym w trybie pracy ciągłej. Na rysunku 13.10 przedstawiono charakterystyki poziomu mocy wyjściowej lasera impulsowego CO<sub>2</sub> wzbudzanego prądem w.cz. w zależności od transmisji zwierciadła wyjściowego dla różnych faz kształtowania się impulsu, tzn. piku mocy ( $P_{peak}$ ), wybrzuszenia termicznego ( $P_{bulge}$ ) oraz stanu ustalonego ( $P_{ssc}$ ), rozumianego jako stan pracy ciągłej. Optymalny, ze względu na transmisję zwierciadła wyjściowego, poziom piku wyjściowego oraz wybrzuszenia termicznego mierzono dla ciśnienia mieszanki 111 hPa (83 Tr) oraz mocy dostarczanej 1500 W. Optymalny poziom pracy ciągłej  $P_{ssc}$  (*steady state condition*) mierzono dla tego samego ciśnienia oraz dla mocy dostarczanej 600 W, aby uniknąć efektu termicznego (porównaj z rysunkiem 13.3). Dla omawianej struktury lasera optymalna transmisja zwierciadła wyjściowego jest o około 8% większa dla piku mocy wyjściowej oraz wybrzuszenia termicznego w porównaniu do lasera pracującego w trybie pracy ciągłej.

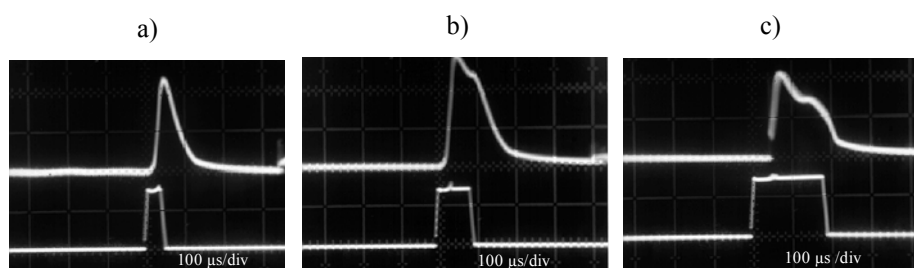


Rys. 13.10. Zależność mocy wyjściowej lasera falowodowego CO<sub>2</sub> wzbudzanego prądem w.cz. od transmisji zwierciadła wyjściowego dla trzech faz impulsu: piku, wybrzuszenia termicznego i stanu ustalonego [2.38, 13.19, 13.20]

Fig. 13.10. Output power of the RF excited waveguide CO<sub>2</sub> laser for three parts of the pulse: peak, temperature bulge and steady state condition [2.38, 13.19, 13.20]

W omawianych laserach falowodowych, ze względu na specyfikę wzbudzenia, użyteczna w zastosowaniach technologicznych jest część impulsu za pikiem. Energia zawarta w piku (w *gain switching*) jest zbyt mała. Dla odpowiednio niższych mocy pompowania (rys. 13.3), kiedy efekt termiczny nie jest jeszcze zauważalny, po ostrym

piku następuje ustalenie się generacji i laser pracuje do końca impulsu pompującego w trybie pracy ciągłej, ze stałym poziomem mocy wyjściowej. W takich warunkach ztraca się impulsowy charakter pracy lasera. Przy większych mocach pompujących, na skutek pojawienia się efektu termicznego, następuje przesunięcie energii impulsu w kierunku krótszych czasów wypromieniowania. Efekt termiczny skraca impuls, wywołując moc wyjściową w krótszym czasie. W tego typu laserach użyteczna może być część termiczna impulsu. To skutek specyfiki pompowania, które w istocie nie jest impulsowe, ale jest tylko periodycznym przełączaniem pracy lasera. Podobny rezultat można uzyskać w laserze konwencjonalnym lub falowodowym zasilanym wzdłużnie prądem stałym, modulowanym impulsem prostokątnym [13.8]. Na rysunku 13.11 widzimy przykład impulsów wyjściowych z konwencjonalnego lasera CO<sub>2</sub> zasilanego prądem stałym. Rura laserowa miała średnicę 0,7 cm, długość 50 cm i była wypełniona mieszkanką gazową CO<sub>2</sub> : N<sub>2</sub> : He = 1 : 1 : 3 o ciśnieniu 20 hPa (15 Tr). Laser zasilany był prądem stałym o wartości 15 mA i napięciu na elektrodach około 7 kV. Prąd lasera modulowano impulsem prostokątnym o wypełnieniu 50% i czasie trwania 50, 100 i 200 μs. Porównanie rysunków 13.11 i 13.3 uwiadcza podobieństwa w kształtowaniu się impulsów dla obydwu struktur laserowych. Na rysunku 13.11c widoczny jest również efekt wybrzuszenia termicznego.



Rys. 13.11. Przykłady impulsów z lasera zasilanego wzdłużnie prądem stałym dla czasów pompowania, odpowiednio: a) – 50 μs, b) – 100 μs i c) – 200 μs i wysokości impulsów modulujących 15 mA [badania własne]

Fig. 13.11. Examples of output pulses from a conventional cw CO<sub>2</sub> laser for different times of pumping: a) 50 μs, b) 100 μs and c) 200 μs and 15 mA high modulating current pulses

Powyższe rozważania można zakończyć tym, że impulsowy charakter pracy lasera wzbudzanego prądem w.cz. niczym nie wyróżnia się od impulsowej pracy konwencjonalnego lasera o pracy ciągłej z modulowanym prądem zasilania [13.5].

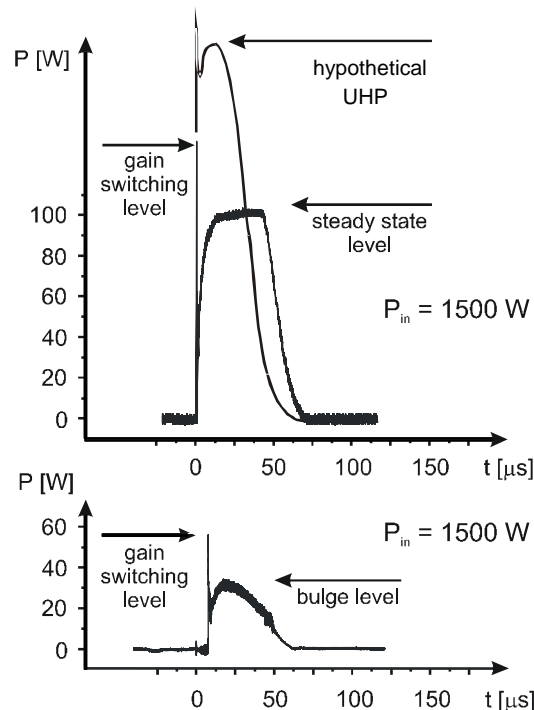
### 13.11. Lasery CO<sub>2</sub> z falowodem płaskim wzbudzane prądem w.cz. w trybie pracy impulsowej

Wszystkie opisane zjawiska, występujące w falowodowych laserach CO<sub>2</sub> wzbudzanych prądem w.cz., dotyczą również konstrukcji z falowodem płaskim, czyli tzw.

powierzchniowo skalowanych (*area scaling lasers*) czy też tzw. konstrukcji falowodowych o dużej objętości (*large volume waveguide lasers*) [13.1, 13.4, 13.13, 13.24]. Ze względu na znaczną objętość wnęki laserowej konieczne jest stosowanie odpowiednio większych generatorów zasilających. Z powodu wysokich kosztów generatorów w.c.z. dużej mocy podejmowane są próby zasilania laserów z falowodem płaskim prądem przemiennym o znacznie mniejszych niż zwykle stosowanych częstotliwościach, bo zaledwie kilkadziesiąt kiloherców [13.24]. W trybie pracy impulsowej zastosowanie wzbudzającego prądu przemiennego nawet tak niskiej częstotliwości wystarczająco poprawia stabilność wyładowania. Duża objętość wnęki laserowej wymaga efektywniejszego chłodzenia helem. Mieszanka gazowa o wzbogaconej zawartości helu (ze składu  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 3$  na  $1 : 1 : 5$ ), co prawda obniża sprawność lasera, ale również zmniejsza jego czułość na przegrzanie zbyt wysokim impulsem pompującym [13.13]. Podobnie jak lasery o pojedynczym, wąskim kanale, lasery z falowodem płaskim pracujące w trybie pracy impulsowej wykazują te same zalety, jak łatwość sterowania i kontrolowania średniej mocy wyjściowej.

Jak już powiedziano, w przypadku laserów falowodowych zasilanych prądem w.c.z. wartość aplikacyjną ma tylko część impulsu poza pikiem (poza *gain switching*). W praktyce metoda sprowadza się do taktowania generatora zasilającego sygnałem prostokątnym długości kilkadziesiąt, nie więcej niż kilkaset mikrosekund. Wyjściowe impulsy mocy lasera mają również kształt prostokątny, z nie liczącym się pikiem w pierwszej fazie impulsu. Ale, jak to pokazano na rysunku 13.3, impuls wyjściowy, przy odpowiednio wysokim poziomie dostarczanej mocy, może wykazać efekt wybrzuszenia i samoistnie jest skracany na skutek przegrzania mieszanki gazowej. Równocześnie poziom mocy wyjściowej jest wyższy (poziom wybrzuszenia – *bulge level*) niż dla poziomu stanu pracy ciągłej (*steady state condition*), jak to jest widoczne na przebiegach na rysunku 13.12, otrzymanych z lasera z falowodem płaskim i lasera falowodowego (jednokanałowego). Dla porównania obydwie przebiegi zarejestrowano dla tego samego poziomu mocy dostarczanej. Impuls lasera falowodowego wykazuje już dla tego poziomu mocy efekt wybrzuszenia. Nawet dalsze wydłużenie prostokątnego impulsu sterującego nie zmieni wiele kształtu impulsu wyjściowego – następuje samoistne wygaszenie impulsu na skutek przegrzania. Dla lasera z falowodem płaskim poziom mocy dostarczanej jest o wiele za niski, aby obserwować efekt wybrzuszenia i wygaszania.

Problemy z użyciem odpowiednio wydajnych generatorów stały się inspiracją do wypracowania tzw. ultrasuperimpulsów USP (*Ultra-Super-Pulse*) [13.23]. Metoda polega po prostu na skróceniu impulsu sterującego generatorem do około  $10 \mu\text{s}$  – czasu dobranego eksperymentalnie ze względu na efektywność oddziaływania impulsu laserowego z materiałem. W metodzie w ogóle nie bierze się pod uwagę wykorzystania naturalnego efektu wygaszenia na skutek przegrzania mieszanki. Inną metodą jest dobranie odpowiednio wysokiego poziomu mocy dostarczanej, wykorzystanie efektu wybrzuszenia termicznego (*bulge*) i praca w reżimie UHP (*Ultra High Pulse*), kiedy impuls jest samoistnie skracany na skutek przegrzania ośrodka laserowego [13.21] (rys. 13.12).



Rys. 13.12. Impuls mocy wyjściowej z lasera z falowodem płaskim (wyżej) i impuls z lasera falowodowego jednokanałowego przy tym samym poziomie mocy doprowadzanej  $P_{in}$  (niżej).

Dorysowano hipotetyczny kształt impulsu UHP przy wystąpieniu efektu przegrzania plazmy (*bulge effect*) [13.21]  
 Fig. 13.12. An output pulse from the slab-waveguide CO<sub>2</sub> laser (top), and an output pulse from a waveguide laser, at the same level of the input power  $P_{in}$ . Hypothetical UHP pulse was added [13.21]

## 13.12. Podsumowanie i wnioski

Dokonano systematyki zjawisk fizycznych zachodzących w trakcie formowania się impulsów wyjściowych w laserach falowodowych CO<sub>2</sub> wzbudzanych prądem w.cz. Uporządkowano, wyjaśniono i nazwano szczegóły spektralne obserwowane na profilach impulsów wyjściowych. Powiązано temperaturę mieszanki roboczej z kształtem impulsu wyjściowego. Dokonano analizy spektralnej impulsu.

Praca impulsowa falowodowych laserów CO<sub>2</sub> wzbudzanych prądem w.cz. nie różni się od pracy impulsowej konwencjonalnych laserów CO<sub>2</sub> wzbudzanych prądem stałym. W istocie jest to praca periodyczna, gdzie krótki czas przerwy między impulsami pompującymi pozwala na ochłodzenie mieszanki gazowej i rozpoczęcie generacji na nowo. Rodzaj pracy odróżnia te lasery od laserów impulsowych CO<sub>2</sub> typu TEA,

gdzie energia wzbudzająca jest gromadzona w kondensatorach i gwałtownie rozproszona w ośrodku aktywnym. Powstaje wtedy krótki impuls mocy wyjściowej o długości najwyżej setek nanosekund i wysokości wielu megawatów. W omawianych tu laserach trudne jest osiągnięcie takich parametrów impulsów wyjściowych ze względu na sposób wzbudzania medium laserowego. Jak dotychczas jedynym sposobem jest wykorzystanie odpowiednio dobranej części (nie za krótkiej) impulsu w stanie ustalonym (*steady state condition*), czyli ultrasuperimpulsu USP [13.23] lub wykorzystanie efektu wybrzuszenia termicznego (*bulge*) i pracy lasera w warunkach *Ultra High Pulse* (UHP) [13.21].

Impuls wyjściowy z laserów falowodowych CO<sub>2</sub> wzbudzanych prądem w.cz. zachowuje czystość spektralną w części zwanej pikiem mocy, ale na skutek efektów termicznych wykazuje przeskoki rotacyjne w części stanu ustalonego, co może być przeszkodą w pewnych zastosowaniach spektroskopowych takiego lasera. Zjawisko termicznego przegrzania ośrodka aktywnego, przy większych mocach pompowania, obniża średnią moc wyjściową lasera, ale koncentruje energię wypromieniowaną w początkowej części impulsu, co może zwiększyć skuteczność oddziaływania lasera z materia.

Periodyczny sposób wzbudzania mieszanki laserowej, który jest wadą ze względu na uzyskiwane małe moce impulsów wyjściowych, umożliwia z kolei proste kontrolowanie średniej mocy lasera przez regulację wysokości, długości lub częstotliwości powtarzania impulsów. Sposób ten znajduje zastosowanie tam, gdzie wymagane jest precyzyjne dozowanie mocy dostarczanej do pola operacyjnego.



## **14. Dyfrakcyjny marker laserowy.**

### **Podsumowanie właściwości promieniowania laserów falowodowych CO<sub>2</sub> wzbudzanych prądem w.cz.**

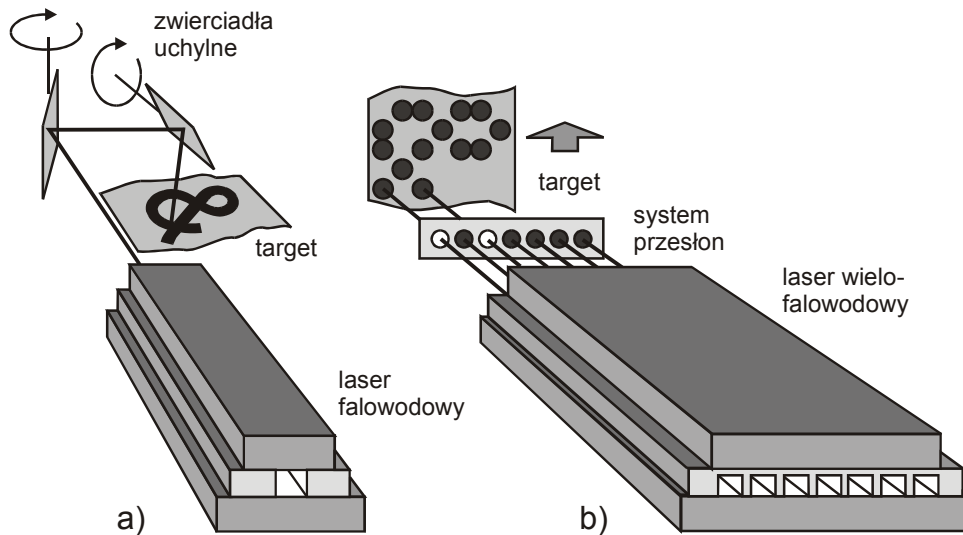
Zaprezentowano, opracowaną przez autora, ideę dyfrakcyjnego markera laserowego [2.43] i problemy z jego realizacją, na podstawie różnych konstrukcji laserów falowodowych wzbudzanych prądem w.cz. zarówno w sposób ciągły, jak i impulsowy [14.2, 14.3].

Opis ważniejszych zjawisk spektralnych obserwowanych w laserach CO<sub>2</sub> obszernie przedstawiono już w rozdziale drugim. W pozostałych rozdziałach wyeksponowano zjawiska spektralne występujące w laserach falowodowych CO<sub>2</sub> wzbudzanych poprzecznie prądem w.cz. Rozdziały te stanowią szeroki przekrój tematyki, od laserów jednokanałowych, poprzez struktury wielokanałowe, z falowodem płaskim ze ściankami bocznymi do struktur z falowodem płaskim otwartych, hybrydowych. Zjawiska spektralne rejestrowano zarówno w ciągłym trybie pracy lasera, jak i impulsowym. Można je zestawić i porównać, a tematykę podsumować na przykładzie hipotetycznego markera laserowego, korzystającego właśnie ze spektralnych zjawisk obserwowanych w rozważanych tu laserach.

W markerach laserowych wykorzystuje się przede wszystkim dwie idee mechanizmów markujących:

- do markowania ciągłego, gdzie wiązka laserowa jest prowadzona, odchylana, przez mniej lub bardziej skomplikowany system zwierciadeł, tak jak to pokazano na rysunku 14.1a (target pozostaje nieruchomy) [14.2];
- do markowania punktowego, gdzie żądany kształt znaku otrzymuje się w postaci serii punktów (śladów punktowych wypalanych przez wiązkę laserową), jak to pokazano na rysunku 14.1b (target jest przesuwany) [14.3, 2.43]. Jak widać, do tego ostatniego systemu znakomicie nadaje się laser wielokanałowy [14.1]. Na rysunku 14.2 można zobaczyć wyniki pracy takiego lasera, działającego według koncepcji z rysunku 14.1b [14.3]. Obydwa przedstawione na rysunku 14.1 urządzenia laserowe nie są czułe na zmiany częstotliwości pracy lasera (tu lasera CO<sub>2</sub>) i przy takim rozwiązaniu jest to ich zaletą. Można jednak podjąć próbę zastosowania własności spektralnych

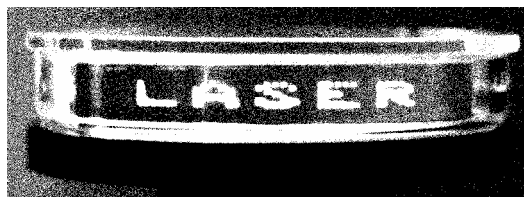
lasera CO<sub>2</sub> w konstrukcji innego urządzenia, np. opartego na prezentowanym wcześniej prostym systemie optycznym do analizy spektralnej wyjściowej wiązki laserowej z odbiciową siatką dyfrakcyjną. W takim dyfrakcyjnym mechanizmie można korzystać z charakterystycznej dla lasera CO<sub>2</sub> właściwości – jego sygnatury.



Rys. 14.1. Schematyczne przedstawienie głównych mechanizmów stosowanych w markerach laserowych:

- a) z wiązką prowadzoną i odchylaną przez system zwierciadeł (target jest nieruchomy) [14.2],
- b) laser wielowiązkowy z systemem przesłon sterujących oddzielnie każdą wiązką (target jest przesuwany) [14.3, 2.43]

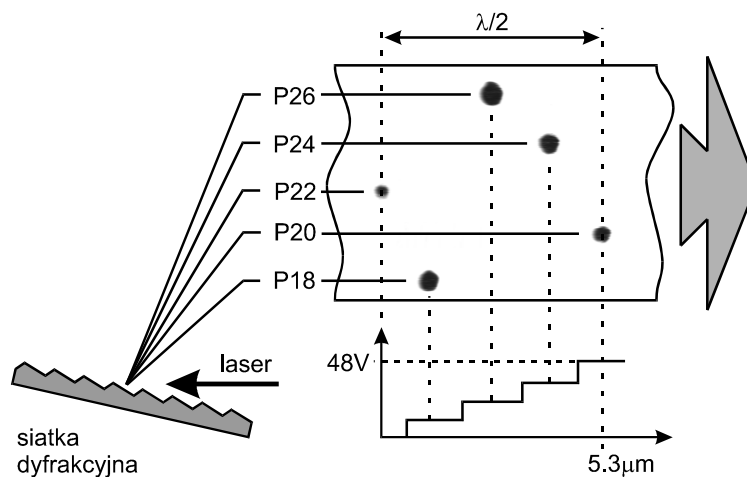
Fig. 14.1. Schematic presentation of two main mechanisms used in laser markers:  
 a) with the beam led and deflected by system of mirrors (target is immobile) [14.2],  
 b) multi-beam laser equipped with the system of shutters (target is movable) [14.3, 2.43]



Rys. 14.2. Rezultat działania laserowego markera punktowego w szkle organicznym [14.3]  
 Fig. 14.2. Result of laser dot marker operation in plexi-glass [14.3]

Sygnatura lasera CO<sub>2</sub> jest zwykle obserwowana za pomocą detektora i wtedy rejestrowany jest charakterystyczny profil mocy wyjściowej lasera w trakcie jego przestrajania o co najmniej  $\lambda/2$  tak, jak to pokazano na rysunkach 2.4, 2.7 i 13.6.

Innym sposobem rejestracji sygnatury jest wspomniany system optyczny z zewnętrzną siatką dyfrakcyjną, tak jak to pokazano na rysunkach 8.1 i 12.8. Taki współdziałający z laserem system optyczny tworzy dyfrakcyjny mechanizm skaningowy [2.43]. Zasadę działania urządzenia wyjaśniono na rysunku 14.3.



Rys. 14.3. Zasada działania dyfrakcyjnego mechanizmu skaningowego w markowaniu laserowym [2.43].

Zaznaczono przebieg napięcia na przesuwniku piezoceramicznym sterującym jednym ze zwierciadeł lasera

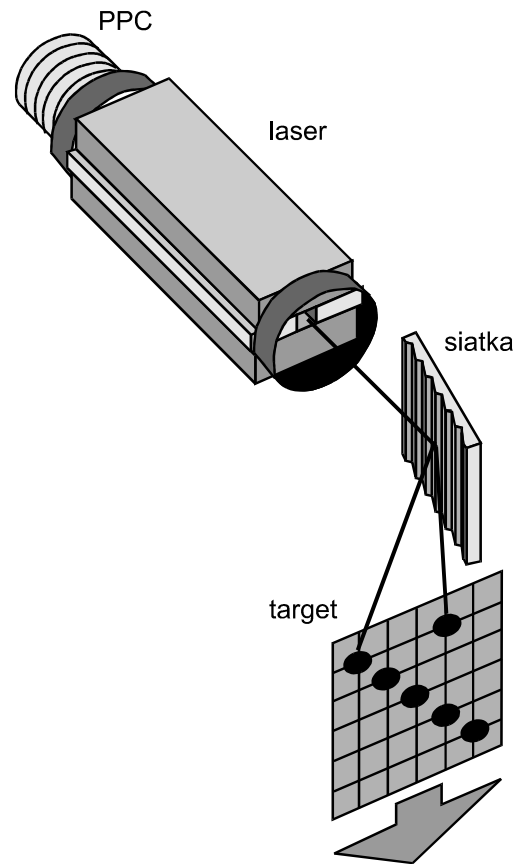
Fig. 14.3. Principle of the diffractive scanning mechanism for laser marker [2.43].  
Voltage on the PZT is indicated

Wiązka z lasera  $\text{CO}_2$  pada na odbiciową siatkę dyfrakcyjną, a dalej – ugięta pod kątem zależnym od generacji na określonej linii emisyjnej – pada na przesuwany target, zaznaczając na nim punkty. (Jest to nadal marker punktowy – *dot marker*). Pozycja punktu jest kontrolowana przez wybór pracy lasera na określonej linii emisyjnej, za pomocą napięcia podawanego na przesuwnik piezoceramiczny, sterujący jednym ze zwierciadeł lasera. Widoczny na rysunku obraz punktów otrzymano za pomocą jednokanałowego lasera falowodowego wzbudzanego prądem w.c.z.

Na rysunku 14.4 schematycznie przedstawiono koncepcję markera laserowego, wykorzystującego dyfrakcyjny mechanizm skaningowy. Działanie urządzenia jest oparte na istnieniu charakterystycznej właściwości lasera  $\text{CO}_2$  – na jego sygnaturze. Aby sygnatura laserowa była dobrze zdefiniowana i fizycznie stabilna, konieczna jest jednomodowa praca lasera. Warunek ten jest łatwo spełniany w jednokanałowych laserach falowodowych, co już pokazano w rozdziale 8. [8.11].

Dużo trudniej jest zastosować w markerze dyfrakcyjnym laser wielokanałowy. Co prawda, każdy z kanałów takiego lasera pracuje w reżimie jednomodowym, ale rów-

nocześnie każdy z nich pracuje niezależnie od drugiego. Praktycznie każdy z kanałów takiej struktury jest niezależnym laserem, opartym na wspólnych zwierciadłach.



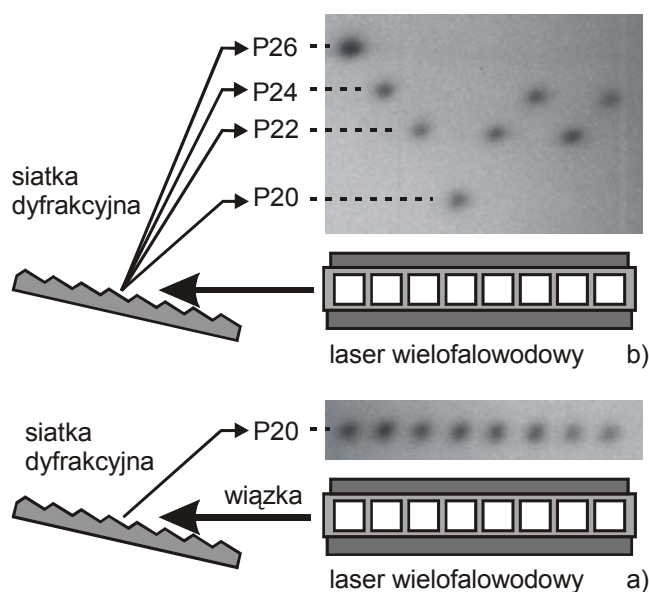
Rys. 14.4. Koncepcja dyfrakcyjnego mechanizmu skaningowego markera laserowego [2.43] (PPC – przesuwnik piezoceramiczny)

Fig. 14.4. Concept of the diffractive scanning mechanism for laser marker [2.43] (PPC – piezoceramic transducer)

Pokazana na rysunku 14.5a praca wszystkich kanałów na tej samej linii emisyjnej jest równie przypadkowa, jak praca poszczególnych kanałów na liniach emisyjnych, dających po ugięciu na siatce dyfrakcyjnej obraz w postaci „Kasjopei” (rys. 14.5b). Poważną trudnością w działaniu takiego markera jest właściwe rozwiązanie niezależnego sterowania każdym z kanałów lasera.

Trudności rosną przy próbach zastosowania w markerze dyfrakcyjnym lasera z falowodem płaskim ze ściankami bocznymi. Jak to już powiedziano w rozdziale 10., laser taki generuje równocześnie w wielu modach poprzecznych (rys. 14.6) i na kilku

liniach emisyjnych. Jest to możliwe dzięki osłabieniu konkurencji między przejściami rotacyjnymi, jeśli tylko na każdej generowanej linii formuje się inny mod poprzeczny. Każdy z nich czerpie wtedy energię z innego przejścia rotacyjnego molekuly  $\text{CO}_2$ . Poza tym we wnętrzu lasera z falowodem płaskim istnieje możliwość przestrzennego rozdziału generowanych fal i współistnienie kilku modów jednocześnie. Zjawiska te obniżają czystość spektralną wiązki, czyniąc taki laser nieprzydatnym do realizacji markera dyfrakcyjnego.

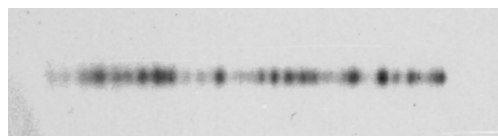


Rys. 14.5. Efekty zastosowania dyfrakcyjnego mechanizmu skaningowego we współpracy z laserem wielokanałowym: a) i b) możliwe do otrzymania sygnatury [2.43]

Fig. 14.5. Results of application of diffractive scanning mechanism and multi-channel laser: a) and b) possible signatures [2.43]

Rys. 14.6. Swobodna generacja w laserze falowodowo-szczelinowym ze ściankami bocznymi [3.1]

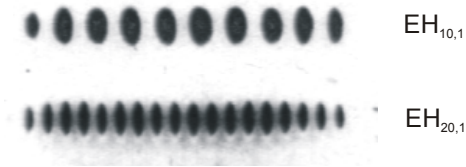
Fig. 14.6. Free-running generation of the slab-waveguide laser with side-walls [3.1]



Wiązka takiego lasera, jak już jednak wiemy, może być, po pewnych zabiegach, uformowana do ustalonego i stabilnego modu  $EH_{m,n}$ . Mowa tu o selekcji Talbota. Obraz wiązki wyjściowej w polu bliskim jest mało interesujący dla zastosowań w marke- rze dyfrakcyjnym (rys. 14.7). Obraz w polu dalekim daje dwa ostre „loby” o dużej czystości spektralnej. Analiza spektralna wiązki w polu dalekim za pomocą siatki dyfrakcyjnej daje obraz jak na rysunku 14.8. Każdy z modów,  $EH_{10,1}$  i  $EH_{20,1}$ , jest

równocześnie generowany na innej linii emisyjnej. Jak pokazano podczas eksperymentu [2.46], możliwe jest przestrajanie takiego lasera z linii na linię emisyjną, ale podczas przestrajania następują niekontrolowane przeskoki z modu na mod (co pokazano na rys. 10.7). Zjawisko to praktycznie dyskwalifikuje taki laser do zastosowania w omawianym urządzeniu.

Rys. 14.7. Otrzymane metodą selekcji Talbota mody  $EH_{10,1}$  i  $EH_{20,1}$  [3.1]  
Fig. 14.7.  $EH_{10,1}$  and  $EH_{20,1}$  modes obtained with a Talbot selector [3.1]



Rys. 14.8. Generacja falowodowo-szczelinowego lasera  $CO_2$  na różnych liniach emisyjnych i w różnych modach  $EH_{m,n}$ : mod  $EH_{20,1}$  na linii P20 i mod  $EH_{10,1}$  na linii P22 [3.1]

Fig. 14.8. Slab-waveguide  $CO_2$  laser operation on different emission lines and modes  $EH_{m,n}$ :  $EH_{20,1}$  mode on P20 and  $EH_{10,1}$  mode on P22 line [3.1]

Usunięcie ścianek bocznych poprawia czystość spektralną wiązki, ale nie na tyle, aby można było zastosować taki laser do markera dyfrakcyjnego. Taka hybrydowa konstrukcja (falowodowe prowadzenie wiązki pomiędzy elektrodami lasera i swobodna propagacja w kierunku poprzecznym) w strukturze rezonatora stabilnego wymusza pracę lasera w modach wysokiego rzędu, co uniemożliwia selekcję linii emisyjnej – selekcję niezbędną do omawianych tu zastosowań. Na rysunku 14.9 widzimy analizę spektralną wiązki takiego lasera. Przejście na inną niż najsilniejsza linia P20 następuje dopiero po silnym rozjustowaniu lasera. Na rysunku pokazano przypadek równoczesnej pracy lasera na liniach od (licząc od dołu) R14 po R20, ale na każdej w innym modzie poprzecznym. Efekt ten również czyni laser nieprzydatnym do realizacji idei markera dyfrakcyjnego.



Rys. 14.9. Analiza spektralna wiązki laserowej opuszczającej szczelinówód bez ścianek bocznych zamknięty w rezonator stabilny: równoczesna praca na wielu liniach w różnych modach poprzecznych po skróceniu jednego ze zwierciadeł o ponad 6 mrad [2.46]

Fig. 14.9. Spectral analysis of the output laser beam from the slab-waveguide laser without sidewalls in a stable configuration: simultaneous operation on a few emission lines in different transverse modes when one of the mirrors is twisted more than 6 mrad [2.46]

Ta sama hybrydowa konstrukcja zamknięta w rezonator niestabilny spełnia wszelkie warunki niezbędne do realizacji markera dyfrakcyjnego. Laser taki pracuje z dużą

mocą, a to z racji znanej właściwości rezonatora niestabilnego, czyli dużej objętości modowej – wiązka formowana w takim rezonatorze wysyca dobrze medium laserowe zamknięte w całym obszarze pomiędzy zwierciadłami. Ponadto, jak to pokazano w rozdziale 12., wiązka laserowa nadal prowadzona w strukturze falowodowej, pomiędzy ściankami elektrod, a równocześnie formowana w rezonatorze niestabilnym na szerokości szczeliny, generowana jest w czystym modzie gaussowskim, czystym w sensie spektralnym. Duża moc, efektywność lasera oraz praca jednomodowa to najważniejsze zalety takiej konstrukcji, które znakomicie sprawdzają się w realizacji idei markera dyfrakcyjnego dzięki czystej spektralnie sygnaturze (nie zaburzonej modami wyższego rzędu), a co najważniejsze – otrzymywanej przy względnie dużych mocach. Praca jednomodowa umożliwia takie dostrojenie lasera, aby wykazywał opisaną w rozdziale 12. sygnaturę uporządkowaną (*WOLS effect*) [2.46], co czyni pracę lasera bardziej przejrzystą.

Wzbogacenie realizacji markera dyfrakcyjnego dodatkowo o pracę impulsową lasera podnosi efektywność urządzenia. Ale, jak to już powiedziano w rozdziale 13., wiązka laserowa w trakcie generacji impulsu „rozsypuje się” w czasie i przestrzeni na kilka kolejno generowanych linii emisyjnych. Jest to wynikiem zmian gęstości plazmy, a zatem współczynnika załamania i długości optycznej rezonatora, na skutek zmian termicznych w plazmie lasera.

W niniejszej pracy podsumowano rolę, jaką laser CO<sub>2</sub> odegrał w dziedzinie fizyki laserów. Właściwości lasera CO<sub>2</sub> pozwoliły na poznanie wielu zjawisk spektralnych, czasami bardzo subtelnych i niemożliwych do obserwacji czy rejestracji metodami konwencjonalnej optyki. Jak widzimy na przykładzie przedstawionego markera dyfrakcyjnego, właściwości te mogą być wykorzystane w urządzeniach laserowych, ale również mogą stanowić źródło trudnych do wyeliminowania szkodliwych zjawisk.

Szczególnie należy podkreślić poznawcze znaczenie laserów CO<sub>2</sub> w strukturach falowodowych wzbudzanych poprzecznie prądem w.cz., a zwłaszcza niezwykle bogate w zjawiska spektralne struktury z falowodem płaskim z selektorem Talbota i struktury hybrydowe z rezonatorami niestabilnymi.

## 15. Zakończenie

W pracy przedstawiono właściwości promieniowania laserowego możliwe do zaobserwowania w laserach CO<sub>2</sub> lub za ich pomocą. Szczególny nacisk położono na struktury falowodowe z ośrodkiem laserowym wzbudzonym prądem w.cz.

Zweryfikowano i potwierdzono rezultaty takich eksperymentów, jak:

- spektroskopia ośrodka wyładowczego lasera CO<sub>2</sub> [2.35, 2.37],
- heterodynowe i homodynowe metody badawcze [2.3, 2.4, 2.45],
- pompowanie optyczne [2.42],
- laserowa spektroskopia nasyceniowa [2.34, 2.40],
- stabilizacja częstotliwości promieniowania wyjściowego lasera CO<sub>2</sub> [2.2, 2.30, 2.41, 2.50],
- efekt optogalwaniczny i jego zastosowanie do stabilizacji częstotliwości lasera [2.2, 2.42, 2.52, 2.63],
- badania sygnatur w warunkach pracy ciągłej [2.36] i impulsowej [2.38].

Opisano i wyjaśniono zjawisko uporządkowanej sygnatury laserowej (WOLS *effect*) występującej dla pewnych, obliczalnych długości optycznych rezonatora laserowego [2.43, 2.44, 2.46, 12.7], szczególnie łatwo obserwowanej w laserach z rezonatorem niestabilnym.

Dokonano analizy teoretycznej właściwości termicznych mieszanin gazowych typowych laserów gazowych. Rozrzucone w literaturze dane eksperymentalne zgromadzono i zredukowano do przystępnych formuł aproksymacyjnych, umożliwiających obliczenie przewodnictwa cieplnego dla takich komponentów gazowych, jak CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, He, Xe, CO, O<sub>2</sub> i Ar w szerokim zakresie temperatury od 280 do 1500 K. Podejście takie umożliwia obliczenie rozkładu temperatury ośrodków laserowych dla tak typowych laserów gazowych, jak laser CO<sub>2</sub>, laser CO i laser Xe, dla dowolnego składu mieszanin gazowych i w dowolnych konfiguracjach przestrzennych medium laserowego [5.13, 5.14].

Zaprezentowano metodę optymalizacji głowic laserowych o falowodzie płaskim, opierającą się na wynikach analizy teoretycznej zastępczego układu głowicy laserowej [7.12, 7.13, 7.14]. Metoda pozwala na znalezienie optymalnej dla generatora zasilającego częstotliwości rezonansowej głowicy laserowej. Skuteczność metody uwidacznia



się szczególnie przy optymalizacji laserów z falowodami płaskimi, gdzie należy uwzględniać właściwości wyładowania jarzeniowego w.cz., takie jak istnienie powłok przyelektrodowych.

Przedstawiono analizę teoretyczną kształtowania się modów w laserze o pojedynczym kanale falowodowym, której wynikiem jest wyrażenie określające złożenie dwóch fal płaskich rozprzestrzeniających się w falowodzie pod pewnym kątem. Eksperymentalnie potwierdzono:

- przewidywania analizy teoretycznej w postaci rzeczywistego zapisu w polu dalekim i bliskim rozkładu natężenia wiązki opuszczającej laser [2.36, 8.11];

- formowanie się w takiej konstrukcji pseudogaussowskiego modu  $EH_{11}$  [6.14, 8.11];

- istnienie w laserze jednofalowodowym tzw. „buczących modów” (*hooting modes*) [niepublikowane prace własne].

Zaprezentowano przykład nietypowego zastosowania lasera jednomodowego w eksperymencie przygotowania preparatu biologicznego wielkości rzędu mikrometrów za pomocą metody ablacji laserowej [8.12, 8.13].

W pracy omówiono konstrukcję i właściwości falowodowych laserów macierzowych lub inaczej – laserów wielokanałowych:

- podano eksperymentalny dowód na to, że lasery tego typu generują zwykle na wielu liniach emisyjnych równocześnie, w wyniku braku synchronizacji fazowej pomiędzy poszczególnymi kanałami lasera [2.43], na skutek tego każdy z kanałów lasera generuje niezależnie. Jedynym wspólnym elementem takiej macierzy są zwierciadła laserowe. Taka konfiguracja optyczna nie zapewnia jednak wystarczającego sprzężenia fazowego dla wszystkich kanałów lasera;

- pokazano, że w pewnym stopniu sprzężenie między kanałami można uzyskać dzięki umieszczeniu otwartej przestrzeni, ułatwiającej częściową synchronizację sąsiednich wiązek laserowych, pomiędzy zwierciadłami a macierzą falowodów [9.4, 9.16].

W pracy przedstawiono sposoby wypełniania przestrzeni rezonatora z falowodem płaskim jednym rodzajem modu, opierając się na efekcie Talbota. Zweryfikowano i potwierdzono rezultaty eksperymentów z falowodem płaskim [2.36, 10.4, 10.5, 10.6].

Zaprezentowano ideę lasera pierścieniowego opartego na zjawiskach fizycznych występujących w laserach z falowodem płaskim [2.36].

Przedstawiono analizę teoretyczną kształtowania się modów w rezonatorze niestabilnym, z eksperymentalnymi przykładami wykonanymi z laserem z falowodem płaskim [3.1], oraz oryginalną interpretację wyników teoretycznych, wyników symulacji numerycznych zachowania się modów w rezonatorze niestabilnym [12.8].

Zanalizowano kształtowanie się impulsów w laserach falowodowych wzbudzanych periodycznie prądem w.cz.:

- szczegółowo opisano fazy impulsu, zdefiniowano je i wyjaśniono zjawisko wybruszenia termicznego (*bulge*) [2.38, 13.19, 13.20];

➤ zdefiniowano maksymalny do osiągnięcia w danych warunkach i konfiguracji lasera poziom impulsu wyjściowego, tzw. *Ultra High Pulse* (UHP), oparty na efekcie wybrzuszenia termicznego i samoistnego skracania impulsu na skutek przegrzania mieszanki laserowej [13.21].

Wyjaśniono zjawiska przestrajania lasera, a tym samym podano sposób na dynamiczne pomiary współczynnika załamania medium laserowego w trakcie kształtowania się impulsu [13.21].

Zaprezentowano oryginalną ideę dyfrakcyjnego markera laserowego [2.43] i problemy z jego realizacją, opierając się na różnych konstrukcjach laserów falowodowych wzbudzanych prądem w.cz. zarówno w sposób ciągły, jak i impulsowy [14.1, 14.3].

Za najważniejsze osiągnięcia autor uznaje:

1. Odkrycie i wyjaśnienie zjawiska uporządkowanej sygnatury lasera CO<sub>2</sub> (*Well Ordered Laser Signature – WOLS effect*) [2.46, 12.7].
2. Zdefiniowanie i usystematyzowanie zjawisk zachodzących w trakcie formowania się impulsu laserowego (*bulge effect, Ultra High Pulse – UHP*) [13.21].
3. Sformułowanie procedur umożliwiających obliczenie przewodnictwa cieplnego komponentów gazowych laserów CO<sub>2</sub>, CO i Xe w szerokim zakresie temperatury, które umożliwiają wyznaczenie rozkładu temperatury ośrodków laserowych dla dowolnego składu mieszanin gazowych [5.13, 5.14].

## Bibliografia

### 2. Zjawiska spektralne w laserach CO<sub>2</sub>

- [2.1] Abrams R.L., *Gigahertz tunable waveguide CO<sub>2</sub> laser*, Appl. Phys. Lett., **25**, No. 5, 1974, 304–306.
- [2.2] Abramski K.M., Michalski W., Nowicki R., Percak H., Pliński E.F., *Laserowe wzorce częstotliwości*, Rozprawy Elektrotechniczne, **34**, No. 2, 1988, 437–457.
- [2.3] Abramski K.M., Pliński E.F., *Heterodyne analysis of laser modes*, Optica Applicata, Vol. **XII**, No. 3–4, 1982, 329–340.
- [2.4] Abramski K.M., Pliński E.F., *Some aspects of heterodyne detection of laser beams*, Optica Applicata, Vol. **XI**, No. 4, 1982, 563–570.
- [2.5] Beterov I.M., Chebotayev V.P., Provorov A.S., *CW high-pressure tunable CO<sub>2</sub> laser with a mixture of CO<sub>2</sub> isotopes*, IEEE J. Quant. Electron., **10**, No. 2, 1974, 245–247.
- [2.6] Beterov I.M., Chebotayev V.P., Provorov A.S., *High precision spectroscopy of SF<sub>6</sub> with cw high pressure tunable CO<sub>2</sub> laser*, Opt. Commun., **7**, No. 4, 1973, 410–411.
- [2.7] Bobrovskij A.N., Vedenov A.A., Kocevnikov A.V., Sobolenko D.N., *NH<sub>3</sub>-laser s nakačkoj izluceniem dvuch CO<sub>2</sub> lazerov*, Pisma v ZETF, **29**, 1979, 589–592.
- [2.8] Bridges T.J., *Competition, hysteresis, and reactive Q-switching in CO<sub>2</sub> lasers at 10.6 microns*, Appl. Phys. Lett., **9**, 1966, 174–176.
- [2.9] Buholz N.E., *Five color CO<sub>2</sub> laser stabilization and switching*, IEEE J. Quant. Electron., **18**, No. 9, 1982 1326–1331.
- [2.10] Buholz N.E., *Selected five-color operation of a CO<sub>2</sub> laser*, Optical Engineering, **20**, No. 2, 1981, 325–327.
- [2.11] Buholz N.E., *Selected two-color operation of a CO<sub>2</sub> laser*, IEEE J. Quant. Electron., **16**, No. 8, 1980, 835–837.
- [2.12] Chang T.Y., Bridges T.J., *Laser action at 452, 496 and 541 um in optically pumped CH<sub>3</sub>F*, Opt. Commun., **1**, 423–426 (1970).
- [2.13] Choi J.-W., Chung Y.-B., Strzelec M., Kopica M., *Frequency stabilization of a radio frequency excited CO<sub>2</sub> laser using the optogalvanic effect*, Review of Scientific Instruments, **69**, No. 12, 1998, 4038–4040.
- [2.14] Choi J.-W., *Frequency stabilization of a radio frequency excited CO<sub>2</sub> laser using the optogalvanic effect*, The Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO/Pacific Rim '99, Technical Digest, paper No. Th V3, Aug. 30 – Sept. 3, Seul 1999., 803–804.
- [2.15] Choi J.-W., Kim Y.-P., Kim Y.-M., *Optogalvanic laser Doppler velocimetry using the self-mixing effect of CO<sub>2</sub> laser*, Review of Scientific Instruments, **68**, No. 12, 1997, 4623–4624.
- [2.16] Christensen C.P., Powell F.X., Djeu N., *Transverse electrodeless rf discharge excitation of high-pressure laser gas mixture*, IEEE J. Quant. Electron., **16**, No. 9, 1980, 949–954.

- [2.17] Clark P.C., Wada J.Y., *The influence of Xenon on sealed-off CO<sub>2</sub> lasers*, IEEE J. Quant. Electron., **4**, No. 5, 1968, 263–266.
- [2.18] Colley A.D., Abramski K.M., Baker H.J., Hall D.R., *Discharge-induced frequency modulation of RF excited CO<sub>2</sub> waveguide lasers*, IEEE J. Quant. Electron., **27**, 1991, 1939–1945.
- [2.19] Domnin Ju.S., Kotelajevskij N.B., Tatarenkov V.M., Šumiackij P.S., Kompanec O.N., Kuku-džanov A.R., Letohov V.S., Michajlov E.L., *CO<sub>2</sub>/<sup>192</sup>OsO<sub>4</sub> Lazer: Absolutnaja častota svetovych kolebanij i novye vozmožnosti*, Pisma w Žurnal Eksperimentalnoj i Teoretičeskoj Fiziki, **30**, 1979, 269–272.
- [2.20] Evenson K.M., Che-Chung Chou, Bach B.W., Bach K.G., *New cw CO<sub>2</sub> laser lines: the 9-um hot band*, IEEE J. Quant. Electron., **30**, No. 5, 1994, 1187–1188.
- [2.21] Freed Ch., *Frequency stabilization of CO<sub>2</sub> lasers: some applications*, Advanced Laser Technology and Applications (1982), Proc. of SPIE, Vol. **335**, 1982, 59–68.
- [2.22] Freed Ch., *Status of CO<sub>2</sub> isotope lasers and their applications in tunable laser spectroscopy*, IEEE J. Quant. Electron., **18**, No. 8, 1982, 1220–1228.
- [2.23] Gibson R.B., Boyer K., Javan A., *Mixed isotope multiatmosphere CO<sub>2</sub> laser*, IEEE J. Quant. Electron., **15**, No. 11, 1979, 1224–1228.
- [2.24] Jackson P.E., Abramski K.M., Hall D.R., *Automatic impedance matching and opto-Hertzian effect in RF excited CO<sub>2</sub> waveguide lasers*, Applied Physics, **B47**, 1988, 150–157.
- [2.25] Kogelnik H., Li T., *Laser beams and resonators*, Applied Optics, **5**, 1966, 1550–1567.
- [2.26] Lachambre J.-L., Macfarlane J., Otis G., Lavigne P., *A transversely rf-excited CO<sub>2</sub> waveguide laser*, Applied Physics Letters, **32**, No. 10, 1978, 652–653.
- [2.27] Meitland A., Dunn M.H., *Laser physics*, North-Holland, Amsterdam, London, 1969.
- [2.28] Mocker H.W., *Pressure and current dependent shifts in the frequency of oscillation of the CO<sub>2</sub> laser*, Appl. Phys. Lett., **12**, No. 1, 1968, 20–23.
- [2.29] Nath A.K., Chatterjee U.K., *Theoretical and experimental studies of a multiline TEA CO<sub>2</sub> laser with hot CO<sub>2</sub> as an intracavity absorber*, IEEE J. Quant. Electron., **16**, No. 11, 1980, 1263–1266.
- [2.30] Nowicki R., Pliński E.F., Rzepka J., *The use of discharge electric field variations to CO<sub>2</sub> laser stabilization*, Optics Communications, **53**, No. 2, 1985, 113–116.
- [2.31] Peterson A.B., Wittig C., Leone S.R., *Electronic-to-vibrational pumped CO<sub>2</sub> laser operating at 4.3, 10.6, and 14.1 um*, J. Appl. Phys., **47**, No. 3, 1976, 1051–1054.
- [2.32] Pliński E.F., Abramski K.M., *Opto-voltaic representation of a gain profile in a cw CO<sub>2</sub> laser*, Optics Communications, **50**, No. 3, 1984, 162–164.
- [2.33] Pliński E.F., Abramski K.M., *Representation of CO<sub>2</sub> laser gain curve in optovoltic signal*, Optica Applicata, Vol. **XV**, No. 1, 1985, 73–75.
- [2.34] Pliński E.F., Abramski K.M., *Saturation of infrared absorption in sulfur hexafluoride near 10.5 μm at the P12, P14, P16, P18 and P20 of emission CO<sub>2</sub> laser lines*, Optica Applicata, Vol. **XIV**, No. 3, 1984, 301–306.
- [2.35] Pliński E.F., Abramski K.M., *Spectral analysis and frequency control of CO<sub>2</sub> laser radiation*, Journal of Technical Physics, **40**, No. 3, 1999, 85–96.
- [2.36] Pliński E.F., Abramski K.M., Witkowski J.S., *Optical resonators for slab lasers*, in: *Optical Resonators – Science and Engineering*, eds. R. Kossowski, M. Jelinek, J. Novak, Kluwer Academic Publishers (Proceedings of the NATO Advanced Research Workshop on Optical Resonators – Theory and Design, Smolenice Castle, July 1–5, 1997), 1998 267–279.
- [2.37] Pliński E.F., *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*, dysertacja doktorska, Politechnika Wrocławska, Wrocław 1983.
- [2.38] Pliński E.F., Majewski B.W., Bednarczyk A.S., Abramski K.M., *Pulse mode operation of an RF excited CO<sub>2</sub> waveguide laser*, GCL-HPL Conference, Sankt Petersburg, 1999, Proc. of SPIE, Vol. **3574**, 1998, 500–503.

- [2.39] Pliński E.F., Nowicki R., Abramski K.M., Pieńkowski J., Rzepka J., *Laser molekularny CO<sub>2</sub> malej mocy o stabilizowanej częstotliwości promieniowania wyjściowego*, *Pomiary, Automatyka, Kontrola*, **11**, 1983, 366–368.
- [2.40] Pliński E.F., Nowicki R., *Nonlinear laser spectroscopy applied to SF<sub>6</sub>*, *Optica Applicata*, Vol. **XV**, 1985, 39–43.
- [2.41] Pliński E.F., Nowicki R., Rzepka J., *Frequency stabilisation of cw CO<sub>2</sub>/SF<sub>6</sub> lasers*, *Optica Applicata*, Vol. **XV**, 1985, 225–229.
- [2.42] Pliński E.F., Sobolewski A., Nowicki R., *Spectroscopic measurements of CH<sub>3</sub>OH pumped by CW CO<sub>2</sub> laser*, *Optica Applicata*, Vol. 14, No. 4, 1984, 533–538.
- [2.43] Pliński E.F., Witkowski J.S., Abramski K.M., *Diffraction mechanism for laser marker*, *Opt. Las. Techn.*, **32**, 2000, 33–37.
- [2.44] Pliński E.F., Witkowski J.S., Abramski K.M., *On some signatures of the RF excited slab-waveguide lasers RF excited slab-waveguide CO<sub>2</sub> lasers with unstable resonators*, *CLEO/Europe '2000, Technical Digest*, paper No. SFC5, 11–15 Sept., Nice 2000, 370.
- [2.45] Pliński E.F., Witkowski J.S., Abramski K.M., *RF excited slab-waveguide CO<sub>2</sub> lasers in pulse regime*, Wrocław University of Technology and Heriot–Watt University, Wrocław–Edynburg 1999, KBN and British Consul Grant, No. WAR/992/134'1998–2000 (prace niepublikowane).
- [2.46] Pliński E.F., Witkowski J.S., *Well-ordered laser signature*, *Opt. Commun.*, **176**, No. 1, 2, 3, 2000, 207–211.
- [2.47] Reid J., Siemsen K., *Laser power and gain measurements on the sequence bands of CO<sub>2</sub>*, *J. Appl. Phys.*, **48**, No. 7, 1977, 2712–2717.
- [2.48] Reid J., Siemsen K., *New CO<sub>2</sub> laser bands in the 9–11-um wavelength region*, *Appl. Phys. Lett.*, **29**, No. 4, 1976, 250–251.
- [2.49] Röser H.-P., *Heterodyne spectroscopy for submillimeter and far infrared wavelength*, *Infrared Physics*, **32**, 1991, 385–407.
- [2.50] Rzepka J., Nowicki R., Pliński E.F., *Detection of CO<sub>2</sub> power variations via electric field changes nearby the plasma tube*, XVII International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Contributed Papers, Vol. **1**, No. N-17, 8–12 July, Budapest, 1985, 934–935.
- [2.51] Schiffner G., *Prediction of CO<sub>2</sub> laser signatures*, *IEEE J. Quant. Electron.*, **8**, No. 12, 1972, 877–881.
- [2.52] Shin D.J., Chung Y.B., Lee I.W., *Stabilization of the CO<sub>2</sub> laser power by feedback controlling through an auxiliary electrode*, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, **18**, No. 2, 1989, 535–536.
- [2.53] Siemsen K.J., Whitford B.G., *Heterodyne frequency measurements of CO<sub>2</sub> laser sequence-band transitions*, *Opt. Commun.*, **22**, No. 1, 1977, 11–16.
- [2.54] Skolnick M.L., *Use of plasma tube impedance variations to frequency stabilize a CO<sub>2</sub> laser*, *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-6**, 1969, 139–140.
- [2.55] Smith A.L.S., Moffat S., *Opto-galvanic stabilized CO<sub>2</sub> laser*, *Opt. Commun.*, **30**, No. 2, 1979, 213–218.
- [2.56] Sutter L.V., *Gain-switched pulsed RF CO<sub>2</sub> waveguide lasers*, *Optical Engineering*, **20**, No. 5, 1981, 769–771.
- [2.57] Verdeyen J., *Laser Electronics*, second edition, Prentice-Hall International, Inc., 1981.
- [2.58] Waksberg A.L., Boag J.C., Sizgoris S., *Signature variations with mirror separation for small sealed CO<sub>2</sub> lasers*, *IEEE J. Quant. Electron.*, **7**, 1971, 29–35.
- [2.59] Webster C.R., Menzies R.T., *Infrared laser optogalvanic spectroscopy of molecules*, *Journal of Chemical Physics*, **78**, 1983, 2121–2128.
- [2.60] Wendland J.J., Baker H.J., Hall D.R., *Operation of a cw 14C16O<sub>2</sub> laser in the 12 um spectral region*, *Opt. Commun.*, **154**, 1998, 329–333.
- [2.61] Witteman W.J., *The CO<sub>2</sub> laser*, Springer Series in Optical Sciences, Berlin, New York 1987.
- [2.62] Wood O.R., *High-pressure pulsed molecular lasers*, *Proceedings of IEEE*, **62**, 1974, 355–398.

- [2.63] Yamanaka M., *Optically pumped gas lasers. A wavelength table of laser lines*, Rev. Las. Eng., **3**, 1976, 253–294.

### 3. Jakość wiązki laserowej

- [3.1] Abramski K.M., Pliński E.F., Witkowski J.S., Nowicki R., *Nowe rezonatory optyczne dla technologicznych falowodowo-szczelinowych laserów CO<sub>2</sub> wzbudzanych prądem w.cz.*, Grant KBN Nr 8-T11B-058-09, Politechnika Wrocławska I-28.
- [3.2] Bélanger P.A., Lachance R.L., Paré C., *Super-Gaussian output from a CO<sub>2</sub> laser using a graded-phase mirror resonator*, Optics Letters, **17**, No. 10, 1992, 739–741.
- [3.3] Chapple Ph.B., *Beam waist and M<sup>2</sup> measurements using a finite slit*, Optical Engineering, **33**, 1994, 2461–2465.
- [3.4] Colley A.D., Villarreal F., Baker H.J., Hall D.R., *High brightness slab waveguide carbon monoxide laser*, Appl. Phys. Lett., **64**, No. 22, 1994, 2916–2918.
- [3.5] Li Y., Katz J., *Laser beam scanning by rotary mirrors. I. Modeling mirror-scanning devices*, Applied Optics, **34**, No. 28, 1995, 6403–6416.
- [3.6] Li Y., *Laser beam scanning by rotary mirrors. II. Conic-section scan patterns*, Applied Optics, **34**, No. 28, 1995, 6417–6430.
- [3.7] Lü B., Zhang B., Wang X., *Propagation and focusing properties of apertured super-Gaussian beams*, Optik, **104**, No. 1, 1996, 1–8.
- [3.8] Maitland A., Dunn M.H., *Laser physics*, North-Holland, Amsterdam–London, 1969, rozdz. 7.
- [3.9] Pan C., Wang S., *A CO<sub>2</sub> laser with M<sub>e</sub><sup>2</sup> < 1*, Optik, **101**, No. 4, 1996, 184.
- [3.10] Sasnett M.W., Johnston T.F. Jr., *Beam characterisation and measurement of propagation attributes*, Proc. of SPIE, Laser Beam Diagnostics, Vol. **1414**, 1991, 21–32.
- [3.11] Siegman A., *Defining, measuring, and optimizing laser beam quality*, Proc. of SPIE, Vol. **1224**, 1990, 2–14.
- [3.12] Simon R., Sudarshan E.C.G., Mukunda M., *Generalized rays in first-order optics: Transformation properties of Gaussian Schell-model fields*, Phys. Rev., **A29**, No. 6, 1984, 3273–3279.
- [3.13] Sivestri S., Laporta P., Magni V., Svelto O., *Solid-state laser unstable resonators with tapered reflectivity mirrors: the super-gaussian approach*, IEEE J. Quant. Electron., **24**, 1988, 1172–1177.
- [3.14] Wang S., *On principles of diffraction*, Optik, **100**, No. 3, 1995, 107–108.
- [3.15] Wang S., Zhao D., Pan C., Cai R., Yu S., *A new beam produced by CO<sub>2</sub> laser*, Optik, **101**, No. 2, 1995, 84.
- [3.16] Weber H., *Some historical and technical aspects of beam quality*, Optical and Quantum Electronics, **24**, 1992, S861–S864.

### 4. Rozwój struktur laserów CO<sub>2</sub>

- [4.1] Abramski K.M., Colley A.D., Baker H.J., Hall D.R., *High-power two-dimensional waveguide CO<sub>2</sub> laser array*, IEEE J. Quant. Electron., **32**, No. 2, 1996, 340–349.
- [4.2] Editor's Comments, *Poles may have preceded Canadians in patenting 'tea' – laser principle*, Laser Focus World, **3**, 1975, 34–35.
- [4.3] He D., *A 30-W radio frequency excited CO<sub>2</sub> laser*, Appl. Phys. Lett., **43**, No. 8, 1983, 726–728.
- [4.4] Heeman-Ilieva M.B., Udalov Yu.B., Vitteman V.J., Peters P.J., Hoen K., Ochkin V.N., *RF excited 1.1 W/cm waveguide CO<sub>2</sub> laser*, J. Appl. Phys., **74**, No. 7, 1993, 4786–4788.
- [4.5] Hornby A.M., Baker H.J., Hall D.R., *Combined array/slab waveguide CO<sub>2</sub> lasers*, Opt. Commun., **108**, 1994, 97–103.
- [4.6] Jackson P.E., Baker H.J., Hall D.R., *CO<sub>2</sub> large-area discharge laser using an unstable-waveguide hybrid resonator*, Appl. Phys. Lett., **54**, No. 20, 1989, 1950–1952.

- [4.7] Lapucci A., Cangioli G., *Phase-locked operation of a compact three-slab-sections radiofrequency discharge CO<sub>2</sub> laser*, IEEE J. Quant. Electron., **29**, No. 12, 1993, 2962–2971.
- [4.8] Lapucci A., Cangioli G., *Trip slab radio-frequency discharged CO<sub>2</sub> laser*, Appl. Phys. Lett., **62**, No. 1, 1993, 7–9.
- [4.9] Lapucci A., Rossetti F., *Experimental characterization of RF-discharged open slab CO<sub>2</sub> lasers*, Opt. Las. Techn., **27**, No. 3, 1995, 167–173.
- [4.10] Newman L.A., Hart R.A., Kennedy J.T., Cantor A.J., Demaria A.J., Bridges W.B., *High power coupled CO<sub>2</sub> waveguide laser array*, Appl. Phys. Lett., **48**, 1986, 1701–1703.
- [4.11] Sinclair R.L., Tulip J., *Radio frequency excited CO<sub>2</sub> waveguide lasers*, Rev. Sci. Instrum., **55**, No. 10, 1984, 1539–1541.
- [4.12] Vidaud P., He D., Hall D.R., *High efficiency RF excited CO<sub>2</sub> laser*, Opt. Commun., **56**, No. 3, 1985, 185–190.
- [4.13] Woliński W., *Sposób pobudzania lasera gazowego*, Patent nr 59987, Warszawa 1962.

#### **5. Właściwości termiczne mieszanin gazowych (w tym mieszanin laserów CO<sub>2</sub>, laserów CO i laserów Xe)**

- [5.1] Booth D.J., Gibbs W.E.K., Report 413, Defence Standards Laboratories, Maribyrong, Victoria, Australia, Nov. 1970.
- [5.2] *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, ed. D.R. Lide, 77th ed., CRC Press Inc., London, Tokyo, 1996.
- [5.3] Heeman-Ilieva M.B., Udalov Yu.B., Hoen K., Witteman W.J., *Enhanced gain and output power of a sealed-off rf-excited CO<sub>2</sub> waveguide laser with gold-plated electrodes*, Appl. Phys. Lett., **64**, No. 6, 1994, 673–675.
- [5.4] Hilsenbrath J., et al., *Tables of thermodynamic and transport properties of air, argon, carbon dioxide, carbon monoxide, hydrogen, nitrogen, oxygen, and steam*, Pergamon Press, Oxford, London, New York, Paris, 1960.
- [5.5] Hirschfelder J.O., Curtiss Ch.F., Bird R.B., *Molecular theory of gases and liquids*, Wiley, New York, Chapman, London, 1954.
- [5.6] Kanazawa H., Matsuzaka F., Uehara M., Kasuya K., *Characteristics of a transverse-flow CO laser excited by RF-discharge*, IEEE J. Quant. Electron., **30**, No. 6, 1994, 1448–1454.
- [5.7] Laderman A.J., Byron S.R., *Temperature rise and radial profiles in CO<sub>2</sub> lasers*, Appl. Phys. Lett., **42**, No. 8, 1971, 3138–3134.
- [5.8] Mason E.A., Saxena S.C., *Approximate formula for the thermal conductivity of gas mixtures*, The Physics of Fluids, **1**, No. 5, 1958, 361–369.
- [5.9] Morley R.J., Wendland J.J., Baker H.J., Hall D.R., *Single line operation and line competition effects in RF discharge excited cw Xe lasers*, Opt. Commun., **142**, 1997, 244–248.
- [5.10] Neufeld P.D., Janzen A.R., Aziz R.A., *Empirical equations to calculate 16 of the transport collision integrals  $\Omega^{(l,a)*}$  for the Lennard-Jones (6–12) potential*, J. Chem. Phys., **57**, No. 3, 1972, 1100–1102.
- [5.11] Parazzoli C.G., Kuei-Ru Chei, *Numerical analysis of a cw RF pumped CO<sub>2</sub> waveguide laser*, IEEE J. Quant. Electron., **22**, No. 3, 1986, 479–488.
- [5.12] Pearson G.N., Hall D.R., *RF-excited tunable CO laser with opto-Hertzian frequency stabilization*, IEEE J. Quant. Electron., **25**, No. 3, 1989, 245–248.
- [5.13] Pliński E.F., Witkowski J.S., *Prediction of the thermal properties of RF excited CO<sub>2</sub>, CO, and Xe laser media*, Opt. Las. Techn., **33**, No. 1, 2001, 61–66.
- [5.14] Pliński E.F., Witkowski J.S., *Thermal conductivities and temperature distribution in RF excited CO<sub>2</sub>, CO, and Xe laser media*, Optica Applicata, 2001 (w druku).

- [5.15] Rabinovich V.A., Vasserman A.A., Nedostup V.I., Veksler L.S., *Thermophysical Properties of Neon, Argon, Krypton, and Xenon*, ed. Th.B. Selover, Jr., Hemisphere, Springer, New York, London, 1988.
- [5.16] Reid R.C., Prausnitz J.M., Poling B.E., *The properties of gases and liquids*, McGraw-Hill Book Company, New York, London, Paris, Tokyo, 1987.
- [5.17] Saad M.A., *Thermodynamics, Principle and Practice*, Prentice-Hall International, Ltd., London, 1997.
- [5.18] Tskhai S.N., Udalov Yu.B., Peters P.J.M., Witteman W.J., *Continues wave near-infrared atomic Xe laser excited by a radio frequency discharge in a slab geometry*, Appl. Phys. Lett., **66**, No. 7, 1995, 801–803.
- [5.19] Udalov Y.B., Peters P.J., Heeman-Ilieva M.B., Ernst F.H.J., Ochkin V.N., *New continuous wave infrared Ar-Xe laser at intermediate gas pressures pumped by a transverse radio frequency discharge*, Appl. Phys. Lett., **63**, No. 6, 1993, 721–722.
- [5.20] Vargaftik N.B., *Handbook of physical properties of liquids and gases: pure substances and mixtures*, 2-nd ed., Hemisphere, Springer, Washington, Paris, London, 1975.
- [5.21] Vidaud P., Hall D.R., *Effect of xenon on the electron temperatures of rf discharge CO<sub>2</sub> laser gas mixtures*, J. Appl. Phys., **57**, No. 5, 1985, 1757–1758.
- [5.22] Vitruk P.P., Morley R.J., Baker H.J., Hall D.R., *High power continuous wave atomic Xe laser with radio frequency excitation*, Appl. Phys. Lett., **67**, No. 10, 1995, 1366–1368.
- [5.23] Zhao H., Baker H.J., Hall D.R., *Area scaling in slab rf-excited carbon monoxide lasers*, Appl. Phys. Lett., **59**, No. 11, 1991, 1281–1283.

## 6. Plazma laserów CO<sub>2</sub> wzbudzana prądem w.cz.

- [6.1] Abrams R.L., Bridges W.B., *Characteristics of sealed-off waveguide CO<sub>2</sub> lasers*, IEEE J. Quant. Electron., **9**, 1973, 940–946.
- [6.2] Akimov A.G., Koba A.V., Lipatov N.I., Mineev A.P., Pashinin P.P., Prokhorov A.M., *An effect of the exciting field frequency on performance of an RF pumped waveguide CO<sub>2</sub> laser*, Sov. J. Quant. Electron., **16**, 1989, 938–944.
- [6.3] Allis W.P., Brown S.C., *Electron density distribution in a high frequency discharge in the presence of plasma resonance*, Phys. Rev., **84**, No. 1, 1951, 519–522.
- [6.4] Butler H.S., Kino G.S., *Plasma sheath formation by radio-frequency fields*, Phys. Fluids, **6**, No. 9, 1963, 1346–1355.
- [6.5] Duranti S.M.A., Vidaud P., Baker H.J., Hall D.R., *Optimization of gain zone reduced fields in RF excited carbon dioxide lasers*, CLEO '1988 Conference, Anaheim, California, paper No. ThT4, 1988.
- [6.6] Engel A. von, Steenbeck, *Ionized Gases*, Oxford, Clarendon Press, 1955, 196.
- [6.7] Francis G., *Ionization phenomena in gases*, London, Butterworths Scientific Publications, 1960, 59–80.
- [6.8] Godyak V.A., Sternberg N., *Dynamic model of the electrode sheaths in symmetrically driven rf discharges*, Phys. Rev. A, **42**, No. 4, 1990, 2299–2312.
- [6.9] Hall D.R., Hill C.A., *RF discharge excited carbon dioxide lasers*, in: Handbook of Molecular Lasers, ed. P.K. Cheo, New York, Marcel Dekker, 1987, rozdz. 3, s. 238.
- [6.10] He D., Baker C.J., Hall D.R., *Discharge striations in rf excited waveguide lasers*, J. Appl. Phys., **55**, No. 1, 1984, 4120–4122.
- [6.11] He D., Hall D.R., *Frequency dependence in RF discharge excited waveguide CO<sub>2</sub> lasers*, IEEE J. Quant. Electron., **20**, No. 5, 1984, 509–514.
- [6.12] Levitsky S.M., *An investigation of the breakdown potential of a high-frequency and pressure transition regions*, Sov. Phys.-Tech. Phys., **2**, 1957, 887–889.



- [6.13] Myšenkov V.I., Jacenko N.A., *Perspektivy ispolzovania vysokočastnogo jemkostnogo razriada v lazernoj technike*", Kvantovaja Elektronika, **8**, No. 10, 1981, 2121–2128.
- [6.14] Pliński E.F., Witkowski J.S., *Laser falowodowy CO<sub>2</sub> pracy ciągłej pobudzany poprzecznie częstotliwością radiową*, Instytut Telekomunikacji i Akustyki, Politechnika Wrocławska, raport wew. nr I28/S-082/90 i nr I28/S-021/91, 1990/1991 (prace niepublikowane).
- [6.15] Raizer Yu.P., Shneider M.N., Yatsenko N.A., *Radio-frequency capacitive discharges*, CRC Press, London, 1995, 22.
- [6.16] Vitruk P.P., Baker H.J., Hall D.R., *Similarity and scaling in diffusion-cooled RF-excited carbon dioxide lasers*, IEEE J. Quant. Electron., **30**, No. 7, 1994, 1623–1634.
- [6.17] Vitruk P.P., *Capacitance RF discharges in diffusion-cooled gas slab lasers*, Ph. D. dissertation, Moscow Phys. Technol. Inst., Moscow, 1990.
- [6.18] Wester R., Seiwert S., Wagner R., *Theoretical and experimental investigations of the filamentation of high-frequency excited CO<sub>2</sub> laser discharges*, J. Phys. D: Appl. Phys., **24**, 1991, 1796–1802.

### 7. Nierównomierność rozkładu wyladowania w kanale lasera falowodowego

- [7.1] Abramski K.M., Colley A.D., Baker H.J., Hall D.R., *Power scaling of large-area transverse radio frequency discharge CO<sub>2</sub> lasers*, Appl. Phys. Lett., **54**, No. 19, 1989, 1833–1835.
- [7.2] Chenausky P.P., Hart R.A., Newman L.A., Hoffman N.H., *High-capacitance parallel-resonant rf-excited waveguide CO<sub>2</sub> lasers*, CLEO '82 Conference, Phoenix, Technical Digest, paper No. THN2, 88–90.
- [7.3] Griffith G.A., *Improved discharge uniformity for transverse radio frequency waveguide CO<sub>2</sub> lasers* (Advanced Laser Technology and Applications ed. L. Esterowitz), Proc. of SPIE, Vol. **335**, 1982, 69–71.
- [7.4] Griffith G.A., *Improved discharge uniformity for transverse RF discharge waveguide lasers* (Advanced Laser Technology and Applications, ed. L. Esterowitz), Proc. of SPIE, Vol. **335**, 1982, 69–71.
- [7.5] Griffith G.A., *RF pumped waveguide laser with inductive loading for enhancing discharge uniformity*, USA Patent No. 4 352 188, 1982.
- [7.6] He D., Hall D.R., *Longitudinal voltage distribution in transverse rf discharge waveguide lasers*, J. Appl. Phys., **54**, No. 8, 1983, 4367–4373.
- [7.7] Johnston W.C., *Transmission Lines and Networks*, New York: McGraw-Hill, 1950, 105.
- [7.8] Kim Y.-M., Youn C.E., Ra J.W., Kim Y.S., *Method for reducing the longitudinal voltage variation in transverse radio-frequency discharge waveguide lasers*, J. Appl. Phys. **67** (2), 1990, 1127–1129.
- [7.9] Lapucci A., Mascalchi S., Ringressi R., *Parameters affecting the power distribution in the radio frequency discharge of large-area diffusion-cooled CO<sub>2</sub> lasers*, IEEE J. Quant. Electron., **34**, No. 4, 1998, 616–621.
- [7.10] Lapucci A., Rossetti F., Ciofini M., Orlando G., *On the longitudinal voltage distribution in radio-frequency-discharged CO<sub>2</sub> lasers with large-area electrodes*, J. Quant. Electron., **31** (8), 1995, 1537–1542.
- [7.11] Lapucci A., Rossetti F., Mascalchi S., Ringressi R., *Discharge impedance variations in large area radio frequency excited CO<sub>2</sub> lasers*, Appl. Phys. Lett., **71**, No. 14, 1997, 1933–1935.
- [7.12] Pliński E.F., *Transversely radio-frequency excited waveguide CO<sub>2</sub> laser*, Optica Applicata, **19**, No. 1, 1989, 63–74.
- [7.13] Pliński E.F., Wendland J., Abramski K.M., *Searching for the optimum impedance of RF excited slab lasers*, GCL-HPL conference, Sankt Petersburg, Proc. of SPIE, Vol. **3574**, 1998, 496–499.
- [7.14] Pliński E.F., Witkowski J.S., Abramski K.M., *Algorithm of RF excited slab-waveguide laser design*, J. Phys. D: Appl. Phys., **33**, 1–4, 2000.
- [7.15] Shaw S.-Y., Chang R.-S., *Wide-range line tunable CO<sub>2</sub> waveguide lasers with segmented radio frequency excitation*, Proc. Natl. Sci. Council., ROC(A), Vol. **21**, No. 6, 1997, 623–630.

- [7.16] Sinclair R.L., Tulip J., *Parameters affecting the performance of a rf excited CO<sub>2</sub> waveguide laser*, J. Appl. Phys. **56** (9), 1984, 2497–2501.
- [7.17] Strohschein J.D., Bilida W.D., Seguin H.J.J., Capjack C.E., *Computational model of longitudinal discharge uniformity in RF-excited CO<sub>2</sub> slab lasers*, J. Quant. Electron. **32** (8), 1996, 1289–1298.
- [7.18] Vitruk P.P., Baker H.J., Hall D.R., *The characteristic and stability of high power transverse radio frequency discharges for waveguide CO<sub>2</sub> slab laser excitation*, J. Phys. D: Appl. Phys., **25**, 1992, 1767–1776.
- [7.19] Wendland J., *Falowodowo-szczelinowy laser CO<sub>2</sub> wzbudzany prądem w.cz. (Slab-waveguide RF excited CO<sub>2</sub> laser)*, praca dyplomowa w Politechnice Wrocławskiej, Wrocław 1994.

### 8. Falowodowy laser jednokanalowy

- [8.1] Anikitchev S.G., *Laser resonator theory*, eds. R. Kossowsky, M. Jelinek, J. Novak, Optical Resonators – Science and Engineering, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Boston, London 1998.
- [8.2] Hill C.A., Jackson P.E., *Hooting modes on a CO<sub>2</sub> waveguide laser*, IEEE J. Quant. Electron., **24**, No. 10, 1988, 1976–1980.
- [8.3] Hill Ch.A., Monk P., Hall D.R., *Tunable RF-excited CO<sub>2</sub> waveguide laser with variable guide width*, IEEE J. Quant. Electronics, **23**, 1987, 1968–1973.
- [8.4] Hodgson N., Weber H., *Optical resonators. Fundamentals, advanced concepts and applications*, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1997.
- [8.5] Hongo A., Miyagi M., Wagatsuma Y., Nishida S., *Thin film-coated waveguide CO<sub>2</sub> laser*, IEEE J. Quant. Electron., **22**, No. 9, 1986, 1604–1608.
- [8.6] Laakmann K.D., *Hollow rectangular dielectric waveguides: errata*, Appl. Opt., **15**, No. 9, 1976, 2029–2029.
- [8.7] Laakmann K.D., Steier W.H., *Waveguides: characteristic modes of hollow rectangular dielectric waveguides*, Appl. Opt., **15**, No. 5, 1976, 1334–1340.
- [8.8] Majewski B., *Badanie impulsowo wzbudzanego lasera falowodowego CO<sub>2</sub>*, praca dyplomowa w Politechnice Wrocławskiej, Wrocław 1998,
- [8.9] Miller J.C. (ed.), *Laser ablation, principles and applications*, Springer, Berlin, New York 1994.
- [8.10] Miyagi M., Wagatsuma Y., Hongo A., Nishida S., *Output power characteristics of thin film-coated waveguide CO<sub>2</sub> lasers*, Opt. Commun., **61**, No. 3, 1987, 229–232.
- [8.11] Pliński E.F., Bączyk K., Abramski K.M., Witkowski J.S., Nowicki R., *60 W single EH11 mode waveguide CO<sub>2</sub> laser*, Laser Technology V: Physics and research and Development Trends, Świnoujście 23–27 Sept., 1996, Proc. of SPIE, Vol. **3186**, 1997, 275–278.
- [8.12] Pliński E.F., *Laserowe znakowanie pierścieni uszczelniających*, we współpracy i dzięki uprzejmości dr. Marka Gawlińskiego z Instytutu Techniki Ciepłej i Mechaniki Płynów Politechniki Wrocławskiej (prace niepublikowane).
- [8.13] Pliński E.F., Witkowski J.S., *Precise Microanalysis of Biological Remains using a Process of Laser Ablation*, Microscopy & Microanalysis Conference, Long Beach, California, 5–9 Aug., 2001, paper No. 17PD.
- [8.14] Rigrod W.W., *Gain saturation and output power of optical masers*, J. Appl. Opt., **34**, No. 9, 1963, 2602–2609.

### 9. Lasery wielokanalowe

- [9.1] Abramski K.M., Besztak K., *Transversally RF-excited parallel-spaced CO<sub>2</sub> waveguide lasers*, Optica Applicata, **18**, No. 2, 1988, 109–114.
- [9.2] Abramski K.M., Colley A.D., Baker H.J., Hall D.R., *Offset frequency stabilization of RF excited waveguide CO<sub>2</sub> laser array*, IEEE J. Quant. Electron., **26**, No. 4, 1990, 711–717.

- [9.3] Abramski K.M., Colley A.D., Baker H.J., Hall D.R., *Phase-locked CO<sub>2</sub> laser array using diagonal coupling of waveguide channels*, Appl. Phys. Lett., **60**, No. 5, 1992, 530–532.
- [9.4] Abramski K.M., Pliński E.F., Witkowski J.S., Nowicki R., *Multiwaveguide CO<sub>2</sub> laser with diffractive coupled channels*, CLEO/Europe '94 Conference, Aug.–2 Sept., *Technical Digest*, paper CtuK43, 117, 28 Amsterdam 1999.
- [9.5] Baker H.J., Hall D.R., Hornby A.M., Morley R.J., Taghizadeh M.R., Yelden E.F., *Propagation characteristics of coherent array beams from carbon dioxide waveguide lasers*, IEEE J. Quant. Electron., **32**, No. 3, 1996, 400–407.
- [9.6] Bourdet G.L., *Modeling of a linear array of hollow dielectric square waveguide CO<sub>2</sub> laser phase coupled by Talbot effect*, IEEE J. Quant. Electron., **28**, No. 10, 1992, 2033–2038.
- [9.7] Bourdet G.L., Mullet G.M., Vinet J.Y., *Linear array of self-focusing CO<sub>2</sub> lasers*, IEEE J. Quant. Electron., **26**, No. 4, 1990, 701–710.
- [9.8] Clarkson W.A., Hanna D.C., *2 mirror beam-shaping technique for high power diode bars*, Optics Letters, **21**, 1996, 375–377.
- [9.9] Hart R.A., Newman L.A., Cantor A.J., Kennedy J.T., *Staggered hollow-bore CO<sub>2</sub> waveguide laser array*, Appl. Phys. Lett., **51**, No. 14, 1987, 1057–1059.
- [9.10] Hornby A.M., Baker H.J., Colley A.D., Hall D.R., *Phase locking of linear arrays of CO<sub>2</sub> waveguide lasers by the waveguide-confined Talbot effect*, Appl. Phys. Lett., **63**, No. 19, 1993, 2591–2593.
- [9.11] Hornby A.M., Baker H.J., Hall D.R., *Combined array/slab waveguide CO<sub>2</sub> lasers*, Opt. Commun., **108**, 1994, 97–103.
- [9.12] LeGall J., Bourdet G.L., *Efficiency and mode discrimination of a linear array of square CO<sub>2</sub> waveguide lasers phase-coupled by an intracavity spatial filter*, IEEE J. Quant. Electron., **30**, No. 6, 1994, 1455–1458.
- [9.13] Leger J.R., Mowry G., *External diode-laser-array cavity with mode-selecting mirror*, Appl. Phys. Lett., **63**, No. 21, 1993, 2884–2886.
- [9.14] Lescroart G., Muller R., Bourdet G.L., *Phase coupling of a linear array 9 square CO<sub>2</sub> cw waveguide lasers by intra-cavity spatial filtering*, Opt. Commun., **108**, 1994, 289–296.
- [9.15] Okulov A.Ju., *Scaling of diode-array-pumped solid-state lasers via self-imaging*, Opt. Commun., **99**, 1993, 350–354.
- [9.16] Pliński E.F., Abramski K.M., *Spectral analysis and frequency control of CO<sub>2</sub> laser radiation, and some applications*, w: *CO<sub>2</sub> lasers – physics, engineering and applications*, ed. A. Cenian, Instytut Maszyn Przepływowych PAN, Gdańsk, 2001 (w recenzjach).
- [9.17] Sanders S., Waarts R., Nam D., Welch D., Scifres D., *High power coherent two-dimensional semiconductor laser array*, Appl. Phys. Lett., **64**, No. 12, 1994, 1478–1480.
- [9.18] Talbot H.F., *Facts relating to optical science No. IV*, Phil. Mag., **9**, 1836, 401–407.
- [9.19] Villarreal F., Abram R., Blair P., Jones D.R., Baker H.J., Hall D.R., *Compact waveguide CO<sub>2</sub> array lasers and beam reformatting techniques for laser surface treatment applications*, Proc. of ICALEO '97, Laser Institute of America, **83a**, 1997, 148–155.
- [9.20] Youmans D.G., *Phase locking of adjacent channel leaky waveguide CO<sub>2</sub> lasers*, Appl. Phys. Lett., **44**, No. 15, 1984, 365–367.

#### 10. Lasery z falowodem płaskim

- [10.1] Abramski K.M., Baker H.J., Colley A.D., Hall D.R., *Phase-locked operation of intersecting CO<sub>2</sub> waveguide lasers by four-wave mixing*, Opt. Commun., **90**, 1992, 61–64.
- [10.2] Abramski K.M., Baker H.J., Colley A.D., Hall D.R., *Single-mode deflection using coherent imaging within a slab waveguide CO<sub>2</sub> laser*, Appl. Phys. Lett., **60**, No. 20, 1992, 2469–2471.
- [10.3] Abramski K.M., *Metody analizy, kontroli i synchronizacji częstotliwości promieniowania laserów gazowych*, Politechnika Wroclawska, seria Monografie, No. **36/71**, Wrocław 1993.

- [10.4] Abramski K.M., Pliński E.F., *Bragg gratings in slab lasers*, Acousto-Optics and Applications III Conference, 18–22 May 1998, Gdańska–Jurata, Proc. of SPIE, Vol. **3581**.
- [10.5] Abramski K.M., Pliński E.F., Duda P.A., Witkowski J.S., Borkowicz Z., *Slab-waveguide CO<sub>2</sub> laser with double Talbot filtration*, CLEO/Europe '96 Conference, Technical Digest 8–13 Sept., 1996, Hamburg, paper CThC6.
- [10.6] Abramski K.M., Pliński E.F., Witkowski J.S., *Slab laser mode control*, GCL-HPL'2000 Conference, 18–22 Sept., Proc. of SPIE, Florence, 2000, Vol. **4184**, 453–456.
- [10.7] Bourdet G.L., Merian M., *Theoretical investigations of a slab CO<sub>2</sub> laser resonator with graded-phase mirror*, Opt. Commun., **152**, 1998, 49–54.
- [10.8] Chow W.W., Gea-Banaacloche J., Pedrotti L.M., Sanders V.E., Schleich W., Scully M.O., *The ring laser gyro*, Rev. Mod. Phys., **57**, No. 1, 1985, 61–104.
- [10.9] D'Amato F.X., Siebert E.T., Roychoudhuri C., *Coherent operation of an array of diode lasers using a spatial filter in a Talbot cavity*, Appl. Phys. Lett., **55**, No. 9, 1989, 816–818.
- [10.10] Eichler H.J., Gunter P., Pohl D.W., *Laser-Induced Dynamic Gratings*, Springer, Berlin 1986.
- [10.11] Klein W.R., Cook B.D., Mayer W.G., *Light diffraction by ultrasonic gratings*, Acustica, **15**, No. 2, 1965, 67–74.
- [10.12] Winthrop J.T., Worthington C.R., *Theory of Fresnel images. I. Plane periodic objects in monochromatic light*, J. Opt. Soc. Am., **55**, 1965, 373–381.
- [10.13] Xiaojun T., Tang, Jianguo Xin, Ochkin V.N., *Optical phase-shifted array resonator used in radio-frequency-excited slab waveguide CO<sub>2</sub> lasers*, Opt. Eng. **37**, 1998, 266–271.
- [10.14] Yariv A., *Optical Electronics*, Ch. 16, Holt, Reinhart and Winston, New York 1985.
- [10.15] Yariv A., *Quantum electronics*, Wiley, New York 1975, 149.

#### 11. Rezonatory dla wnęk laserowych z falowodami płaskimi pozbawionych ścianek bocznych

- [11.1] Paré C., Bélanger P.A., *Custom laser resonators using Grade-Phase Mirrors: circular geometry*, IEEE J. Quant. Electron., **30**, No. 4, 1994, 1141–1148.
- [11.2] VanNeste R., Paré C., Lachance R.L., Bélanger P.A., *Graded-Phase Mirror resonator with a Super-Gaussian output in a cw-CO<sub>2</sub> laser*, IEEE J. Quant. Electron., **30**, No. 11, 1994, 2663–2669.

#### 12. Rezonatory niestabilne w strukturach hybrydowych

- [12.1] Anan'ev Yu.A., *Laser resonators and the beam divergence problem*, Bristol, Philadelphia, New York, Adam Hilger, 1992.
- [12.2] Fox A.G., Li T., *Resonant modes in a maser interferometer*, Bell. Syst. Techn. J., **3**, 1961, 453–488.
- [12.3] Fox A.G., Li T., *Modes in a maser interferometer with curved mirrors*, in: Quantum Electronics, Proc. of the Third Int. Congress, Columbia University Press, New York 1964, 1263–1270.
- [12.4] Horwitz P., *Asymptotic theory of unstable resonators modes*, J. Opt. Soc. Am., **63**, 1974, 1528–1543.
- [12.5] Krupke W.F., Sooy W.R., *Properties of unstable confocal resonator CO<sub>2</sub> laser system*, IEEE J. Quant. Electronics, **5**, No. 12, 1969, 575–586.
- [12.6] *Pierwszy wrocławski laser*, Archiwum Zakładu Teorii Pola Elektromagnetycznego i Elektroniki Kwantowej, Instytut Telekomunikacji i Akustyki, Politechnika Wrocławska, Wrocław 1968.
- [12.7] Pliński E.F., Witkowski J.S., Abramski K.M., *On some signatures of the RF excited slab-waveguide CO<sub>2</sub> lasers with unstable resonators*, Conference CLEO/Europe '00, 10–15 Sept., 2000, Nice, France, Technical Digest, paper No. CFC 0005.
- [12.8] Pliński E.F., Witkowski J.S., *Spectral aspects of unstable resonators*, Optica Applicata, 2001, (złożone w redakcji).

- [12.9] Siegman A.E., *Lasers*, Mill Valley, University Science Books, 1986.
- [12.10] Siegman A.E., Miller H.Y., *Unstable optical resonator loss calculations using the Prony method*, *Appl. Opt.*, **9**, 1970, 2729–2736

### 13. Tryb pracy impulsowej falowodowych laserów CO<sub>2</sub> wzbudzanych prądem w.cz.

- [13.1] Brown R.T., Newman L.A., Murray M.W., Hart R.A., *Large-volume pulsed-RF excited waveguide CO<sub>2</sub> lasers*, *IEEE J. Quant. Electron.*, **28**, No. 2, 1992, 404–407.
- [13.2] Brown R.T., *Mini TEA 1000-Hz CO<sub>2</sub> laser*, *Appl. Opt.*, **23**, No. 15, 1984, 2485–2487.
- [13.3] Dezenberg G.J., McKnight W.B., McClusky L.N., Roy E.L., *Properties of high-energy electrically pulsed CO<sub>2</sub> lasers*, *IEEE J. Quant. Electron.*, **16**, 1970, 652–653.
- [13.4] Dutov A.I., Ivanova V.N., Novoselov N.A., Semenov V.E., Sokolov V.N., Yur'ev M.S., *Experimental and computer investigations of slab waveguide RF-excited CO<sub>2</sub> laser*, *Proc. of SPIE*, Vol. **2773**, 23–30.
- [13.5] Gerasimchuk A.G., Ermachenko V.M., Kornilov S.T., Protsenko E.D., *A repetitively pulsed RF-excited waveguide CO<sub>2</sub> laser with continuous tuning of the radiation frequency*, *Kvantovaya Elektronika*, **16**, No. 3, 1989, 477–479.
- [13.6] Gilbert J., Lachambre J-L., Rheault F., Fortin R., *Dynamics of the CO<sub>2</sub> atmospheric pressure laser with transverse pulse excitation*, *Can. J. Phys.*, **50**, 1972, 2523–2535.
- [13.7] Haas W., Kishimoto T., *Investigation of the gas composition in sealed-off RF-excited CO<sub>2</sub> lasers*, *Proc. of SPIE*, Vol. **1726**, 1990, 49–56.
- [13.8] Jenkins F.A., Deveroux R.W.J., Blockley A.F., *Pulsed operation of compact longitudinally excited small bore CO<sub>2</sub> lasers*, *Quantum Electronics and Electro-Optics*, ed. P.L. Knight, London 1981, 67–70.
- [13.9] Jenkins F.A., White H.E., *Fundamentals of optics*, McGraw-Hill, New York 1972.
- [13.10] Kitazima I., *Time delay in pulsed operation of a CO<sub>2</sub> laser with foreign gas additives*, *J. Appl. Phys.*, **47**, No. 10, 1976, 4551–4554.
- [13.11] Kurosawa T., *Anomalous refractive index of the amplifying medium in a waveguide CO<sub>2</sub> laser*, *Appl. Opt.*, **25**, No. 21, 1986, 3811–3823.
- [13.12] Lachambre J-L., Lavigne P., Verreault M., Otis G., *Frequency and amplitude characteristics of high repetition rate hybrid TEA-CO<sub>2</sub> laser*, *IEEE J. Quant. Electron.*, **14**, 1978, 170–177.
- [13.13] Lapucci A., Mascalchi S., Rossetti F., *Pulse behaviour of a compact RF discharged CO<sub>2</sub> slab laser*, *Optics & Laser Technology*, **28**, No. 3, 1996, 187–191.
- [13.14] Lovold S., *Frequency chirp in a 10 ATM RF-excited CO<sub>2</sub> waveguide laser*, *IEEE J. Quant. Electron.*, **24**, No. 12, 1988, 2514–2524.
- [13.15] Macken J.A., Yagnik S.K., Samis M.A., *CO<sub>2</sub> laser performance with a distributed gold catalyst*, *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-25**, 1989, 1695–1703.
- [13.16] McKnight W.B., *Excitation mechanisms in pulsed CO<sub>2</sub> lasers*, *J. Appl. Phys.*, **40**, 1969, 2810–2816.
- [13.17] Moore C.B., Wood R.E., Hu B., Yardley J.T., *Vibrational energy transfer in CO<sub>2</sub> lasers*, *J. Chem. Phys.*, **46**, No. 11, 1967, 4222–4231.
- [13.18] Pace P.W., Cruickshank J.M., *A frequency stabilized compact high repetition rate TEA-CO<sub>2</sub> laser*, *IEEE J. Quant. Electron.*, **16**, No. 9, 1980, 937–944.
- [13.19] Pliński E.F., Bednarczyk A.S., Majewski B.W., Abramski K.M., *Dynamics of spectral lines in pulsed CO<sub>2</sub> waveguide laser*, *Proceedings of Wave and Quantum Aspects of Contemporary Optics, Slovak-Czech-Polish Optical Conference, Stara Lesna, Slovak Republic, Sept. 21–25, 1998*, 126.
- [13.20] Pliński E.F., Witkowski J.S., Abramski K.M., *RF-excited CO<sub>2</sub> waveguide laser in pulse regime*, *XIII Symposium on Gas*, 31 Aug.–5 Sept. 1999, Świnoujście, *Proc. of SPIE*, Vol. **4237**, 2000.

- [13.21] Pliński E.F., Witkowski J.S., Majewski B.W., Abramski K.M., *The laser pulse from a RF waveguide CO<sub>2</sub> laser*, IEEE J. Quant. Electron., 2001 (złożone w redakcji).
- [13.22] Siegman A.E., *Lasers*, University Science Books, Mill Valley, California, 1986.
- [13.23] Villerreal F., Markillie G.A.J., Murray P.R., Ramirez R.J., Baker H.J., Hall D.R., *Ultra Super Pulse CO<sub>2</sub> Planar waveguide laser for direct micro-machining*, 2000 Conference on Laser and Electro-Optics Europe, CLEO/Europe '2000, 10–15 Sept., 2000, Nicea, Technical Digest, paper No. CWF45, 209.
- [13.24] Xinbing W., Qiyang X., Minjie X., Zaiguang L., *Slab CO<sub>2</sub> lasers excited by switching power*, Optics & Laser Technology, **29**, No. 6, 1997, 353–354.

#### **14. Dyfrakcyjny marker laserowy.**

##### **Podsumowanie właściwości promieniowania laserów falowodowych CO<sub>2</sub> wzbudzanych prądem w.cz.**

- [14.1] Abramski K.M., Pliński E.F., Witkowski J.S., Nowicki R., *Technologiczny dziesięciofalowodowy laser CO<sub>2</sub>*. Przegląd Mechaniczny **7–8**, 1995, 28–30.
- [14.2] Driggers R.G., Barnard K., Burroughs E.E., Deep R.G., Williams O., *Review of infrared scene projector technology – 1993*, Optical Engineering **33**, 1994, 2408–2417.
- [14.3] Pliński E.F., Witkowski J.S., Abramski K.M., *Laser marker built on multichannel or slab CO<sub>2</sub> lasers*, GCL/HPL '96 Conference, Edinburgh, Proc. of SPIE, Vol. **3092**, 1996, 206–209.

## Summary

The main objective of this paper focuses on the spectral contents of CO<sub>2</sub> laser output beams, mode structures, line profiles, and free spectral ranges. In other words, the subject under consideration includes everything connected with laser frequency and spatial distribution of output power. An understanding of the CO<sub>2</sub> laser spectra properties and knowledge of spectral phenomena which appears in CO<sub>2</sub> lasers can help in designing laser devices. A rich spectrum of the CO<sub>2</sub> molecule is an appreciated advantage of lasers based on the carbon dioxide medium. That specific feature of the CO<sub>2</sub> molecule can also cause many problems. Sometimes, it can be a serious obstacle in the designing of laser devices. The subject is mostly neglected in designing CO<sub>2</sub> technological lasers, because most of the laser technological devices are not sensitive to fine changes of the wavelength of the laser radiation. Some applications require a good knowledge about specific, spectral features of the molecular CO<sub>2</sub> lasers, which distinguish them from much simpler gas atomic lasers. Different techniques of the CO<sub>2</sub> laser spectrum spreading like: a technique of sequence bands, electronic-to-vibrational energy transfer from an excited Br<sub>2</sub> molecule to a CO<sub>2</sub> molecule, and isotope shift technique also belong to the subject considered here. Laser emission in the submillimetre range by optical pumping with the CO<sub>2</sub> laser is also based on CO<sub>2</sub> spectrum knowledge. A pulling effect, blue and red shifts, are other spectral phenomena important in stabilising the frequency of the laser radiation. Sophisticated stabilisation techniques are based on such spectral phenomena as a Lamb dip, an inverted Lamb dip, or an absorption peak. These techniques are also used in laser saturated spectroscopy. The technique applied to frequency stabilisation of CO<sub>2</sub> lasers requires a detailed knowledge of CO<sub>2</sub> spectrum and molecules used in a saturation absorption method of the laser stabilisation, including, but not limited to, stabilisation to the centre of the SF<sub>6</sub> absorption peak or to the centre of the OsO<sub>4</sub> absorption peak. Another stabilisation technique, to the 4.3 mm saturation resonance, is also based on spectral properties of the CO<sub>2</sub> molecule used as an internal absorber in the laser cavity. The CO<sub>2</sub> laser spectral range is also useful in applications in laser radars and lidars. A specific spectral phenomenon for CO<sub>2</sub> lasers, such as a laser signature, is also described in the paper.

•••

The signature is the output power profile obtained by the tuning the laser. Selected by longitudinal resonance, emission lines are responsible for the maximas of the signature. In the case of a CO<sub>2</sub> laser, the lines appear in some 'quasi-chaotic' order. The order of CO<sub>2</sub> lines that appear in the signature can be predicted. It has been pointed out that CO<sub>2</sub> laser lines can appear in the natural order of the CO<sub>2</sub> emission spectrum, giving, as a result, a well-ordered laser

signature (WOLS). This phenomenon was observed and investigated in an RF excited slab-waveguide CO<sub>2</sub> laser equipped with a confocal unstable resonator in positive and negative branch configurations. The obtained experimental results were confirmed using the simple numerical procedure. The numerical investigations showed that the CO<sub>2</sub> laser can exhibit a desired signature. One of the singular cases is the well-ordered laser signature (WOLS). The most important result of the investigations is that the phenomenon very easily occurs in unstable resonators, which are usually applied for high power lasers. The existence of the WOLS phenomenon when paired with known properties of the unstable resonators, like single mode operation, can increase attractiveness of the high power lasers. It is shown that the phenomenon can be applied as a diffractive scanning mechanism for laser markers equipped with a single channel waveguide laser. It is pointed out in the procedures that each laser channel of the multiwaveguide CO<sub>2</sub> laser (laser array) creates an independent signature that imposes limitations on the quality of the total laser beam. The WOLS effect can be also applied in laser radars and spectroscopy.

•••

A slab-waveguide configuration is the one of the most promising for the high power laser technology. The slab lasers were developed as a result of spreading of lateral dimensions of the single waveguide channels. The idea of transversely RF excited slab-waveguide gas lasers has been a promising concept for development of high power lasers in the past ten years. To make these lasers efficient, some serious electrical problem had to be solved. Supply conditions require the solving of two electrical problems: uniform RF voltage distribution along the laser channel and proper matching of the laser head to the RF supply with typical frequencies around 100 MHz. There are no practical problems to obtain the uniform voltage distribution when the length of the laser does not exceed about 50 cm. The uniformity of the discharge along the laser channel, forming an RF transmission line, can be assured by the method of the distributed parallel resonance. It lies in a setting array of equally distributed shunt inductors along the laser head chosen to form the parallel electrical resonance with the total capacity of the laser head. As long as the plasma impedance has a small contribution into the total impedance of the laser head, the parallel resonance procedure can be done for the 'cold' laser head (the laser without discharge). However, when dealing with the large area lasers, the influence of the plasma impedance cannot be ignored. The RF discharge introduces an additional electrical network structure to the laser head, a capacity of the plasma sheaths, and a plasma resistance. The sheath appearing at the supply electrodes are a specific feature of the RF transversally excited waveguide. The sheaths are thin near-electrode zones, where the slow ions dominate. In contrary, the rest of the space between electrodes is filled with excited molecules and fast electrons moving with the driven RF excitation. According to the scaling law, the product of sheath thickness and driven frequency is constant for typical conditions of CO<sub>2</sub> RF excited waveguide and slab-waveguide lasers. The equivalent circuit of the 'cold' laser head consists of two capacities: the capacity of the empty channel and the shunt capacity of the ceramic sidewalls. When the plasma is on, the capacity of the empty channel is transformed into capacities of sheaths, plasma, and resistance of plasma. The total capacity of the 'hot' laser head increases and, as a consequence, it significantly detunes the parallel resonance making the discharge uniformity worse. To correct this detuning, appropriate decreasing of shunt coil inductance is necessary to increase the resonance of the 'cold' laser head.



•••

A large Fresnel number ( $N \gg 1$ ) corresponding to the lateral dimension of the gain medium allows the extraction of high output power from the slab-waveguide laser. That specific geometrical configuration of the lasing medium requires specific optical resonators as well. They should extract the maximum output power formed into the high quality laser beam.

➤ Concerning the gain medium of the slab-waveguide lasers, it can be divided into two classes:

- ✓ slab-waveguide geometry with side-walls,
- ✓ and without side-walls.
- Considering the optical resonators, three main groups can be distinguished:
  - ✓ resonators with spherical optics (stable and confocal unstable resonators),
  - ✓ resonators with flat optics (with and without waveguide filtering),
  - ✓ and resonators with DOE mirrors (Diffractive Optical Elements).

In the work, some of above configurations of the resonators are presented:

- spherical resonators
  - ✓ in stable,
  - ✓ and unstable versions in the slab-waveguide without side-walls,
- and flat mirrors configurations
  - ✓ with,
  - ✓ and without mode filtering.

The review of main parameters of the lasers, such as beam quality  $M^2$  measurements, beam profiles is presented. Particular attention is paid to the slab-waveguide with side-walls and Talbot filtering of the lateral mode as the richest in physical phenomena.

The common feature of the slab configurations is a large Fresnel number (between a few and a few hundred) for the horizontal axis, and the small Fresnel number (less than 1) for the vertical axis.

In the case of the RF excited  $\text{CO}_2$  lasers, the slab configuration is particularly useful because of diffusive cooling of gas laser mixture between the electrodes. The electrodes form guiding walls for propagating radiation. The frequency of excitation, the distance between electrodes, and the pressure are the three basic parameters of the RF excited laser.

Typical plane-plane mirror resonator with fully reflecting and 92% reflectivity output mirrors give the laser beam, which is a mixture of a few or even a few tens of waveguide modes,  $EH_{m,n}$  where  $m$  is the lateral waveguide number and can reach even 50–60 and  $n$  is the transverse waveguide number and is usually equal to 1 (a basic waveguide mode). The mode structure and the line content of the output power depend on the resonator dimensions and the pressure of the lasing mixture. The main disadvantage of this construction is the poor quality of the output beam. Hence, it is necessary to search for new resonators ensuring high beam quality of slab lasers. Large area discharge lasers require designing of specific optical resonators to get high quality laser beam output. In practice, the  $M^2$  parameter applied for technological lasers should be close to 1.

•••

Considering RF discharge slab lasers, two basic groups of the resonators can be distinguished: the resonators with and without side-walls. Apart from the laser mirrors, the side-walls have quite an important influence in creating an inside resonator mode structure. Resonators without side-walls are characterised by waveguiding in transverse direction and free space propagation in lateral direction (so called a hybrid resonator). They include stable,

unstable and Diffractive Optics Elements (DOE) configurations. The confocal unstable resonators are commonly applied in industrial lasers. Both configurations, positive and negative branches, have different advantages and disadvantages. The positive branch forms more homogeneous distribution of the radiation inside of the resonator, but it is much more sensitive to misalignment. The negative branch does not ensure good radiation homogeneity. Nevertheless, it is very resistant to the mirror tilting. The simplest plane-plane configuration is impractical because of its huge sensitivity to the mirror tilting, gradient of refractive index caused by plasma temperature distribution, and unevenness of the applied mirror. However, when well aligned, it forms the low order free space 'Fox and Lee' mode. This mode is easily transformed by diffractive optics into a quasi-Gaussian beam. The slab configuration seems to be very promising for developing DOE resonators. As mentioned above, the alternative approach to the slab resonators is to use side-walls to ensure waveguiding in both lateral and transverse directions. The applicability is limited because of the high value of the  $M^2$  parameter in the lateral direction. The hole-output coupling resonators, in asymmetric and symmetric versions, are impractical because of an unstable output mode pattern and poor beam quality ( $M^2 > 5$ ).

•••

The most promising configuration for the slab laser with side-walls seems to be the resonator with a Talbot selection. The idea is based on putting an in-cavity grid, which matches the periodicity of the desired mode, together with slab waveguide dimensions. This creates coherent self-imaging by the Talbot effect. To explain the wave propagation in the slab laser with side-walls, a simple illustration of the two plane waves interference can be used. When two plane waves are crossed at a small angle then an interference pattern is created. When the interference pattern is built up in the frame of rectangular figure (2-dimensional case) according to the rule that the nodal planes overlap the side-walls, the internal radiation is exactly the same as a waveguide mode  $EH_{m,n}$ . The slab is usually designed to be so thin in the transverse direction in order to keep  $n = 1$  (one fringe, one dot). In the lateral direction (large Fresnel number) the number of fringes (number of dots) is usually much larger than 1. In the CO<sub>2</sub> slab laser, a few or a few tens of lateral modes can oscillate simultaneously. The mode structure of the output power and the number of the emission lines of the CO<sub>2</sub> molecule depend on slab-waveguide dimensions of the resonator and the pressure of the lasing mixture. The above mechanism of mode structure creation can easily be verified by a diagnostic system enabling the observance of the spatial Fourier transform of the laser radiation (the far field image in the focus of the lens or concave mirror) and line structure analysis (external grating). When adding the extra condition for the resonator length, guaranteeing the Talbot self-imaging of the mode structure (when a spatial internal filter selecting well defined mode structure is inserted inside a slab resonator), the slab-waveguide laser can operate as a single-frequency laser. A periodic wire grid can be used as the filter. The evolution of the mode pattern shows that the laser usually oscillates on more than one spectral emission line. For the Talbot filtering, it can operate on the three selected modes:  $EH_{10,1}$ ,  $EH_{20,1}$ ,  $EH_{30,1}$ . The odd modes  $EH_{10,1}$  and  $EH_{30,1}$  are phase-locked (an obvious consequence of the Talbot effect). Hence, they oscillate on the same frequency, and the same spectral line. The even  $EH_{20,1}$  mode is never in synchronism with the basic Talbot  $EH_{10,1}$  mode and it always oscillates on different spectral line. The disadvantage of the Talbot filtration is that the output power in far field has two lobes. It is possible to combine both lobes into one strong lobe by phase shifting. It can be done by application of a binary mirror with the Talbot period in the re-image plane. The beam

profile of the slab-waveguide laser in the transverse direction is usually well defined and very close to the basic Gaussian TEM<sub>00</sub> mode ( $M^2$  parameter is close to 1). In the lateral direction, the situation is different. As observed, each lobe in the double far field pattern seems to be very close to the basic Gaussian mode as well. Comparing the two above mentioned Talbot structures, with and without phase plate, it is obvious that in the double lobe case, each lobe contains approximately half of the overall output power. The central lobe of the transformed beam contains approximately 75% of the total output power. Both cases are applicable. In particular, the double lobe Talbot slab laser gives two easily separable, very high quality laser beams, and their only disadvantage is that they are split in power. The system with the external reflecting phase plate for transforming two lobes into one is impractical. However, it may be modified into a much simpler construction where the output laser mirror plays a role in the phase plate.

•••

The four wave model of waveguide mode creation in the slab laser shows that each lobe of the individual  $EH_{m,1}$  mode can be treated as a running wave in clock wise or anti-clock wise directions around the slab structure. Using the above model, the experiment was arranged by combining two lobes of the one selected  $EH_{10,1}$  mode into single lobe. Both lobes were overlapped using two adjustable flat mirrors. Overlapped lobes gave a nice stable interference pattern. This simple experiment proves that it is possible to treat the slab laser as a ring laser.

•••

The way of forming Bragg gratings in slab-waveguide lasers is also presented in the work. Four running waves in the space of a slab optical resonator create an induced diffraction grating like acousto-optical or holographic gratings. The experimental evidences were performed on a RF excited CO<sub>2</sub> slab-waveguide laser. The slab lasers form particular representative configurations for a demonstration of four-wave mixing. The definition of slab lasers and elementary diffraction phenomena on gratings induced by internal laser beams in slab lasers is introduced in the work. As a result of four-wave mixing inside the slab resonator, a mode self-stabilisation effect in RF excited CO<sub>2</sub> slab-waveguide lasers is demonstrated. The effect of four-wave mixing in the nonlinear lasing medium in the slab-waveguide laser is shown. The analogy between four-wave mixing and the mode structure inside the slab-waveguide resonator is emphasised. As a result, the self-stabilisation of high order slab-waveguide modes is observed. The effect is not very strong in gas media. Nevertheless, one can expect much more effective four-wave mixing process in solid state and semiconductor lasers, because of their high gain. The Bragg induced gratings formed in such slab structures can have larger contrast and should be more stable.

•••

Designing the gas laser devices requires knowledge about parameters of the laser medium, like gain coefficient (to design properly the optical resonator), operation pressure (to design safe chamber), properties of the laser plasma (to design the power supply and excitation method), or thermal properties of the medium (to design efficient cooling), and other parameters. In this work, thermal properties of the most popular gas laser media in modern RF excited slab-waveguide structures have been investigated. Four laser media have been chosen for investigations. These are CO<sub>2</sub>, CO, Xe, and Ar media. An advantage of such a choice is ease of comparing of all chosen media in the same laser mechanical structure. Practically, the same RF slab-waveguide can be used for all chosen media by simple exchanging of the gas mixture, and mirrors. The results can be applied for investigations of the behaviour of the RF excited waveguide CO<sub>2</sub> laser in a pulse regime.

•••

The behaviour of the RF excited waveguide CO<sub>2</sub> laser in a pulse regime has been experimentally studied for this paper. The specific time sections of the pulse has been defined and described in details. The output pulse evolution versus input power, pressure of the laser mixture, output coupling, repetition frequency, and pulse width has been investigated. Some scaling laws derived from the experimental data of the waveguide CO<sub>2</sub> laser pulse operation can be formulated for some pairs of parameters like: delay time – pressure, delay time – pulse repetition frequency. The spectral content of the pulse has been analysed. The model explaining the effect of a laser tuning during the pulse duration is given. Pulse operation of the CO<sub>2</sub> lasers covers a wide range of pulse shapes from sharp gain switched pulses to quasi cw operation, depending upon pressure and supply conditions. RF excitation included all of these features. It allowed cw or quasi-cw operation and short pulsing lasing like in TEA lasers. In the work, three particular phases of a pulse time evolution were distinguished: the peak power of the ‘gain switching’, the bulge, and a steady state condition. It has been recognised that the bulge occurred for a specific power of 600–800 W/cm<sup>3</sup> i.e. when the laser plasma is overheated. Ultra High Pulse (UHP) defined as the pulse for which the bulge effect occurs is predicted.

It is shown that during the development of the laser pulse the output radiation exhibits the effect of emission line hopping. Line hopping is the result of tuning the laser as a consequence of plasma heating during the pulse duration. Knowledge about the signature created over the pulse duration of the CO<sub>2</sub> lasers in pulse regime can be very useful for estimation of the refractive index changes of the laser medium which involves knowledge of the dynamic behaviour of pressure and temperature in the laser cavity. The effect is a serious obstacle for designing the pulse laser marker with addressable pulsing. The number of lines that are jumped during the pulse evolution depends mainly on the power delivered to the laser channel. As is shown, the line hopping over the pulse duration forms the sequence of lines which is the subsequence of the laser signature.

A heuristic model explaining the effect of laser tuning during the pulse duration has been given. During the first microseconds, the initial static pressure in the laser channel rises rapidly with the temperature (an isochoric process occurs), and a refractive index does not change. Next, the pressure is relieved (an expansion of the laser gas through the waveguide ends occurs); gas density and refractive index drop. As a consequence, the line hopping is observed. During the process of the expansion of the laser gas, the temperature continually rises to the value where the laser active mixture is overheated and the lasing is able to disappear. Pulse laser operation is used for several laser applications: environmental monitoring, lidar techniques, material processing (particularly laser marking) and medicine where controlled amount of the energy delivered to the workpiece is required. Among all constructions of CO<sub>2</sub> lasers, which generally are not good candidates for fast addressable pulsing, the RF transversely excited lasers have the best properties for modulation via switching of the RF power delivered to the laser.

•••

A major role played by CO<sub>2</sub> lasers in laser physics is presented in this work. Properties of the CO<sub>2</sub> laser radiation enables the observation of many spectral phenomena. These phenomena are very fine and difficult to observe with the methods of the classical optics. Some investigations in the work of spectral phenomena are summarised in the description of the hypothetical diffraction laser marker where advantages and disadvantages of the spectral properties of the RF excited waveguide CO<sub>2</sub> lasers have been given.