

Prace Naukowe Instytutu Telekomunikacji i Akustyki
Politechniki Wrocławskiej

71

Seria: Monografie

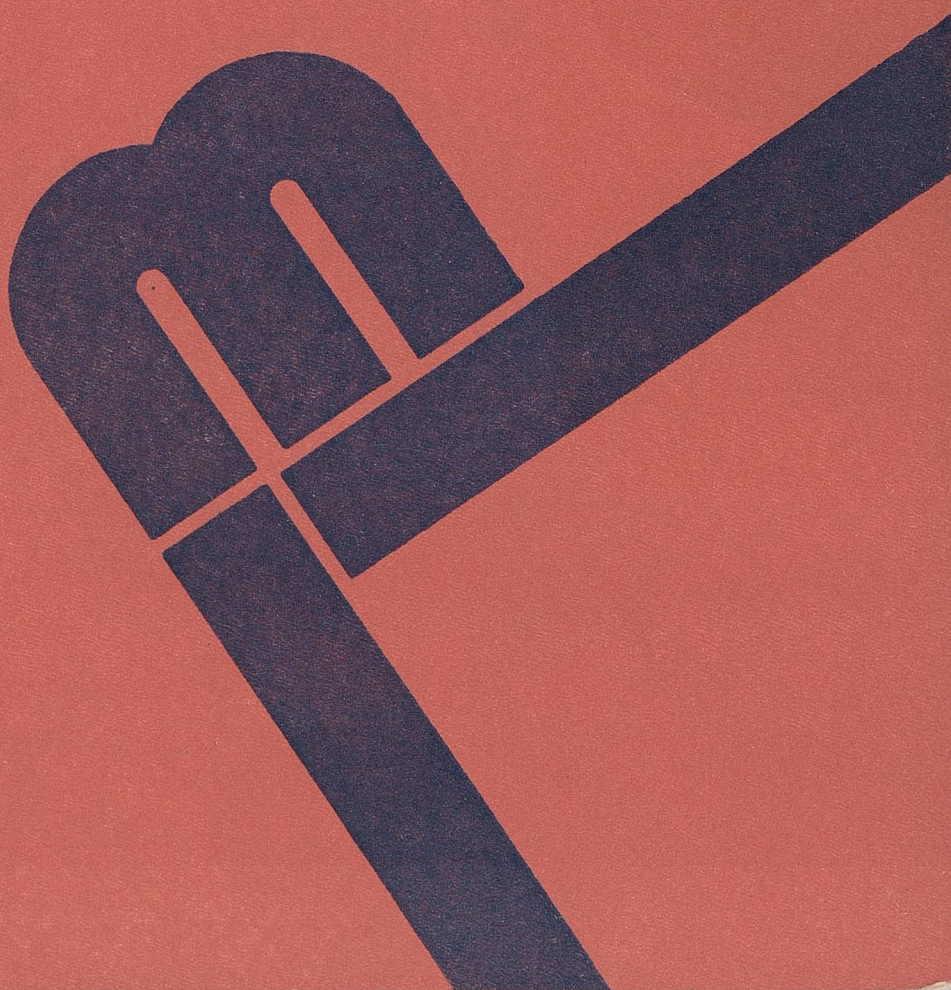
A4137I

el 36

Krzysztof M. Abramski

**Metody analizy, kontroli i synchronizacji
częstotliwości promieniowania laserów gazowych**

Wrocław 1993



Scientific Papers of the Institute of Telecommunication
and Acoustics

No. 71

of the Technical University of Wrocław

No. 71

Monographs

No. 36

1993

Krzysztof M. ABRAMSKI

Methods of analysis, control and locking
of gas laser frequencies



Krzysztof M. Abramski

**Metody analizy, kontroli
i synchronizacji częstotliwości
promieniowania laserów gazowych**



Recenzenci

Franciszek KACZMAREK

Wiesław WOLIŃSKI

Korekta

Aleksandra WAWRZYŃKOWSKA

© Copyright by Wydawnictwo Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 1993

WYDAWNICTWO POLITECHNIKI WROCŁAWSKIEJ

Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław

ISSN 0324-9328

Nakład 130+50 egz. Ark. wyd. 11,75. Ark. druk. $9\frac{1}{8}$. Papier offset. kl. III, 70 g, B1.

Oddano do powielenia w grudniu 1992 r. Druk ukończono w styczniu 1993 r.

Zakład Graficzny Politechniki Wrocławskiej. Zam. nr 846/92

*Lasery gazowe,
stabilizacja częstotliwości promieniowania lasera,
synchronizacja wiązek laserowych,
lasery falowodowe i falowodowo-szczelinowe,
lasery wielokanałowe*

Krzysztof M. ABRAMSKI *

METODY ANALIZY, KONTROLI I SYNCHRONIZACJI CZĘSTOTLIWOŚCI PROMIENIOWANIA LASERÓW GAZOWYCH

Dokonano wprowadzenia w problematykę badań spektralnych własności promieniowania laserów gazowych, koncentrując się na zagadnieniach kontroli i synchronizacji promieniowania laserowego. Przedstawiono metody analizy fluktuacji częstotliwości emisji laserowej, oparte na detekcji heterodynowej i podano definicje stałości częstotliwości promieniowania laserowego. Wprowadzono model stabilizacji częstotliwości laserów i na jego bazie omówiono podstawowe układy i parametry reprezentatywnych metod stabilizacji. Dokonano obszernego wprowadzenia w fizykę i technologię falowodowych laserów CO₂ wzbudzanych częstotliwością radiową, stanowiących główny obiekt badań synchronizacji. Zanalizowano własności propagacyjne falowodowych rezonatorów optycznych o przekroju prostokątnym i sposób wzbudzania plazmy częstotliwością radiową w laserach falowodowych. Zestawiono podstawowe parametry falowodowych laserów CO₂, ich charakterystyki mocowe i modowo-częstotliwościowe. Omówiono dwie nowe generacje laserów gazowych; falowodowych wielokanałowych i falowodowo-szczelinowych, stanowiących atrakcyjną perspektywę technologiczną rozwoju chłodzonych dyfuzyjnie, molekularnych laserów dużej mocy o małych gabarytach. Przedstawiono model, parametry i metody diagnostyki synchronizacji wiązek laserowych. Zaprezentowano nową technikę filtracji modowej laserów falowodowo-szczelinowych, symulujących generację synchronicznego promieniowania wielokanałowego układu laserów.

*) Instytut Telekomunikacji i Akustyki Politechniki Wrocławskiej,
Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław.

1. WPROWADZENIE

Fizyka i technologia laserów jest jedną z najdynamiczniej rozwijających się od trzydziestu lat dziedzin współczesnej nauki i techniki. Lasery stanowią nieodzowne elementy wielu dyscyplin; optyki i spektroskopii, elektroniki (optoelektronika) i metrologii (nanometrologia), telekomunikacji i technologii obróbki materiałów, medycyny i zastosowań militarnych. Są one podstawowym narzędziem nowej, przez wielu entuzjastycznie forsowanej dziedziny, fotoniki. Faktem jest, że pojawienie się regularnych kursów fotoniki w programach uniwersyteckich jest tylko kwestią czasu.

Od początku historii laserów zarysowały się dwie tendencje ich badań: jedna – polegająca na maksymalizacji ekstrakcji wiązki fotonów z laserów pracy ciągłej bądź impulsowej, druga – obejmująca badania i zastosowanie spójnych własności promieniowania laserowego. Obie te tendencje jeszcze do niedawna raczej się rozmijały. Ostatnio jednak znalazły "wspólny mianownik": intensywne poszukiwania metod zwiększania mocy laserów, zwłaszcza laserów półprzewodnikowych, wyłoniły nową dziedzinę spójnego sumowania promieniowania laserowego polegającego na synchronizacji fal układu optycznych oscylatorów.

Fakt, że laser może być oscylatorem o bardzo dużej spektralnej czystości i stałości częstotliwości był uświadamiany od początku jego historii. W fundamentalnej pracy *Infrared and Optical Masers* Schawlow i Townes [1.1] przedstawili możliwość osiągnięcia w pasmie optycznym ($\nu_0 \approx 10^{12} - 10^{15}$ Hz) spektralnej szerokości $\Delta\nu$ promieniowania na poziomie dziesiątków μHz , ograniczonej tylko jego kwantową naturą. Jeśli zatem rozważyć tylko to ograniczenie, to charakterystyczna wielkość $\Delta\nu/\nu_0$, będąca miarą stałości częstotliwości, może być mniejsza od 10^{-9} , dając potencjalne możliwości konstruowania niezwykle precyzyjnych wzorców częstotliwości w pasmie optycznym, a pośrednio dokładnego pomiaru fundamentalnych jednostek fizycznych – długości i czasu. W praktyce, wiele czynników powodujących zaburzenie częstotliwości ν_0 wpływa również na pogorszenie stałości częstotliwości swobodnie oscylującego lasera o osiem, dziewięć i więcej rzędów (kilka-kilkaset MHz). Ta olbrzymia skala możliwości poprawy stałości częstotliwości zainicjowała obszerne badania i rozwój metod analizy i kontroli (stabilizacji, przestrajania) częstotliwości promieniowania laserów.

W wielu układach oscylacyjnych np. mechanicznych, akustycznych, elektronicznych, molekularnych, zapewnienie odpowiedniego sprzężenia między oscylatorami przez

wzajemne przeciekanie ich wewnętrznych energii, w wyniku nieliniowego zjawiska nasycenia energii wewnętrznej oscylatorów, może wywołać synchronizację fazową oscylatorów. Zjawisko to jest dobrze znane w różnych dziedzinach, na przykład dla generatorów elektronicznych zostało opisane w klasycznej pracy Adlera *A Study of Locking Phenomena in Oscillators* [1.2].

Synchronizacja częstotliwości promieniowania co najmniej dwóch laserów polega na stabilizacji częstotliwości różnicowej między tymi laserami i wymaga zwykle zewnętrznego układu elektronicznej pętli sprzężenia zwrotnego. Szczególnym przypadkiem synchronizacji częstotliwości jest synchronizacja fazy (phase locking) promieniowania. Występuje ona w układach laserowych, w których wszystkie lasery generują tę samą częstotliwość, a fale przez nie emitowane różnią się co najwyżej stałą fazą. Ten stan synchronizacji nie wymaga zwykle zewnętrznej pętli sprzężenia, a synchronizm fazowy uzyskuje się w wyniku wzajemnego sprzężenia promieniowania między laserami i ich biernej stabilizacji. Stabilizacja częstotliwości polega na utrzymaniu częstotliwości promieniowania lasera wokół stabilnego wzorca. Synchronizacja częstotliwości/fazy promieniowania laserowego wymaga utrzymania stałej różnicy częstotliwości/fazy między laserami, bez konieczności stabilizacji ich bezwzględnych częstotliwości. Przestrzenne nałożenie zsynchronizowanych fazowo równoległych jednakowych wiązek laserowych daje w polu dalekim interferencyjną redystrybucję natężenia promieniowania z jego maksimum równym N^2 -krotnej wartości natężenia promieniowania indywidualnej wiązki. Efekt ten, zwany spójnym sumowaniem (coherent summation) wiązek laserowych, jest zasadniczym motywem badań synchronizacji promieniowania laserowego. Stabilizacja i synchronizacja częstotliwości/fazy stanowią dwie różne techniki kontroli częstotliwości promieniowania laserowego, jednakże mechanizmy obu technik (pasma chwytania synchronizacji czy stabilizacji), a także metody ich diagnostyki wykazują wiele podobieństw. Analogia tych dwóch zagadnień zainspirowała autora do spojrzenia na zjawiska synchronizacji wiązek laserowych przez pryzmat mechanizmów stabilizacji częstotliwości, co zadecydowało o układzie niniejszej pracy.

Podstawowym celem pracy jest wprowadzenie w zagadnienia analizy częstotliwości promieniowania laserów gazowych, przegląd metod kontroli ich częstotliwości i na przykładzie falowodowych laserów CO_2 wzbudzanych częstotliwością radiową, wprowadzenie w nową dziedzinę – synchronizacji częstotliwości/fazy laserów gazowych.

W rozdziale 2. podano przegląd metod analizy fluktuacji częstotliwości laserów opartych na detekcji heterodynowej i na przykładzie stochastycznego modelu fluktuacji wprowadzono definicje stałości częstotliwości laserów.

W rozdziale 3. na bazie ogólnego modelu stabilizacji częstotliwości promieniowania lasera dokonano przeglądu reprezentatywnych układów stabilizacji na: centra linii spektralnych, linie spektralne nieliniowych absorberów, linie rezonansowe ultrastabilnych interferometrów oraz fluorescencyjne linie chłodzonych atomów i jonów. Przedstawiono

techniki synchronizacji częstotliwości różnicowej laserów i stabilizacji optogalwanicznej.

Rozdział 4. poświęcono fizyce i technologii falowodowych laserów CO_2 , będących ze względu na własności konstrukcyjne i propagacyjne, głównym obiektem synchronizacji fazowej promieniowania laserów gazowych. Podano opis własności propagacyjnych falowodów o przekroju prostokątnym i charakterystyki modowo-częstotliwościowe rezonatorów falowodowych. Omówiono sposób wzbudzania plazmy wysoką częstotliwością i warunki utrzymywania jednorodności plazmy wzdłuż kanału falowodu. Przedstawiono obliczenia profilu rozkładu temperatury i współczynnika załamania w przekroju poprzecznym falowodu wpływające na jego propagacyjne własności. Podano charakterystyki mocy wyjściowej, wyniki analizy spektralnej promieniowania laserów falowodowych oraz ich charakterystyki modulacyjne.

Strukturom wielokanałowych laserów falowodowych i nowej atrakcyjnej generacji laserów falowodowo-szczelinowych, dających możliwość zdecydowanego zwiększenia ekstrakcji mocy wyjściowej przez rozszerzenie ośrodka wzmacniającego poświęcono rozdział 5. Omówiono warunki chłodzenia tych laserów. Przedstawiono przykład oryginalnej stabilizacji częstotliwości różnicowej dwukanałowych laserów falowodowych. Zaprezentowano charakterystyki modowo-częstotliwościowe i mocowe laserów falowodowo-szczelinowych.

Rozdział 6. zawiera opis zasad i metod synchronizacji fazowej wiązek laserowych oraz mechanizm generacji supermodów promieniowania. Przedstawiono metody synchronizacji, oparte na różnych sposobach geometrycznego sprzęgania laserów. Zaprezentowano model i wyniki synchronizacji za pomocą nieliniowego procesu mieszania czterech fal wewnątrz laserów falowodowych. Jak często się zdarza, badania jednego obiektu inspirują do niespodziewanie efektywnych nowych rozwiązań. Takim rozwiązaniem jest filtracja supermodu lasera falowodowo-szczelinowego za pomocą przestrzennego filtra Talbota, symulująca synchroniczną pracę wielu kanałów laserów falowodowych. Przedstawiono model i pierwsze wyniki filtracji Talbota.

Metody stabilizacji i synchronizacji promieniowania laserów są stale doskonalone. O ile techniki stabilizacji osiągnęły już bardzo wyrafinowany poziom, o tyle techniki synchronizacji są w początkowym stadium rozwoju. Synchronizacja promieniowania laserowego inspirowana maksymalizacją jego natężenia o dobrze zdefiniowanej i kontrolowanej strukturze modowej, jest nową dyscypliną i należy się spodziewać jej szybkiego rozwoju.

2. FLUKTUACJE CZĘSTOTLIWOŚCI PROMIENIOWANIA LASERA

2.1. STRUKTURA MODOWA PROMIENIOWANIA LASEROWEGO

Modem rezonatora laserowego zwykło się nazywać taki rozkład pola elektromagnetycznego, który odtwarza się w kształcie i fazie po pełnym obiegu fali w rezonatorze. Skalarne równanie falowe zastosowane do otwartego rezonatora ze zwierciadłami sferycznymi o dużej aperturze, z dodatkowym wymaganiem, aby własna struktura falowa utrzymywała się przy optycznej osi rezonatora, daje rozwiązanie w postaci funkcji gaussowskiej w płaszczyźnie poprzecznej do osi optycznej (z) rezonatora z propagacyjnym czynnikiem $\exp(\pm ikz)$ [2.1]. Są to mody TEM_{plq} ; ich własności mało zmieniają się z długością fali, a ich poprzeczny kształt jest iloczynem funkcji gaussowskiej $\exp(-r^2/w^2)$ i wielomianów Laguerre'a (w symetrii cylindrycznej) lub wielomianów Hermite'a (w symetrii kartezjańskiej). Ortonormalny układ wiązek gaussowskich ma dwa charakterystyczne parametry: wspólne położenie z_0 i średnicę $2w_0$ przewężenia (talii) wiązki. Natężenie pola elektrycznego E_{o-r} otwartego rezonatora można formalnie wyrazić jako liniową kombinację wiązek gaussowskich:

$$E_{o-r} = \sum a_{pl} \Psi_{pl}(z_0 - z, w_0), \quad (2.1)$$

$$a_{pl} = \int_S E_{o-r} \Psi_{pl}^* ds, \quad (2.2)$$

gdzie Ψ_{pl} są poprzecznymi modami TEM_{pl} rezonatora, S jest powierzchnią poprzeczną do osi propagacji (istotne zmiany pola zachodzą tylko blisko osi optycznej rezonatora), a_{pl} są współczynnikami zespolonymi, które dla bezstratnej swobodnej propagacji wiązki nie zależą od współrzędnej z . Częstotliwości własne ν_{plq} modu TEM_{plq} są dane zależnością

$$\nu_{plq} = \frac{c}{2n_0L_0} \{ (q+1) + [(1+p+l)/\pi] \cos^{-1} [(1-L/R_1)(1-L/R_2)] \}, \quad (2.3)$$

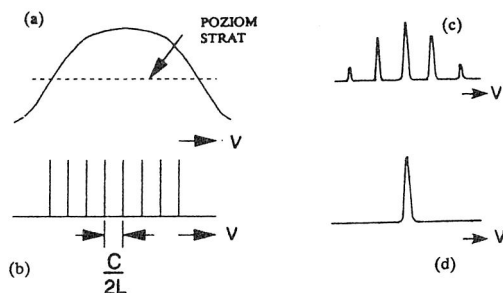
gdzie: R_1, R_2 - promienie krzywizn zwierciadeł rezonatora. W wyniku geometrycznej selekcji modów poprzecznych własna struktura modowa lasera o długości L_0 i średnim współczynniku załamania n_0 może być ograniczona do modów TEM_{00q} , zwanych modami podłużnymi, z częstotliwościami własnymi

$$\nu_q = \frac{cq}{2n_0L_0}, \quad (2.4)$$

równy odległymi na osi częstotliwości z okresem $\Delta\nu_m$ częstotliwości międzymodowych:

$$\Delta\nu_m = \nu_{q+1} - \nu_q = \frac{c}{2n_0L_0}. \quad (2.5)$$

Szerokość spektralna $\Delta\nu_e$ linii emisyjnej lasera, charakter jej poszerzenia (lorentzowskie/jednorodne, dopplerowskie/niejednorodne lub mieszane Voigta), struktura modowa rezonatora ($\Delta\nu_m$) oraz warunek przewyższenia wzmocnienia nad stratami rezonatora określają liczbę modów wzbudzanych w laserze (rys.2.1).



Rys. 2.1. Ilustracja pracy wielo- i jednoczęstotliwościowej lasera: a) spektralna linia wzmocnienia, b) podłużne mody rezonatora laserowego, c) generacja wieloczęstotliwościowa (poszerzenie niejednorodne), d) generacja jednoczęstotliwościowa (poszerzenie jednorodne)
 Fig. 2.1. Multi- and single-frequency operation of a laser: a) gain profile, b) longitudinal modes of a resonator, c) multi-frequency operation, d) single-frequency operation

Laser jednoczęstotliwościowy, generujący dobrze zdefiniowaną częstotliwość ν jest podstawowym narzędziem badań i zastosowań opartych na własności spójnego promieniowania w takich dziedzinach, jak: spektroskopia, heterodynowa telekomunikacja laserowa, interferometria i anemometria laserowa, laserowa technika radarowa, metrologia optyczna czy technika optycznych wzorców częstotliwości. Istnieje wiele metod wymuszania pracy jednoczęstotliwościowej lasera, polegających na selekcji modów podłużnych dzięki zastosowaniu dodatkowych interferometrów wewnątrz rezonatora lasera [2.2]. Należy nadmienić, że lasery charakteryzujące się jednorodnym poszerzeniem linii wzmocnienia (np. wysokociśnieniowe lasery CO_2) na ogół samoistnie selekcionują jeden mod podłużny, ten o maksymalnym wzmocnieniu (rys.2.1d).

2.2. KWANTOWE POSZERZENIE WIDMA PROMIENIOWANIA LASERA

Spektralna szerokość linii oscylacji jednoczęstotliwościowego lasera, zwana kwantową, stanowi teoretyczną granicę widma promieniowania laserowego ograniczonego tylko kwantową naturą tła emisji spontanicznej. Kwantowe fluktuacje amplitudy i fazy jednego podłużnego modu TEM_{00q} lasera gazowego były przedmiotem teoretycznych analiz w pracach [2.3,4], a istotą tych prac były próby oszacowania szerokości $\delta\nu_i$ i kształtu linii promieniowania. Zakłada się, że głównym źródłem szumów amplitudy i fazy sygnału jest przypadkowa, kwantowa natura emisji spontanicznej, nakładająca się na strumień emisji wymuszonej.

W pobliżu progu generacji lasera występują bardzo duże fluktuacje spowodowane emisją spontaniczną, które po przejściu ponad próg generacji, szybko maleją. Jest to związane z przejściem od stanu całkowitego nieuporządkowania fazowego w stan wyższego stopnia uporządkowania, gdy zwiększa się udział emisji wymuszonej w promieniowaniu laserowym. W miarę oddalania się od progu generacji, zachodzi gwałtowne zawężenie spektralnej szerokości promieniowania lasera jednoczęstotliwościowego. Dla dwupoziomowego układu kwantowego wykazującego inwersję obsadzeń poszerzenie kwantowe $\delta\nu_i$ promieniowania wyraża się wzorem Schawlowa-Townesa [1.1]

$$\delta\nu_i = \frac{2\pi (\Delta\nu_c)^2 h\nu_0}{P_0} , \quad (2.6)$$

gdzie: h - stała Plancka, P_0 - moc wyjściowa lasera, $\Delta\nu_c$ - szerokość spektralna biernej wnęki rezonatora laserowego. Na przykład dla lasera CO_2 o mocy wyjściowej $P_0 = 1$ W, $\Delta\nu_c = 5$ MHz, $\nu_0 = 28$ THz ($10,6 \mu\text{m}$), kwantowa szerokość linii generacji obliczona ze wzoru (2.6) wynosi $3 \cdot 10^{-6}$ Hz.

2.3. FLUKTUACJE ŚRODOWISKOWE

Istnieje wiele czynników zaburzających stałość częstotliwości emisji promieniowania lasera. Mają one charakter deterministyczny i są wynikiem konkretnych zaburzeń środowiska, w jakim pracuje laser. Najogólniejszą postacią wpływu zaburzeń na fluktuacje $\Delta\nu(t)$ częstotliwości promieniowania lasera można przedstawić przez różniczkowanie równania (2.4) i odpowiednie przekształcenie

$$\Delta\nu(t) \approx - \frac{\nu_0}{n_0 L_0} [n_0 \Delta L(t) + \Delta n(t) L_0] . \quad (2.7)$$

Wyrażenie to stanowi, iż zasadniczą przyczyną fluktuacji częstotliwości emisji lasera są fluktuacje optycznej długości nL rezonatora laserowego, na które składają się fluktuacje $\Delta L(t)$ długości geometrycznej rezonatora i fluktuacje $\Delta n(t)$ średniej wartości współczynnika załamania. Fluktuacje środowiskowe dominują w widmie promieniowania lasera i są o wiele rzędów większe od kwantowego poszerzenia linii $\delta\nu_i$ opisanego równaniem (2.6). Maksymalne dewiacje częstotliwości są porównywalne z szerokością linii emisyjnej $\Delta\nu_e$ lasera (termiczny dryft), a maksymalne częstotliwości zaburzeń mogą sięgać skali megahercowej, gdy na przykład w laserze gazowym pojawiają się wysokoczęstotliwościowe chaotyczne szumy plazmy. Długość geometryczna rezonatora jest poddawana fluktuacjom w wyniku termicznego dryftu, wibracji mechanicznych i akustycznych. Współczynnik załamania rezonatora doznaje fluktuacji na skutek: zmian gęstości gazu (zmiany temperatury i ciśnienia), wywoływanej zmianami warunków

wzbudzenia (fluktuacje energii dostarczanej do ośrodka, fale akustyczne), fluktuacji gęstości elektronów (fluktuacje prądu wyładowania plazmy laserowej), fluktuacji dysocjacji (lasery molekularne). Fluktuacje współczynnika załamania mogą być także wynikiem zmian wzmocnienia, wywołujących skorelowane fluktuacje częstotliwości lasera spowodowane dyspersyjnymi własnościami linii wzmocnienia (tak zwany efekt przeciągania częstotliwości).

2.4. STOCHASTYCZNY MODEL FLUKTUACJI CZĘSTOTLIWOŚCI

Zespół zaburzeń działających podczas generacji lasera wywołuje fluktuacje amplitudy i fazy (częstotliwości) wiązki laserowej, a ich widmo zależy od warunków pracy lasera oraz jego rozwiązania konstrukcyjnego. Każdy z czynników zaburzających ma charakter deterministyczny, jest jednak naturalnym dokonywać analizy fluktuacji sygnału opartej na modelu stochastycznym. Kwazimonochromatyczny sygnał generatora wygodnie jest przedstawić w postaci analitycznej [2.5]

$$E(t) = E_0 [1 + \xi(t)] \exp[i(\omega_0 t + \Phi(t))] , \quad (2.8)$$

gdzie $\xi(t)$ i $\Phi(t)$ są funkcjami losowymi reprezentującymi stochastyczne procesy fluktuacji amplitudy i fazy sygnału. Zakładając stałość amplitudy sygnału ($\xi(t) = 0$), fluktuacje częstotliwości można sprowadzić tylko do fluktuacji fazy zgodnie z zależnością

$$\omega(t) = \omega_0 + \Delta\omega(t) = d/dt [\omega_0 t + \Phi(t)] = \omega_0 + \dot{\Phi}(t) , \quad (2.9)$$

gdzie $\dot{\Phi}(t)$ ma charakter chwilowej dewiacji częstotliwości od średniej ω_0 . Stochastycznemu procesowi $\{\dot{\Phi}(t)\}$ przyporządkowuje się funkcje autokorelacji $R_{\dot{\Phi}}(\tau)$ i gęstości widmowej mocy $S_{\dot{\Phi}}(\omega)$. Przy założeniu stacjonarności $\{\dot{\Phi}(t)\}$, funkcje te są powiązane ze sobą transformatą Fouriera [2.6]:

$$S_{\dot{\Phi}}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{\dot{\Phi}}(\tau) \exp(-i\omega\tau) d\tau , \quad R_{\dot{\Phi}}(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S_{\dot{\Phi}}(\omega) \exp(i\omega\tau) d\omega . \quad (2.10)$$

Miarą dyspersyjnych własności procesu $\{\dot{\Phi}(t)\}$ jest jego wariancja, która dla procesu stacjonarnego może być określona na wiele sposobów [2.7]:

$$\sigma^2[\dot{\Phi}(t)] = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{+T/2} \dot{\Phi}^2(t) dt = R_{\dot{\Phi}}(0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S_{\dot{\Phi}}(\omega) d\omega . \quad (2.11)$$

Fakt, że urządzenia analizujące mają ograniczone pasmo przenoszenia jest równoważny uśrednieniu realizacji procesu z określonym czasem τ . Uśredniona za okres τ realizacja fluktuacji częstotliwości ma postać

$$\langle \dot{\Phi}(t) \rangle_{\tau} = \frac{1}{\tau} \int_t^{t+\tau} \dot{\Phi}(t') dt' = \frac{1}{\tau} [\Phi(t+\tau) - \Phi(t)] \quad (2.12)$$

i nadal ma cechy zmiennej losowej, a jej wariancja po elementarnych przekształceniach przybiera postać [2.8]

$$\begin{aligned} \sigma^2[\langle \dot{\Phi}(t) \rangle_{\tau}] &= \frac{1}{\tau^2} [\overline{(\Phi(t+\tau) - \Phi(t))^2}] = \frac{2}{\tau^2} [R(0) - R(\tau)] \\ &= \frac{2}{\tau^2} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S_{\dot{\Phi}}(\omega) (1 - \cos\omega\tau) d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S_{\dot{\Phi}}(\omega) \frac{\sin^2(\omega\tau/2)}{(\omega\tau/2)^2} d\omega, \end{aligned} \quad (2.13)$$

gdzie wykorzystano zależność wiążącą widmowe gęstości mocy fluktuacji częstotliwości i fazy:

$$S_{\dot{\Phi}}(\omega) = \omega^2 S_{\Phi}(\omega). \quad (2.14)$$

Z zależności (2.13) wynika, że pomiar wariancji procesu fluktuacji częstotliwości zależy od czasu uśredniania, a równoważna gęstość widmowa mocy procesu wynosi

$$S_{\langle \dot{\Phi} \rangle_{\tau}}(\omega) = S_{\dot{\Phi}}(\omega) \frac{\sin^2(\omega\tau/2)}{(\omega\tau/2)^2}. \quad (2.15)$$

Uśredniona z czasem τ realizacja procesu jest równoważna przepuszczeniu tego sygnału przez filtr dolnoprzepustowy o częstotliwości granicznej $2\pi/\tau$.

2.5. ANALIZA FLUKTUACJI CZĘSTOTLIWOŚCI PROMIENIOWANIA LASEROWEGO METODĄ DETEKCYJ HETERODYNOWEJ

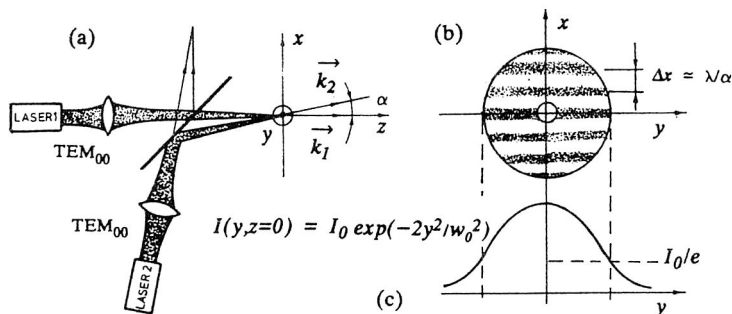
Analiza fluktuacji częstotliwości promieniowania lasera jest możliwa, gdy jego częstotliwość jest przesunięta w obszar częstotliwości radiowych, względnie łatwych do analizowania elektronicznego. Wymaga to zastosowania drugiego lasera będącego źródłem sygnału odniesienia, a analizy dokonuje się w układzie optycznego heterodynowania. Elementarny układ heterodynowania wiązek laserowych pokazano na rys.2.2 [2.9].

W praktyce, szybkie fotodetektory mają małą powierzchnię fotoczułą. Ogniskowanie wiązek laserowych na powierzchni fotodetektora dopasowuje powierzchnie ekwifazowe wiązek i obie fale we wspólnej płaszczyźnie ogniskowej mają charakter fal płaskich. Jeśli skalarne amplitudy pola elektrycznego liniowo spolaryzowanych wiązek laserowych wynoszą odpowiednio:

$$E_i(t, r) = E_{0i} [1 + \xi_i(t)] \exp\{i[\omega_{0i} t + \Phi_i(t) - k_i r]\}, \quad (2.16)$$

gdzie $i = 1, 2$, $k_1 = (0, 0, k)$, $k_2 = (k \sin \alpha, 0, k \cos \alpha)$, $k_1 \approx k_2 \approx k = 2\pi/\lambda$, $r = (x, y, z)$,
to nakładanie się obu wiązek w płaszczyźnie ogniskowej daje przestrzenno-czasowy
rozkład natężenia promieniowania sygnału heterodynowania uśrednionego za okres fali

$$\begin{aligned} \langle I(t) \rangle_T &= \langle (E_1(t) + E_2(t)) (E_1^*(t) + E_2^*(t)) \rangle_T \\ &= 1/2(E_{01}^2 + E_{02}^2) + 1/2[E_{01}^2(2\xi_1 + \xi_1^2) + E_{02}^2(2\xi_2 + \xi_2^2)] \\ &+ E_{01}E_{02} \cos[2\pi/\lambda(x \sin \alpha) + \Phi_2(t) - \Phi_1(t) + (\omega_{02} - \omega_{01})t] \\ &+ E_{01}E_{02}(\xi_1 + \xi_2 + \xi_1\xi_2) \cos[2\pi/\lambda(x \sin \alpha) + \Phi_2(t) - \Phi_1(t) + (\omega_{02} - \omega_{01})t] . \end{aligned} \quad (2.17)$$



Rys. 2.2. Heterodynowanie wiązek laserowych: a) podstawowy układ, b) prążki interferencyjne sygnału zdubowania odległe o Δx w płaszczyźnie fotodetektora, c) rozkład gaussowski natężenia wiązki
Fig. 2.2. The heterodyning of laser beams: a) basic set-up, b) interference fringes of beat signal of separation Δx across the plane at a photodetector, c) Gaussian intensity distribution of the laser beams

Sygnał natężenia rejestrowany przez fotodetektor składa się z czterech członów: średniej składowej natężenia, członu fluktuacyjnego wartości średniej, czystego członu heterodynowania i członu heterodynowania zaburzonego fluktuacjami amplitudy obu sygnałów. Człon heterodynowy opisuje poruszający się obraz interferencyjny prążków, który, szczególnie dla warunku

$$(\omega_{02} - \omega_{01})t + \Phi_2(t) - \Phi_1(t) = \text{const}, \quad (2.18)$$

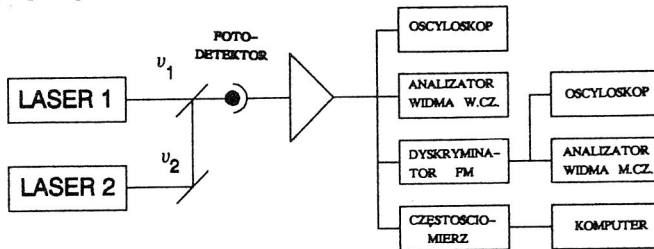
tworzy stacjonarny interferogram (lasery w synchronizmie albo klasyczna interferencja w interferometrze Michelsona) jak pokazano na rys.2.2b. Rozkład natężenia w płaszczyźnie $z = 0$ jest przestrzennie harmoniczny z jednakowo oddalonymi prążkami opisanymi równaniem

$$\cos[2\pi/\lambda(x \sin \alpha)] = \text{const}, \quad (2.19)$$

odległymi o

$$\Delta x = \lambda/\sin \alpha \approx \lambda/\alpha . \quad (2.20)$$

Duża efektywność detekcji sygnału zdudnienia wymaga, aby odległość między prążkami Δx była dużo większa od poprzecznych rozmiarów fotodetektora, co wymaga z kolei precyzyjnego justowania układu heterodynowania. Średnia częstotliwość sygnału heterodynowania wynosi $(\omega_{02} - \omega_{01})$, jednakże proces fluktuacji fazy (częstotliwości) sygnału jest teraz sumą procesów fluktuacji fazy (częstotliwości) obu laserów. Na rysunku 2.3 przedstawiono ogólny układ diagnostyki heterodynowej, stosowany do analizy sygnału dudnieniowego [2.10].



Rys. 2.3. Typowy układ heterodynowania laserowego z diagnostyką spektralnych własności sygnału dudnień
Fig. 2.3. Typical heterodyne laser system with diagnostic equipment for measuring the spectral properties of the beat signal

Można rozważyć dwa przypadki analizy heterodynowej.

(i) W pomiarach, nie wymagających dużej precyzji, jeden laser może być traktowany jako standard częstotliwości, gdy jego stałość częstotliwości jest dużo większa od stałości lasera badanego. W tym przypadku fluktuacje częstotliwości sygnału heterodynowania mogą być utożsamiane z fluktuacjami częstotliwości emisji lasera badanego.

(ii) W pomiarach standardów częstotliwości, gdy nie można stosować stabilniejszych wzorców, analizę heterodynową przeprowadza się między dwoma identycznymi laserami. Zakładając, że fluktuacje częstotliwości obu laserów są statystycznie niezależne, wariancja mierzonego procesu fluktuacji częstotliwości jest dwukrotnie większa od wariancji indywidualnego lasera.

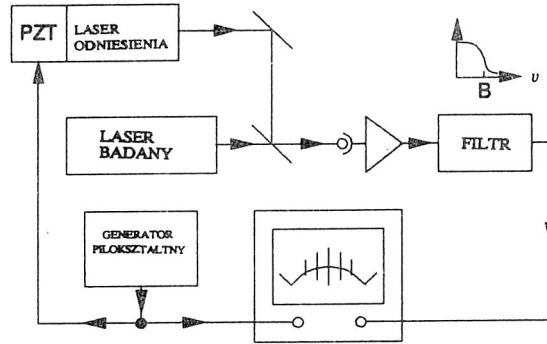
Sygnał heterodynowania może być obserwowany bezpośrednio na oscyloskopie albo na analizatorze widma, może być także analizowany na wyjściu dyskriminatora częstotliwości przez akustyczny analizator widma (rys.2.3). Chwilowa częstotliwość sygnału heterodynowania może być mierzona w czasie τ przez częstotściomierz, a następnie analizowana komputerowo, w celu określenia stałości częstotliwości (rozdz.2.5). Gdy laser odniesienia jest laserem jednoczęstotliwościowym, techniką detekcji heterodynowej można dokonać analizy struktury modowej lasera badanego, pod warunkiem, że analizator widma i fotodetektor są wystarczająco szerokopasmowe (rozdz.4.10).

Wymaganie szybkiej aparatury pomiarowej może być omińnięte, gdy laser odniesienia jest jednoczęstotliwościowym laserem przestrajającym. Wówczas można przeprowadzić analizę struktury modowej lasera badanego przez piłokształtne przestrajanie lasera odniesienia i obserwację sygnału dudnień w jednym okresie przestrajania, w układzie

przedstawionym na rysunku 2.4 [2.11]. Zastosowanie filtra dolnoprzepustowego o paśmie przepuszczania B większym niż dewiacje fluktuacji częstotliwości sygnału heterodynowania umożliwia dokonanie analizy modowej ze zdolnością rozdzielczą dużo większą niż w tradycyjnej analizie przy użyciu konfokalnego przestrajanego rezonatora Fabry-Perota.

Rys. 2.4. Schemat heterodynowej analizy modowej lasera

Fig. 2.4. Block diagram of a heterodyne laser modes analysis



Detekcja heterodynowa jest podstawowym narzędziem wielu nowoczesnych dziedzin badawczych i aplikacyjnych: spektroskopii korelacyjnej i heterodynowej [2.12], techniki lidarowej [2.13] i anemometrii laserowej [2.14]. Ponieważ poziom analizowanego sygnału jest często bardzo mały, poprawa stosunku sygnał-szum detekcji jest więc jednym z podstawowych problemów laserowej techniki radarowej [2.15]. Przestrajany sygnał heterodynowania może być wzorcowym źródłem badania częstotliwościowych charakterystyk fotodetektorów [2.16].

2.6. MIARY STAŁOŚCI CZĘSTOTLIWOŚCI PROMIENIOWANIA LASEROWEGO

Za miarę stałości częstotliwości generatora przyjmuje się średniokwadratową wartość procesu fluktuacji częstotliwości, odniesioną do średniej wartości częstotliwości oscylacji ω_0 i na podstawie zależności (2.11) wyrażenie na stałość częstotliwości ma postać

$$S = \frac{\{\sigma^2[\dot{\Phi}(t)]\}^{\frac{1}{2}}}{\omega_0} = \frac{1}{2\pi\omega_0} \int_{-\infty}^{+\infty} S_{\dot{\Phi}}(\omega) d\omega . \quad (2.21)$$

Pomiar stałości częstotliwości może być realizowany na dwa sposoby: przez pomiar widma fluktuacji sygnału heterodynowania w analizatorze widma (frequency domain) lub przez statystyczną obróbkę sygnału heterodynowania traktowanego jako ciąg impulsów (time domain). Mierzonemu widmu fluktuacji przyporządkowuje się trzy parametry pomiaru: szerokość pasma analizy, szybkość przemiatania i czas analizy. Jest to zwykłe

źródłem niejednoznaczności pomiarów. Znacznie praktyczniejsza metoda pomiaru stałości częstotliwości, powszechnie stosowana w laserowej technice pomiarowej, jest oparta na przetwarzaniu sygnału heterodynowania (2.17)

$$I_h(t) = I_0 \cos[(\omega_{02} - \omega_{01})t + \Phi(t)] , \quad \Phi(t) = \Phi_2(t) - \Phi_1(t) , \quad (2.22)$$

przedstawiającego obraz przesuwających się prążków interferencyjnych z szybkością zależną od chwilowej różnicy częstotliwości między laserami. Wygodnie jest analizować sygnał heterodynowania zliczając w czasie τ , periodycznie z okresem T prążki interferencyjne, jak pokazano na rys. 2.5. Interwał czasu τ odpowiada w tym przypadku czasowi uśredniania, faza sygnału (2.22) w n -tym pomiarze przechodzi od stanu $\Phi(t+nT)$ do stanu $\Phi(t+nT+\tau)$, a częstotściomierz w n -tym okresie pomiaru zliczy

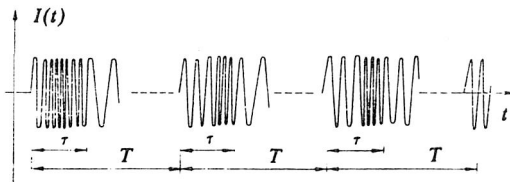
$$y_n = \frac{\Phi(t + nT + \tau) - \Phi(t + nT)}{\pi} \quad (2.23)$$

impulsów (prążków), co po podzieleniu przez τ daje średnią wartość częstotliwości x_n w n -tym pomiarze

$$x_n = \frac{y_n}{\tau} . \quad (2.24)$$

Rys. 2.5. Zasada periodycznego zliczania prążków interferencyjnych sygnału zdudniania w czasie uśredniania τ

Fig. 2.5. The principle of periodic counting of interference fringes in an averaging time τ



Dokonując pomiaru w N próbkach o okresie T z czasem uśredniania τ oblicza się wariancję częstotliwości $\sigma^2(N, T, \tau)$ z N pomiarów według zależności [2.17]:

$$\begin{aligned} \sigma^2(N, T, \tau) &= \frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N (x_n - \bar{x})^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N \left(x_n - \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N x_k \right)^2 \\ &= \frac{1}{N-1} \left\{ \sum_{n=1}^N x_n^2 - \frac{1}{N} \left[\sum_{k=1}^N x_k \right]^2 \right\} . \end{aligned} \quad (2.25)$$

Pomiar wariancji $\sigma^2(N, T, \tau)$ ma zasadniczą wadę; obliczenia mogą być dokonane dopiero po całej serii pomiarów N próbek. Wygodną jego modyfikację, znacznie łatwiejszą do przetwarzania komputerowego, zaproponował Allan [2.18]. Polega ona na pomiarze wariancji ciągu dwóch kolejnych, bezpośrednio następujących po sobie próbek sygnału ($N = 2, T = \tau$). Po modyfikacji wyrażenia (2.25) wariancja przybiera postać

$$\sigma^2(2, T = \tau) = \left\langle \frac{(x_{2k} - x_{2k-1})^2}{2} \right\rangle \approx \frac{1}{m} \sum_{k=1}^M \frac{(x_{2k} - x_{2k-1})^2}{2}, \quad (2.26)$$

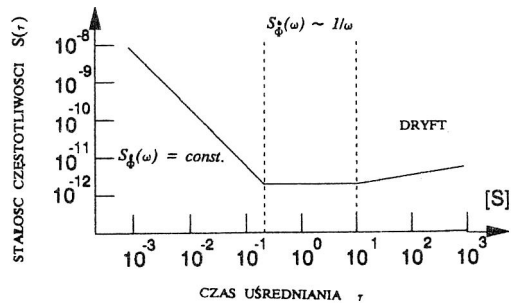
gdzie m jest liczbą pomiarów dwupróbkowych, $\sigma^2(2, T = \tau)$ nosi nazwę wariancji Allana, a stałość częstotliwości $S(\tau)$ lasera, będąca funkcją czasu uśredniania τ , wyraża się wzorem

$$S(\tau) = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{[\sigma^2(2, T = \tau)]^{\frac{1}{2}}}{\nu_0}. \quad (2.27)$$

Pomiary stałości częstotliwości oparte na pomiarze wariancji Allana są przejrzyste i proste ze względów technicznych, bowiem pomiaru dokonuje się w czasie rzeczywistym, mierząc wariancję dwóch kolejnych próbek, uśredniając je po zakończeniu pomiaru. Stałość częstotliwości lasera $S(\tau)$ jest przyporządkowana czasowi uśredniania τ , zmieniającego się w zakresie od 1ms do 1000 s. Wykres stałości częstotliwości lasera, którego typowy kształt przedstawiono na rys. 2.6, daje możliwość porównywania wyników stałości częstotliwości różnych konstrukcji laserów.

Rys. 2.6. Typowy wykres stałości częstotliwości lasera w funkcji czasu uśredniania τ

Fig. 2.6. Typical plot of laser frequency stability as a function of averaging time τ



Kształt tego wykresu jest zdeterminowany charakterem gęstości widmowej fluktuacji częstotliwości $S_{\dot{\phi}}(\omega)$. W przypadku małych czasów uśredniania o kształcie $S(\tau)$ decyduje charakter gęstości widmowej dla wysokich częstotliwości, który jest białym szumem ($S_{\dot{\phi}}(\omega) = \text{const.}$). Jeśli zaś czasy uśredniania są większe od 10^{-1} s, to na kształt wykresu ma wpływ widmo typu flicker noise ($S_{\dot{\phi}}(\omega) \approx 1/\omega$). Dużym czasom uśredniania towarzyszy zwykle pogorszenie stałości częstotliwości ze względu na dryfty częstotliwości. W praktyce rozróżnia się stałość częstotliwości krótkoterminową ($\tau < 1$ s) i długoterminową ($\tau > 1$ s). Innym istotnym parametrem, charakteryzującym jakość wzorców laserowych, jest powtarzalność (reproduktowalność) częstotliwości

$$R = \frac{\Delta \nu}{\nu_0}, \quad (2.28)$$

charakteryzująca dokładność, z jaką jest powtarzana średnia częstotliwość ν_0 generacji lasera po jego wielokrotnym wylączeniu.

3. METODY KONTROLI CZĘSTOTLIWOŚCI PROMIENIOWANIA LASEROWEGO

W niniejszym rozdziale przedstawiono zasady i reprezentatywne układy stabilizacji częstotliwości promieniowania laserów gazowych. Lasery generujące kontrolowaną, dobrze zdefiniowaną częstotliwość są obiektem intensywnych badań, inspirowanych otrzymaniem ultrastabilnych generatorów optycznych stosowanych w spektroskopii o bardzo dużej zdolności rozdzielczej, a także do interferencyjnych badań fal grawitacyjnych. Z punktu widzenia technologii, lasery o dużej stałości częstotliwości są niezbędnymi źródłami koherentnej telekomunikacji optycznej. Stąd w ostatnich kilku latach obserwuje się rozwój technik stabilizacji częstotliwości, zwłaszcza laserów półprzewodnikowych, znacznie trudniejszych do stabilizacji w porównaniu z laserami gazowymi, bo charakteryzujących się znacznie gorszą bierną stałością częstotliwości. Lasery półprzewodnikowe są potencjalnymi źródłami światłowodowych, heterodynowych układów telekomunikacyjnych.

W rozwoju technik stabilizacji częstotliwości generacji laserów można wyodrębnić cztery etapy, znamienne jakościowymi postęпами osiąganymi stałości częstotliwości.

(i) Pierwsze układy stabilizacji, będące już klasycznymi, oparte na utrzymywaniu częstotliwości w centrum linii emisyjnej lasera (zagłębienie Lamba, efekt Zeemana, efekt Starka), są obecnie szeroko wdrażane w przemyśle laserowym (lasery He-Ne, CO₂), a ich długoterminowe stałości częstotliwości ($\tau > 1s$) wynoszą 10^{-8} – 10^{-9} .

(ii) Rozwój nieliniowej spektroskopii absorpcyjnej [3.1] pozwolił identyfikować nowe wąskie rezonanse odniesienia (od kilku kHz do kilku MHz) w postaci tak zwanych odwróconych zagłębień Lamba na liniach absorpcyjnych gazów koincydujących z liniami emisyjnymi laserów. Stabilizowane lasery gazowe z nasycalnymi komórkami absorpcyjnymi (lasery He-Ne/CH₄, He-Ne/J₂, CO₂/SF₆) osiągają stałości częstotliwości 10^{-11} – 10^{-13} .

(iii) Następnym jakościowym przełomem i nową perspektywą otrzymania niezwykle wąskich spektralnych linii generacji promieniowania laserowego na poziomie mniejszym od 1Hz, a więc zdecydowanie bliżej teoretycznej granicy Schawlowa-Townesa (2.6), dała nowa technika stabilizacji częstotliwości laserów na tak zwane dyskryminatory optyczne, czyli ultrastabilne i spektralnie wąskie (kilkadziesiąt kHz) zewnętrzne węzły rezonansowe, charakteryzujące się dużą szybkością dyskryminacji [3.2].

(iiii) Termiczne poszerzenie dopplerowskie linii spektralnych gazów może być drastycznie zredukowane dzięki zastosowaniu specjalnych technik chłodzenia niskociśnieniowych gazów atomowych bądź jonowych. Pozwala to obniżyć kinetyczną temperaturę pojedynczych atomów lub jonów do poziomu μK [3.3] i ogranicza szerokość linii fluorescencji nawet do pojedynczych herców. Linie te mogą być stabilnymi znacznikami częstotliwości, a technika stabilizacji na tak wąskie linie fluorescencji jest w początkowej fazie rozwoju.

3.1. BIERNA STABILIZACJA CZĘSTOTLIWOŚCI PROMIENIOWANIA LASERÓW

Podstawowym źródłem niestałości promieniowania lasera jednoczęstotliwościowego są fluktuacje środowiskowe (rozdz. 2.2). Elementarnym postępowaniem poprawiającym stałość częstotliwości jest minimalizacja tych fluktuacji, którą zwykło się nazywać bierną stabilizacją. Sprowadza się ona do stosowania sztywnych, mechanicznie stabilnych konstrukcji rezonatora, izolowanych akustycznie i elektromagnetycznie, wykonanych z materiałów o małym współczynniku rozszerzalności termicznej (super inwar, szkła kwarcowe, np. zerodur). Utrzymywanie stałej gęstości ośrodka (stałe ciśnienie i temperatura) wymaga stabilizacji elektrycznej mocy dostarczanej do wyładowania, a w przypadku laserów chłodzonych – kontroli temperatury i prędkości przepływu chłodzonej cieczy.

Skuteczność biernej stabilizacji zależy od konkretnego rozwiązania konstrukcyjnego i w praktyce spotyka się różne podejścia do tego zagadnienia, ukształtowane przez tradycje i przekonania konstruktorów. Bardzo staranna bierna stabilizacja laserów CO₂ pozwoliła Freedowi zawęzić szerokość linii generacji lasera do kilku herców w okresie ułamka sekundy [3.4], co odpowiada stałości częstotliwości na poziomie 10⁻¹³. Niestety, taka stałość nie może być utrzymana przez dłuższy okres bez dodatkowych zewnętrznych układów kontroli. Efektywna bierna stabilizacja jest niezbędnym elementem stabilizacji aktywnej, opartej na kontroli częstotliwości względem stabilnego spektralnego wzorca.

3.2. AKTYWNA STABILIZACJA CZĘSTOTLIWOŚCI PROMIENIOWANIA LASERÓW

Techniki aktywnej stabilizacji częstotliwości rozwinęły wiele idei i układów stabilizacji. We wszystkich tych układach można wyodrębnić trzy podstawowe elementy.

(i) Stabilna częstotliwość odniesienia w obrębie linii emisyjnej lasera, będąca wąskim szczegółem rezonansowym na tle laserowej linii wzmocnienia. Przykładem takich częstotliwości odniesienia są: centrum linii wzmocnienia, zagłębienia Lamba w linii wzmocnienia, odwrócone zagłębienie Lamba w linii absorpcyjnej, linia spektralna chłodzonego gazu czy linia rezonansowa zewnętrznej ultrastabilnej wnęki rezonansowej.

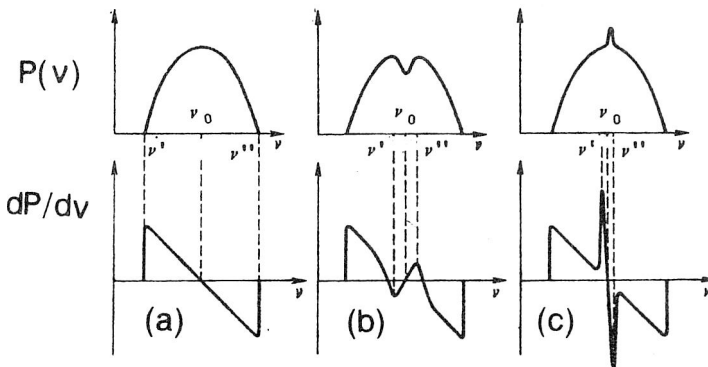
(ii) Elektroniczna pętla sprzężenia zwrotnego rejestrująca chwilową dewiację częstotliwości wiązki laserowej względem częstotliwości odniesienia i wytwarzająca sygnał dyskryminacyjny korygujący tę dewiację. Precyzja stabilizacji zależy od dyskryminacyjnych własności spektralnego rezonansu odniesienia i szybkości działania pętli.

(iii) Przesuwnik częstotliwości sterowany wyjściowym sygnałem elektronicznej pętli sprzężenia kontrolujący chwilową częstotliwość lasera. Przesuwniki piezoelektryczne są najczęściej stosowanymi elementami przestrajania wnęk optycznych. Jedno ze zwierciadeł

umocowane na przesuwniku piezoceramicznym przestrajają geometryczną długość rezonatora. Podstawowe parametry przesuwnika piezoceramicznego; czułość (typowa – to kilka $\mu\text{m}/100\text{ V}$) i jego pierwszy rezonans mechaniczny ograniczają pasmo trzymywania i szybkość stabilizacji pętli sprzężenia zwrotnego [3.5–6]. Duże pasmo przestrajania, chociaż bardzo wolne, zapewnia termiczna kontrola długości rezonatora (lasery He–Ne z wewnętrznymi zwierciadłami). Szybsze przestrajanie częstotliwości może być osiągnięte przez kontrolę prądu wyładowania lasera (czułość kilka–kilkanaście $\text{kHz}/\mu\text{m}$ [3.7]). Elektrooptyczne modulatory wykazują wprawdzie małą czułość, ale za to charakteryzują się bardzo szerokim pasmem częstotliwości, sięgającym kilku MHz [3.8].

3.3. ANALIZA UKŁADU AKTYWNEJ STABILIZACJI CZĘSTOTLIWOŚCI PROMIENIOWANIA LASERÓW

Układy stabilizacji częstotliwości laserów działają na zasadzie klasycznej automatycznej regulacji, wykorzystując dyskryminacyjny kształt rezonansów odniesienia. Na rysunku 3.1 pokazano trzy typowe kształty spektralnych rezonansów odniesienia na tle mocy wyjściowej lasera: lorentzowski (gaussowski) profil linii, linii z zagłębieniem Lamba i linii z odwróconym zagłębieniem Lamba.



Rys. 3.1. Kształty mocy wyjściowej i ich pierwsze pochodne (krzywe dyskryminacji z pasmem dyskryminacji $\nu' - \nu''$): a) lorentzowski (gaussowski) kształt linii, b) linia z zagłębieniem Lamba, c) linia z absorpcyjnym pikiem mocy

Fig. 3.1. The shapes of laser output power and their first derivatives (discriminant region $\nu' - \nu''$):

a) Lorentzian (Gaussian) shape of laser line, b) laser line with Lamb dip in the centre, c) laser line with absorption peak

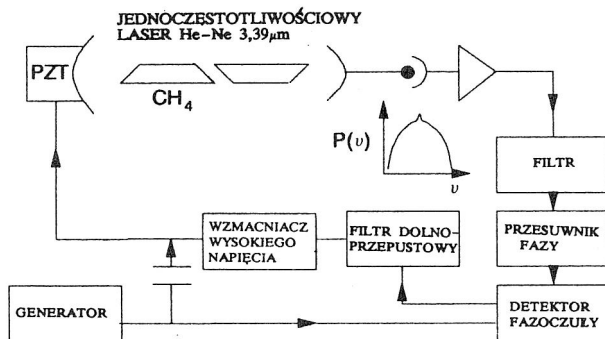
Pochodna mocy wyjściowej $D(\nu) = dP(\nu)/d\nu$ daje niezbędny do stabilizacji dyskryminacyjny kształt sygnału błędu. Istotnymi dla jakości stabilizacji parametrami są:

- wartość nachylenia odcinka dyskryminacyjnego $dD(\nu)/d\nu|_{\nu=\nu_0}$, decydująca o wielkości sygnału błędu, a przez to o stosunku sygnał–szum pętli,
- pasmo dyskryminacji $(\nu' - \nu'')$, decydujące o pasmie trzymywania pętli.

Dyskryminacyjną zależność sygnału błędu otrzymuje się przez zastosowanie detekcji synchronicznej. W tym celu długość rezonatora poddaje się harmonicznej modulacji o częstotliwości f_m , wywołując jednocześnie modulację częstotliwości promieniowania lasera o dewiacji $\Delta\nu_m$ i modulację mocy wyjściowej lasera. Dokonując fazoczułej detekcji zmodulowanej mocy wyjściowej otrzymuje się dyskryminacyjną krzywą $D_1(\nu, \Delta\nu_m)$, zależną od amplitudy dewiacji częstotliwości $\Delta\nu_m$ i różniącą się nieco od pochodnej mocy wyjściowej $D(\nu)$ [3.9–10], przy czym

$$\lim_{\Delta\nu_m \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta\nu_m} D_1(\nu, \Delta\nu_m) = D(\nu). \quad (3.1)$$

Opisany mechanizm otrzymywania krzywej dyskryminacyjnej $D_1(\nu, \Delta\nu_m)$ jest nazywany detekcją synchroniczną (fazoczułą) pierwszej harmonicznej. Dla uzyskania dyskryminacyjnego kształtu sygnału błędu można wykorzystać detekcję fazoczułą wyższych nieparzystych harmonicznych. Na przykład w stabilizowanych laserach He-Ne/J₂, stosując fazoczułą detekcję trzeciej harmonicznej sygnału modulującego f_m , otrzymuje się krzywą dyskryminacyjną $D_3(\nu, \Delta\nu_m)$ [3.11–12] wykorzystywaną do stabilizacji częstotliwości generacji laserów na centrum jednego z pików absorpcyjnych, pojawiających się na tle krzywej mocy wyjściowej w wyniku nasycenia absorpcji w wewnętrznej komórce z parami jodu. Na rysunku 3.2 pokazano typowy układ stabilizacji częstotliwości lasera, na przykładzie lasera He-Ne 3,39 μm z wewnętrzną metanową komórką absorpcyjną [3.13].

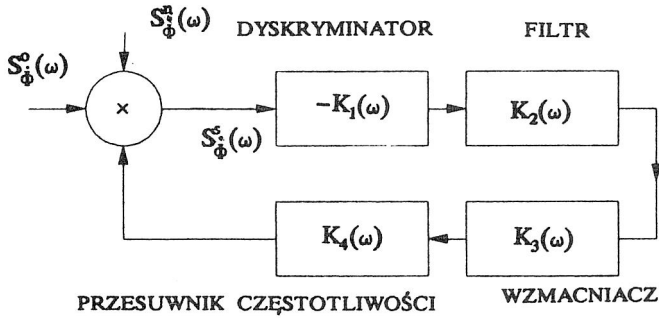


Rys. 3.2. Schemat typowego układu elektronicznej pętli sprzężenia zwrotnego stabilizacji częstotliwości lasera He-Ne/CH₄

Fig. 3.2. Block diagram of a typical electronic control loop for the frequency stabilisation of a He-Ne/CH₄ laser

Napięcie zmienne z generatora modulującego podawane na przesuwnik piezoceramiczny wywołuje modulacje częstotliwości i amplitudy mocy wyjściowej lasera. Dokonując detekcji fazoczułej sygnału modulującego (fotodetektor, wzmacniacz, filtr pasmowy, przesuwnik fazy) otrzymuje się sygnał proporcjonalny do odstrojenia $(\nu(t) - \nu_0)$, jeśli tylko chwilowa częstotliwość $\nu(t)$ lasera jest zawarta w pasmie dyskryminacji (ν', ν'') .

Sygnal z detektora fazy, po przejściu przez układ całkujący, wzmocniony, steruje przesuwnik piezoceramiczny, dostrajając częstotliwość generacji lasera do częstotliwości odniesienia ν_0 . W celu sformułowania niezbędnych warunków poprawiających stałość częstotliwości lasera, przedstawimy układ stabilizacji w postaci uproszczonego schematu blokowego (rys. 3.3) [3.14].



Rys. 3.3. Schemat blokowy pętli

Fig. 3.3. Basic elements of the loop

Traktując spolaryzowaną liniowo wiązkę niestabilizowanego lasera jednocześnie-wościowego jak falę płaską o natężeniu pola elektrycznego opisanego wyrażeniem (2.16)

$$E(t) = E_0 [1 + \xi(t)] \exp[i(\omega_0 t + \Phi(t))] \quad , \quad (3.2)$$

wprowadźmy zgodnie z (2.9) następujące funkcje:

$\dot{\Phi}^0(t), \dot{\Phi}^s(t), \dot{\Phi}^n(t)$ – funkcje losowe reprezentujące fluktuacje częstotliwości odpowiednio lasera niestabilizowanego i stabilizowanego oraz szumów pętli na jej wyjściu,

$X^0(\omega), X^s(\omega), X^n(\omega)$ – odpowiadające powyższym funkcjom losowym ich transformaty Fouriera.

W przypadku zamkniętej pętli sprzężenia zwrotnego dla składowej sygnału o częstotliwości ω spełniona jest równość

$$X^s(\omega) = X_0(\omega) + K_2(\omega)K_3(\omega)K_4(\omega) [-K_1(\omega)X^s(\omega) + X^n(\omega)] \quad (3.3a)$$

i odpowiednio

$$X(\omega) = \frac{X^0(\omega) + K_2(\omega)K_3(\omega)K_4(\omega)X^n(\omega)}{1 + K_1K_2K_3K_4} \quad . \quad (3.3b)$$

Zakładając stacjonarność i ergodyczność procesu $\{\dot{\Phi}(t)\}$, to jego widmowa gęstość mocy $S_{\dot{\Phi}}^0(\omega)$, z definicji, przybiera postać

$$S_{\dot{\Phi}}^0(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} E \left\{ X^0(\omega) [X^0(\omega)]^* \right\} \quad , \quad (3.4)$$

i analogicznie możemy wprowadzić gęstości mocy $S_{\Phi}^s(\omega)$ i $S_{\Phi}^n(\omega)$ procesów $\{\Phi^s(t)\}$ i $\{\Phi^n(t)\}$. Po pomnożeniu obu stron równania (3.3b) przez jego zespolone sprzężenie oraz skorzystaniu z wprowadzonych powyżej widmowych gęstości mocy, otrzymujemy

$$S_{\Phi}^s(\omega) = \frac{1}{1 + K^2 + 2K \cos \psi(\omega)} \left\{ S_{\Phi}^0(\omega) + (K_2 K_3 K_4)^2 S_{\Phi}^n(\omega) + 2 \operatorname{Re} [K] S_{\Phi}^{0n}(\omega) \right\}, \quad (3.5)$$

$$\text{gdzie: } K = |K(\omega)| = |K_1(\omega) K_2(\omega) K_3(\omega) K_4(\omega)|,$$

$$\psi = \sum_{i=1}^4 \psi_i, \quad K_i = |K_i(\omega)|,$$

$S_{\Phi}^{0n}(\omega)$ – jest wzajemną gęstością widmową mocy sygnałów $\Phi^0(\omega)$ i $\Phi^n(\omega)$ określoną przez funkcję wzajemnej korelacji $R_{0n}(\tau)$ między tymi sygnałami:

$$S_{\Phi}^{0n}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{0n}(\tau) \exp(-i\omega\tau) d\tau. \quad (3.6)$$

Wyrażenie (3.5) można uprościć przy założeniu, że funkcje losowe $\Phi^0(t)$ i $\Phi^n(t)$ są wzajemnie nieskorelowane, to znaczy szumy własne pętli są nieskorelowane z fluktuacjami lasera i wówczas (3.5) przybiera postać

$$S_{\Phi}^s(\omega) = \frac{1}{1 + K^2 + 2K \cos \psi} \left[S_{\Phi}^0(\omega) + (K_2 K_3 K_4)^2 S_{\Phi}^n(\omega) \right]. \quad (3.7)$$

Pierwszy człon wzoru (3.7) przedstawia gęstość widmową niestabilizowanego lasera, zredukowaną w wyniku zastosowania pętli sprzężenia zwrotnego. Drugi człon wyraża pojawienie się dodatkowych fluktuacji częstotliwości lasera, spowodowanych szumami pętli. Ze względu na występowanie w pętli przesunięcia fazy $\psi(\omega)$ sygnału, przy pewnej częstotliwości krytycznej ω_{kr} będzie

$$\psi(\omega = \omega_{kr}) = \pi, \quad (3.8)$$

co jest równoważne pojawieniu się dodatniego sprzężenia zwrotnego w pętli. Mianownik wyrażenia (3.7) jest wówczas równy $[1 - K(\omega_{kr})]^2$ i aby pętla była zabezpieczona przed wzbudzeniem, musi być spełniony warunek

$$K(\omega_{kr}) < 1. \quad (3.9)$$

Spełnienie tego warunku zapewnia się przez wstawienie w pętlę filtru dolnoprzepustowego. Rolę filtru spełnia zwykle operacyjny wzmacniacz całkujący o stałej czasowej τ_0 , którego transmitancja

$$K_2(\omega) = \frac{K_2(0)}{1 + i\omega\tau_0} \quad (3.10)$$

Uwzględniając zależność (3.10), otrzymujemy gęstość widmową fluktuacji (3.7) o postaci

$$S_{\dot{\Phi}}^s(\omega) = S_{\dot{\Phi}}^0 \frac{1 + (\omega\tau_0)^2}{(1 + K)^2 + (\omega\tau_0)^2} + S_{\dot{\Phi}}^n \frac{(K_2 K_3 K_4)^2}{(1 + K)^2 + (\omega\tau_0)^2} \quad (3.11)$$

Ze wzorów (3.9) i (3.10) otrzymujemy warunek określający stabilność pętli

$$K_1(\omega_{kr}) K_2(0) K_3(\omega_{kr}) K_4(\omega_{kr}) < [1 + \omega_{kr}^2 \tau_0]^{\frac{1}{2}} \quad (3.12)$$

który można sprowadzić do prostej postaci

$$\frac{K(0)}{\omega_{kr}} < \tau_0 \quad (3.13)$$

Nierówność powyższa uzależnia trzy podstawowe parametry pętli [3.15]:

$K(0)$ – wzmocnienie otwartej pętli dla małych częstotliwości, albo tak zwany współczynnik stabilizacji częstotliwości lasera,

τ_0 – stała czasowa,

$f_{kr} = \omega_{kr}/(2\pi)$ – częstotliwość krytyczna, przy której pętla wzbudza się.

Dla małych częstotliwości $\omega \ll \omega_{kr}$, przy założeniu $K(\omega) \gg 1$, wyrażenie (3.11) przybiera prostszą postać

$$S_{\dot{\Phi}}^s(\omega) = \frac{1}{K^2(0)} \left[S_{\dot{\Phi}}^0(\omega) + S_{\dot{\Phi}}^n(\omega) K_2 K_3 K_4 \right] \quad (3.14)$$

Stalność częstotliwości S lasera opisana wyrażeniem (2.21), w przypadku stosowania układu stabilizacji wyraża się zależnością

$$S = \frac{\sigma^2[\dot{\Phi}^s(\omega)]}{\omega_0} = \frac{1}{\omega_0} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} S_{\dot{\Phi}}^s(\omega) d\omega \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.15)$$

Oczywiste jest, że stosowanie układu stabilizacji ma sens, gdy

$$\int_{-\omega_k}^{\omega_{kr}} S_{\dot{\Phi}}^s(\omega) d\omega > \int_{-\omega_k}^{\omega_{kr}} S_{\dot{\Phi}}^0(\omega) d\omega \quad (3.16)$$

Na podstawie przedstawionej analizy można sformułować kilka warunków zapewniających

minimalizację gęstości widmowej $S_{\Phi}^f(\omega)$, co zgodnie z zależnością (3.15) – daje poprawę stałości częstotliwości lasera stabilizowanego. Decydujący wpływ na wartość stałości częstotliwości lasera, zgodnie z (3.11), ma gęstość widmowa $S_{\Phi}^o(\omega)$, reprezentująca fluktuacje środowiskowe częstotliwości lasera. Minimalizacja tych zakłóceń jest dokonywana metodami biernej stabilizacji, opisanymi w rozdz. 3.2. Jak wynika z zależności (3.11), $S_{\Phi}^f(\omega)$ może być zredukowana przez stosowanie pętli sprzężenia zwrotnego o dużym wzmacnieniu, które jest jednak ograniczone warunkiem (3.13). Elementem o największej inercyjności pętli, wprowadzającym największe zmiany fazy, jest przesuwnik piezoceramiczny. Zmiany te pojawiają się w okolicach pierwszego mechanicznego rezonansu układu przesuwnik/zwierciadło, zwykle na częstotliwości kilkuset herców [3.6]. Częstotliwość ta może być utożsamiana z częstotliwością krytyczną f_{kr} pętli. Dobór wzmacnienia $K(0)$ otwartej pętli i stałej czasowej τ_0 , przy założonym f_{kr} , uwarunkowany jest nierównością (3.13). Stosując duże wzmacnienie $K(0)$ (duże τ_0), otrzymuje się efektywną stabilizację niskich składowych fluktuacji, poprawiając głównie długoterminową stałość częstotliwości. Stosowaniu mniejszych stałych czasowych τ_0 towarzyszy ograniczenie wzmacnienia $K(\omega)$ otwartej pętli, co wprawdzie zwiększa jej szybkość, ale z mniejszym współczynnikiem stabilizacji. Źródłami szumów amplitudowych pętli są kolejno: fluktuacje mocy wyjściowej lasera reprezentowane przez $\xi(t)$ w wyrażeniu (3.2), szумы własne fotodetektora, szумы własne elektronicznej części pętli sprzężenia zwrotnego. Decydują one o stosunku sygnał–szum w pętli.

Poprawę stałości częstotliwości lasera uzyskuje się przez minimalizację poziomu wyżej wymienionych szumów. Fluktuacje mocy lasera minimalizuje się przez stabilizację zasilania, albo jak w laserach He–Ne, przez stosowanie specjalnych konstrukcji rur wyladowniczych, charakteryzujących się małym poziomem szumów plazmy wyladkowej [3.16–17]. Maksymalizację stosunku sygnał–szum zapewnia stosowanie fotodetektorów o jak największej detekcyjności oraz minimalizacja szumów własnych poszczególnych elektronicznych elementów pętli. Przy ustalonym poziomie szumów amplitudowych, stałość częstotliwości lasera może być poprawiona stosownie do (3.14) przez stosowanie jak największych wartości wzmacnienia $K_1(0)$ bloku dyskryminacji. Wzmacnienie $K_1(0)$ jest iloczynem nachylenia krzywej dyskryminacyjnej $dD_1(\nu_1, \Delta\nu_m)/d\nu|_{\nu=\nu_0}$, czułości fotodetektora K_f oraz wzmacnienia elektronicznej części dyskryminacji K_d

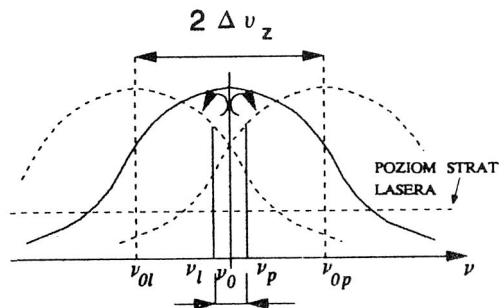
$$K_1(0) = \frac{dD_1(\nu_1, \Delta\nu_m)}{d\nu} \Big|_{\nu=\nu_0} K_f K_d \quad (3.17)$$

Wartość nachylenia krzywej dyskryminacyjnej jest podstawowym parametrem decydującym o granicznych osiągnięciach stałości częstotliwości. Na przykład maksymalne długoterminowe stałości częstotliwości laserów He–Ne, uzyskiwane dla czterech różnych

wzorcowych linii odniesienia różniących się zasadniczo nachyleniem krzywej dyskryminacyjnej, wynoszą odpowiednio: 10^{-8} dla stabilizacji na płaskie centrum linii wzmocnienia, 10^{-9} dla stabilizacji na zagłębienie Lamba, 10^{-12} dla stabilizacji na centrum pik absorpcyjnego par jodu, oraz 10^{-16} dla stabilizacji na centrum linii ultrastabilnej zewnętrznej wnęki rezonansowej. W celu poprawy stałości krótkoterminowej, stosuje się układy dwóch pętli stabilizacji; wolnej z przesuwnikiem piezoceramicznym (lub pętli termicznej) i szybkiej z elektrooptycznym modulatorem [3.18]. Typowa pętla sprzężenia zwrotnego oparta na detekcji synchronicznej z przesuwnikiem piezoceramicznym o rezonansie mechanicznym 1 kHz, stałej czasowej $\tau_0 \approx 0,5$ s, ma wzmocnienie $K(0) > 10^3$, co poprawia długoterminową stałość częstotliwości o trzy rzędy [3.14, 3.19]. Ultrastabilne, wąskie szczegóły spektralne w okolicach laserowych linii emisyjnych, zapewniające dużą wartość nachylenia krzywej dyskryminacji, stanowią częstotliwości odniesienia laserowych wzorców częstotliwości.

3.4. ZEEMANOWSKI LASER He-Ne

W wielu zastosowaniach metrologii laserowej, takich jak interferometria czy anemometria, długoterminowa stałość częstotliwości promieniowania lasera na poziomie 10^{-8} jest zupełnie wystarczająca. Wymagania te spełniają lasery He-Ne, w których do stabilizacji wykorzystuje się efekt Zeemana. Lasery zeemanowskie charakteryzują się odmienną techniką otrzymywania charakterystyk dyskryminacyjnych. Dopplerowsko poszerzona linia emisyjna jednododego lasera He-Ne $0,63 \mu\text{m}$, umieszczonego w podłużnym polu magnetycznym, ulega rozszczepieniu zeemanowskiemu na dwie symetryczne linie (rys. 3.4) [3.20–21].



Rys. 3.4. Rozszczepienie krzywej wzmocnienia lasera He-Ne w podłużnym polu magnetycznym

Fig. 3.4. Splitting of the He-Ne laser gain profile in an axial magnetic field

W obecności podłużnego pola magnetycznego przejścia atomowe neonu doznają rozszczepienia w dublety dające dwa dozwolone przejścia ($\Delta m = \pm 1$). Każdy dublet jest symetryczny względem linii z zerowym polem magnetycznym i każda komponenta rozszczepienia jest przesunięta o częstotliwość $\Delta \nu_0$

$$\Delta\nu_0 = g\mu_0 B/h \quad , \quad (3.18)$$

gdzie: g - czynnik Landego (dla rozważanego przejścia $3s_2 - 3p_4$, $g = 1,298$),
 B - indukcja magnetyczna,
 h - stała Plancka.

Przykładowo, dla $B = 5 \cdot 10^{-2}$ T rozszczepienie zeemanowskie $\Delta\nu_z = 0,9$ GHz i jest porównywalne z szerokością dopplerowską przejścia $3s_2 - 2p_4$ neonu ($\Delta\nu_D = 1,5$ GHz).

Jednoczęstotliwościowa praca lasera bez pola magnetycznego przechodzi w generację dwóch polaryzacji kołowych w obecności pola, różniących się skrętnością i częstotliwością (rys. 3.4), co jest wynikiem dyspersyjnych własności obu komponent zeemanowskich (efekt przeciągania częstotliwości do centrum każdej linii)

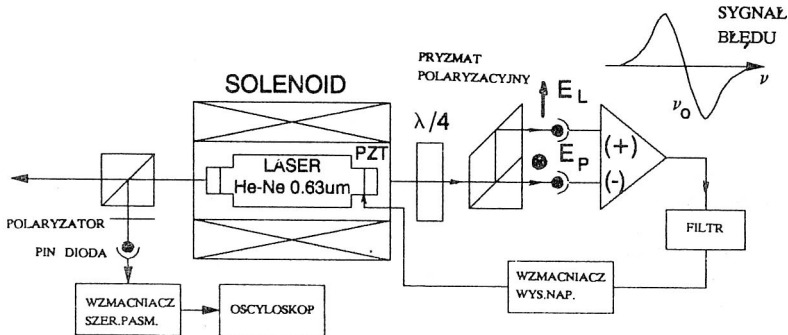
$$\Delta\nu = \nu_p - \nu_l = \nu_0 [\chi_p(\nu) - \chi_l(\nu)] \quad , \quad (3.19)$$

gdzie $\chi_p(\nu)$, $\chi_l(\nu)$ są funkcjami dyspersyjnymi dla prawo- i lewoskrętnie kołowo spolaryzowanych fal. Podczas przestrajania lasera zeemanowskiego można wyróżnić dwa zjawiska istotne dla stabilizacji częstotliwości:

(i) Natężenia obu fal kołowych różniących się skrętnością zmieniają się (gdy jedno rośnie - drugie maleje) i stają się równe, gdy laser jest zjustowany na centrum nierozszczepionej linii.

(ii) Częstotliwość dudnień $\Delta\nu = \nu_p - \nu_l$ nie jest stała w całym zakresie przestrajania i wykazuje wyraźne minimum dla centrum nierozszczepianej linii [3.22].

Oba te zjawiska mogą być wykorzystane w celu uzyskania dyskryminacyjnej charakterystyki sygnału błędu. Przykład układu stabilizacji, opartego na dyskryminacyjnym charakterze różnicy natężeń obu kołowych polaryzacji, przedstawiono na rys. 3.5 [3.23].



Rys. 3.5. Schemat stabilizacji częstotliwości zeemanowskiego lasera He-Ne [3.23]

Fig. 3.5. Schematic diagram of frequency stabilisation of the He-Ne Zeeman laser [3.23]

W laserze o długości rezonatora $L = 22$ cm z wewnętrznymi zwierciadłami i niskim poziomie strat (transmisje zwierciadeł $T_1 = 0,04$ %, $T_2 \approx 0,1$ %) o mocy wyjściowej

100 μW (wypełnienie $\text{He}^3:\text{He}^{20} = 10:1$, $p = 2 \text{ Tr}$) z przestrajaniem piezoceramicznym, pole magnetyczne $B = 180 \text{ Gs}$ dawało zeemanowską częstotliwość dudnień $\Delta\nu \approx 2,3 \text{ MHz}$ [3.23]. Do stabilizacji wykorzystano słabą wiązkę od strony zwierciadła o mniejszej transmisji. Za płytką ćwierćfalową fale spolaryzowane kołowo transformują się w dwie prostopadłe polaryzacje liniowe, a polaryzacyjny pryzmat rombowy rozdziela tory obu polaryzacji liniowych. Dyskryminacyjny sygnał błędu uzyskuje się za wzmacniaczem różnicowym, po zrównoważeniu obu torów detekcji. Pętlę stabilizacji stanowią: wzmacniacz różnicowy, integrator, wzmacniacz prądu stałego sterujący przesuwnik piezoceramiczny. Typowa długoterminowa stałość częstotliwości lasera zeemanowskiego wynosi 10^{-8} .

3.5. NIELINIOWE NASYCALNE ABSORBERY

Wyodrębnione przejście kwantowe między dwoma poziomami energetycznymi izolowanego układu kwantowego, jakim jest atom czy molekula, charakteryzuje się czasem życia τ , które z zasady nieoznaczoności $\Delta E\tau = h/2\pi$ i warunku Bohra $E = h\nu$, prowadzi do nieoznaczoności emitowanego promieniowania

$$\Delta\nu_n = \frac{1}{2\pi\tau}, \quad (3.20)$$

zwanego poszerzeniem naturalnym linii spektralnej. Szerokości naturalne linii w pasmach widzialnym i podczerwieni wynoszą typowo od kilku do kilkunastu MHz ($\tau \approx 10^{-8} \text{ s}$), chociaż dla poziomów metastabilnych mogą osiągać wartości w zakresie hercowym i mniejszym (długie czasy życia). Szerokość naturalna linii ma kształt lorentzowski typu

$$L(\nu) = \frac{A}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu_n/2)^2}. \quad (3.21)$$

W równowadze termodynamicznej, określonej temperaturą T , dwa istotne mechanizmy poszerzania linii odgrywają dominującą rolę.

(i) W wyniku zderzeń międzycząsteczkowych naturalna linia spektralna układu cząsteczek doznaje dodatkowego poszerzenia (zwanego ciśnieniowym lub zderzeniowym), na skutek zaburzeń fazy emitujących (absorbujących) oscylatorów. Linia poszerzona ciśnieniowo ma charakter lorentzowski i jej szerokość zależy od średniego czasu zderzeń τ_{zd} między cząsteczkami $\Delta\nu_{zd} = 1/(2\pi\tau_{zd})$ (poszerzenie jednorodne).

(ii) W wyniku makswellowskiego rozkładu prędkości określonego temperaturą gazu T , linia doznaje dodatkowego poszerzenia dopplerowskiego $\Delta\nu_D$ (poszerzenie niejednorodne).

Charakter poszerzenia zależy od ciśnienia i temperatury zbioru cząsteczek oraz częstotliwości linii ν_0 . Gdy ośrodek o wyróżnionym przejściu absorpcyjnym, charakteryzujący się małą szerokością naturalną linii $\Delta\nu_n$ i małym poszerzeniem ciśnieniowym (niskie ciśnienie), znajduje się w równowadze termodynamicznej w określonej temperaturze T , dominującym mechanizmem poszerzenia jest wówczas poszerzenie dopplerowskie i linia absorpcyjna ma kształt gaussowski o profilu

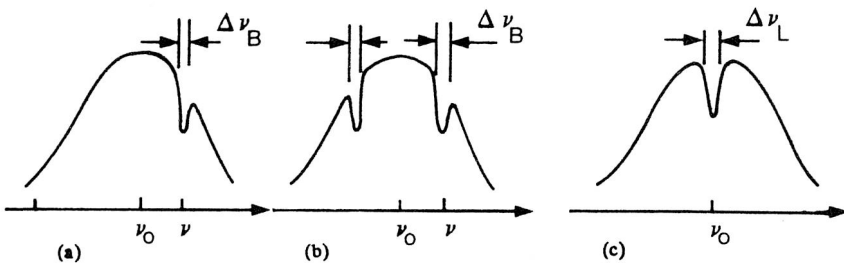
$$g(\nu) = g_0 \exp \left[- \frac{M_c^2}{2k_B T} \left[\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} \right]^2 \right], \quad (3.22)$$

gdzie M_c – masa cząsteczkowa molekuly, k_B – stała Boltzmannna.

W prześwietlonym ośrodku absorpcyjnym płaską falą monochromatyczną, na dopplerowskim profilu linii występuje charakterystyczne zniekształcenie w postaci lorentzowskiego zagłębienia, zwanego popularnie *odwróconą dziurą Bennetta* [3.24] (rys. 3.6a). Jest to spowodowane wysyceniem lokalnej linii poszerzonej ciśnieniowo, a szerokość odwróconej dziury Bennetta $\Delta\nu_B$ zależy od szerokości linii jednorodnej $\Delta\nu_{zd}$ ośrodka oraz od stosunku natężenia I analizującej fali do charakterystycznego parametru ośrodka – natężenia nasycenia I_s według zależności [3.1]

$$\Delta\nu_B = \Delta\nu_{zd} \left[1 + \frac{I}{I_s} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (3.23)$$

gdzie I_s natężenie nasycenia linii spektralnej poszerzonej jednorodnie.



Rys. 3.6. Kształt dopplerowsko poszerzonej linii absorpcyjnej z efektami wysycenia:

- biegnącą falą monochromatyczną o częstotliwości $\nu \neq \nu_0$,
- falą stojącą o częstotliwości $\nu \neq \nu_0$,
- falą stojącą o częstotliwości $\nu = \nu_0$.

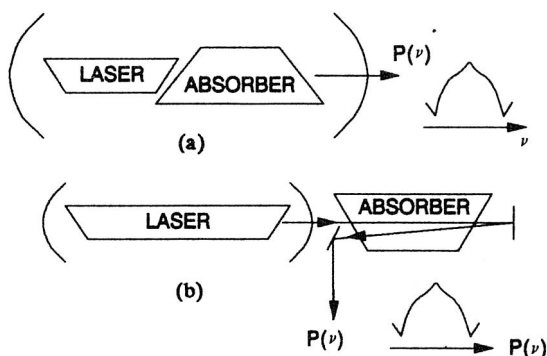
Fig. 3.6. Effects of saturation absorption in a Doppler absorption line illuminated by:

- a running monochromatic wave of frequency $\nu \neq \nu_0$,
- a standing wave of frequency $\nu \neq \nu_0$,
- a standing wave of frequency $\nu = \nu_0$.

Analiza kształtu wysycanej linii może być dokonana bezpośrednio przez falę stojącą, na którą składają się dwie fale biegnące wywołujące odrębne efekty *wypalania dziur Bennetta* w konturze linii (rys. 3.6b). Gdy częstotliwość fali stojącej równa jest częstotliwości centrum linii $\nu = \nu_0$ wysycenie podwaja się i w centrum linii absorpcyjnej pojawia się *odwrócone zagłębienie Lamba* (rys. 3.6c) o szerokości $\Delta\nu_L = \Delta\nu_{zd}(1+2II/I_s)^{\frac{1}{2}}$ ujawniające się w mocy wyjściowej przestrajanego lasera [3.24]. Powyższa, opisana bardzo ogólnie metoda umożliwia obserwacje wąskich linii rezonansowych i jest podstawowym narzędziem nieliniowej spektroskopii laserowej o bardzo dużej spektralnej zdolności rozdzielczej [3.1]. Nieliniowa spektroskopia laserowa wyodrębnia dwa podstawowe układy ujawniania *odwróconego zagłębienia Lamba*: lasery z zewnętrznymi i wewnętrznymi komórkami absorpcyjnymi (rys. 3.7).

Rys. 3.7. Analiza piku absorpcyjnego w laserach z komórkami absorpcyjnymi: (a) wewnętrzną, (b) zewnętrzną

Fig. 3.7. The analysis of an absorption peak in lasers with absorption cells: (a) internal, (b) external

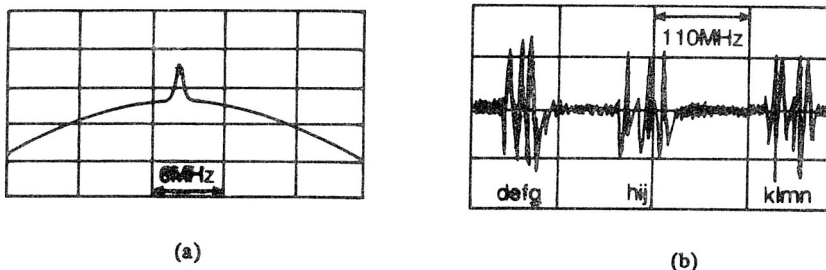


W przypadku wewnętrznych komórek, linia absorpcyjna jest wysycana przez dwie fale biegnące stojącej fali wewnątrz rezonatora. Wiązka wyjściowa lasera spełnia wówczas rolę fali detekcyjnej. Dla komórek zewnętrznych, silna wiązka wysycza absorber a słaba, odbita – jest wiązką detekującą. Poniżej przedstawiono przegląd reprezentatywnych układów stabilizacji częstotliwości laserów, opartych na efekcie nasycalnej absorpcji.

3.5.1. LASER He-Ne/CH₄

Linia emisyjna lasera He²⁺-Ne 3,39 μm (3s₂-3p₄) pokrywa się dobrze z jedną z absorpcyjnych oscylacyjno-rotacyjnych linii metanu (linia P(7) pasma ν₃). Naturalna szerokość tej linii wynosi około 100 Hz ($\tau \approx 10^{-2}$ s) i wykazuje poszerzenie ciśnieniowe $\Delta\nu = 245P$ [kHz] (P – ciśnienie, w paskalach) [3.26]. Przy ciśnieniu 1,3 Pa (10 mTr) poszerzenie ciśnieniowe linii wynosi $\Delta\nu_{zd} \approx 300$ kHz, natężenie nasycenia I_s rozważanej linii absorpcyjnej zaś kilka mW/mm². Umieszczenie komórki absorpcyjnej (20 cm) wewnątrz rezonatora laserowego (60 cm) spełnia warunki wysycenia linii

absorpcyjnej [3.25]. W mocy wyjściowej lasera z wewnętrzną komórką absorpcyjną ujawnia się pik mocy o kontrastowości około 2 % (rys. 3.8). W celu uzyskania jak największego nachylenia charakterystyki dyskryminacyjnej dla stabilizacji lasera He-Ne/CH₄ na centrum pik absorpcyjnego, stosuje się długie komórki absorpcyjne o długości około 1 m, o ciśnieniu metanu poniżej 1 Tr i otrzymuje się kontrastowość pików około 50 % [3.27]. W klasycznej stabilizacji, opartej na detekcji synchronicznej, uzyskiwane stałości częstotliwości lasera He-Ne/CH₄ wynoszą 10^{-13} ($\tau_{usr} = 1s$).



Rys. 3.8. Oscylogramy mocy wyjściowej laserów z komórkami absorpcyjnymi:

a) laser He-Ne/CH₄ [3.13], b) laser He-Ne/J₂ [3.12]

Fig. 3.8. Output power of lasers with absorption cells:

a) laser He-Ne/CH₄ [3.13], b) laser He-Ne/J₂ [3.12]

3.5.2. LASER He-Ne/J₂

Molekuła $^{127}\text{J}_2$ jest innym bardzo efektywnym obiektem nasycalnej absorpcji. Sprawia to jej bogate widmo absorpcyjne składające się z około 50000 linii w pasmie 0,5 - 0,6 μm . Każda z tych linii składa się z 21 nadsubtelnych składowych leżących w pasmie około 900 MHz. Izotop $^{129}\text{J}_2$ ma podobne widmo absorpcyjne, izotopowo przesunięte w skali częstotliwości. Czasy życia molekuł w stanach wzbudzonych wynoszą typowo kilka mikrosekund. Powoduje to, iż linie absorpcyjne par obu izotopów jodu koincydują z wieloma liniami emisyjnymi laserów, dając w wyniku nasycalnej absorpcji rezonansowe linie odniesienia dla stabilizacji. Ciśnienie par jodu (kilkadziesiąt mTr) w komórce absorpcyjnej o długości około 10 cm uzyskuje się przez kontrolę temperatury ścianek komórki od kilku do ok. 20 °C [3.11-12]. Na dopplerowsko poszerzonej linii $3s_2 - 2p_4$ lasera He²-Ne²⁰ 0,63 μm w wyniku nasycalnej absorpcji pojawia się jedenaście pików absorpcyjnych o typowej szerokości 3-5 MHz i kontrastowości ułamka procenta. W celu uzyskania krzywych dyskryminacyjnych sygnału błędu, stosuje się detekcję synchroniczną trzeciej harmonicznej częstotliwości modulacji (rys. 3.8b). Typowe stałości częstotliwości laserów He-Ne/J₂ wynoszą 10^{-11} ($\tau_{usr} = 10s$) z

reprodukowalnością 10^{-10} [3.11–12]. Absorpcyjne linie jodu stanowią linie odniesienia dla laserów He–Ne pracujących na długościach fali $\lambda = 0,612 \mu\text{m}$, $0,640 \mu\text{m}$, $0,543 \mu\text{m}$, $0,567 \mu\text{m}$ (druga harmoniczna lasera He–Ne $1,15 \mu\text{m}$) lasera argonowego [3.28] i wielu innych laserów pracujących w pasmie widzialnym.

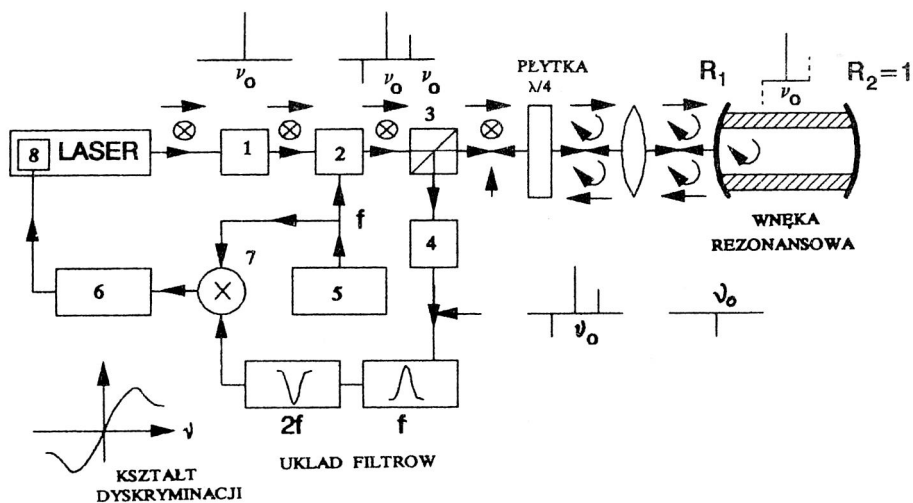
3.5.3. LASERY CO_2 Z NIELINIOWYMI ABSORBERAMI

Niskociśnieniowe komórki absorpcyjne CO_2 mogą być nasycalnym absorberem dla lasera CO_2 . Osobliwością komórki CO_2 jest to, że efekt nasycalnej absorpcji szczególnie silnie ujawnia się w wysyceniu linii fluorescencyjnej 00^01-00^00 ($4,3 \mu\text{m}$) detekowanej w spontanicznym świeceniu bocznym. Szerokość absorpcyjnego wysycenia linii $4,3 \mu\text{m}$ wynosi około kilkuset kHz, a stałość częstotliwości uzyskiwana tą metodą wynosi 10^{-12} ($\tau_{\text{ust}} = 10\text{s}$) [3.29]. Molekuła SF_6 spełnia podobną rolę w podczerwieni ($10-28 \mu\text{m}$) jak molekuła jodu w pasmie widzialnym i sześciofluorek siarki jest stosowany jako nasycalny absorber o bogatym widmie oscylacyjno-rotacyjnym dla stabilizacji laserów CO_2 . Komórka z niskociśnieniowym sześciofluorkiem siarki (kilkadziesiąt Tr) umieszczona jest na zewnątrz rezonatora laserowego, absorpcyjne piki mocy natomiast są detekowane w układzie, jak pokazano na rys. 3.7b. Uzyskiwane szerokości piku absorpcyjnego są rzędu 1 MHz, a stałości częstotliwości 10^{-12} w czasie uśredniania $\tau_{\text{ust}} = 10\text{s}$ [3.31].

3.6. SZYBKIE DYSKRYMINATORY OPTYCZNE – METODA STABILIZACJI POUND–DREVERA

Układy stabilizacji oparte na rezonansowych szczegółach spektralnych linii atomowych czy molekularnych, nie są wystarczająco szybkie, aby stabilizować wysokie składowe widma fluktuacji częstotliwości lasera. Główną przyczyną tego jest fakt, że pomocnicza częstotliwość modulacji f_m stosowana w detekcji synchronicznej, która musi być znacznie większa od pasma stabilizacji, nie jest przenoszona przez ośrodki wzmacniające lub absorpcyjne, i praktycznie nie przekracza kilkunastu kHz. Zdecydowany postęp, polegający na poprawie szybkości stabilizacji nastąpił, gdy Drever i inni [3.2] przedstawili nową ideę szybkiej stabilizacji, opartej na wykorzystaniu dyspersyjnych charakterystyk krótkich węg rezonansowych o dużym "finesse" (bardzo wąskie linie rezonansowe, $\Delta\nu_c \ll 1\text{MHz}$) stabilizowanych termicznie i mechanicznie w celu utrzymania stabilnej centralnej częstotliwości odniesienia ν_0 (rys. 3.9). Spolaryzowana liniowo wiązka lasera stabilizowanego, którego częstotliwość stabilizacji pokrywa się z ν_0 , zostaje zmodulowana fazowo w zewnętrznym modulatorze elektrooptycznym z częstotliwością pomocniczą f_m (kilka – kilkanaście MHz), znacznie

większą od szerokości rezonansu wnęki $\Delta\nu_c$. Zmodulowana wiązka ma w swoim widmie częstotliwość nośną ν_0 i dwa słabsze prążki na częstotliwościach $\nu_0 \pm f_m$. Po przejściu wiązki przez płytkę ćwierćfalową ich polaryzacja zmienia się w kołową. Soczewka przed wnęką dopasowuje gaussowską wiązkę do własnej struktury modowej wnęki. Dwa prążki boczne $\nu_0 \pm f_m$ ulegają całkowitemu odbiciu od wejściowego zwierciadła R_1 wnęki (ich częstotliwości leżą poza linią rezonansową wnęki). Część promieniowania częstotliwości nośnej ν_0 również ulega odbiciu od R_1 , reszta wnika do wnęki rezonansowej i po pełnym obiegu wychodzi z wnęki (tzw. *wiązka wyciekająca* - leakage beam). Wiązka wyciekająca z wnęki jest w przeciwfazie do wiązki odbitej bezpośrednio od zwierciadła R_1 , jak schematycznie pokazano na rys.3.8. Po ponownym przejściu przez płytkę ćwierćfalową, fale są ponownie spolaryzowane liniowo, a płaszczyzna polaryzacji skręcona jest o π w stosunku do fali padającej. Po odbiciu od polaryzacyjnego pryzmatu Thompsona, w układzie fotodetektor - filtry pasmowe, sygnał heterodynowy między odbitą falą nośną ν_0 i częstotliwością $\nu_0 - f_m$ poddaje się synchronicznej detekcji fazowej. Otrzymuje się na wyjściu dyskryminacyjny kształt sygnału błędny, zależny od odstrojenia częstotliwości lasera względem częstotliwości odniesienia ν_c (centrum linii rezonansowej wnęki). Ta metoda detekcji jest bardzo szybka i ograniczona tylko czasem życia fotonu $\tau_c = 1/(4\pi\Delta\nu_c)$ w biernej wnęcie, który dla wnęki o transmisji zwierciadła na poziomie ułamka procenta przybiera wartość nanosekund.



Rys. 3.9. Idea stabilizacji częstotliwości laserów oparta na metodzie Pounda- Drevera:

1 - izolator Faraday'a, 2 - modulator elektrooptyczny, 3 - pryzmat polaryzacyjny Thompsona, 4 - fotodetektor, 5 - generator w.cz., 6 - wzmacniacz, 7 - mieszacz

Fig. 3.9. Pound-Drever method for laser frequency stabilisation

Stosując powyższą metodę, dwa niezależne lasery He-Ne, stabilizowane na wspólną

ultrastabilną wnąkę rezonansową, wykazywały fluktuacje częstotliwości różnicowej 50 mHz w czasie obserwacji 8 s, a więc stałość częstotliwości na poziomie $1 \cdot 10^{-16}$, zbliżając się radykalnie do kwantowej granicy stałości częstotliwości [3.32].

3.7. WĄSKIE SPEKTRALNE LINIE CHŁODZONYCH GAZÓW

Poszukiwania stabilnych wąskich spektralnie znaczników częstotliwości wyłoniły nową i szybko rozwijającą się dziedzinę, zwaną popularnie "bezdopplerowską" spektroskopią optyczną (Doppler-free spectroscopy). W celu zawężenia linii spektralnej gazu, której szerokość określona jest głównie poszerzeniem dopplerowskim, należy radykalnie obniżyć temperaturę gazu [3.32]. Aby wyeliminować efekt poszerzenia ciśnieniowego, należy minimalizować jego ciśnienie (10^{-11} – 10^{-10} Tr) oraz poszukiwać linii spektralnych o bardzo małych szerokościach naturalnych (długie czasy życia).

Od kilku lat obserwuje się szybki rozwój dwóch technik chłodzenia gazów:

- (i) Techniki chłodzenia promieniowaniem laserowym neutralnych atomów,
- (ii) Techniki chłodzenia jonów przez utrzymywanie ich w specjalnych pułapkach.

Mechanizm chłodzenia laserowego atomów polega na oświetleniu ich strumienia falą monochromatyczną o częstotliwości ν_1 , nieco mniejszej od centralnej częstotliwości ν_0 analizowanej linii spektralnej. Atom absorbując energię fotonu $h\nu_1$, a następnie emitując spontanicznie energię $h\nu_0$, traci energię $h(\nu_0 - \nu_1) > 0$ kosztem jego energii kinetycznej.

Do uzyskania "bezdopplerowskiej" spektroskopii niezbędne jest "zamknięcie" cząsteczki w przestrzeni mniejszej od długości fali rozważanego promieniowania.

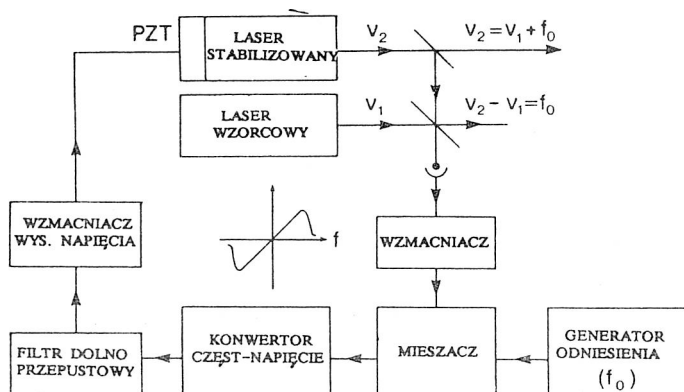
W celu utrzymania atomu w określonym punkcie przestrzeni, schłodzony atom oświetla się słabą stojącą falą monochromatyczną (może to być układ trzech fal stojących). Każda z fal biegnących, formujących falę stojącą, oddziałuje na atom ciśnieniem promieniowania w kierunku jej propagacji, gdy atom absorbuje foton z tego kierunku, by potem go spontanicznie i izotropowo wyemitować. Zakładając, że atom jest w spoczynku, ciśnienia promieniowania wywołane przez obie fale biegnące są sobie równe i całkowita siła działająca na atom jest równa zeru. Gdy atom porusza się wzdłuż fali stojącej z szybkością v , fala biegnąca w kierunku przeciwnym do kierunku poruszającego się atomu wywołuje większe ciśnienie promieniowania niż fala biegnąca zgodnie z kierunkiem poruszającego się atomu. Nierówność tych dwóch ciśnień promieniowania daje siłę działającą w kierunku przeciwnym do prędkości v atomu. Przy odpowiednio dobranych warunkach eksperymentu, atom może być utrzymany w okolicach płaszczyzn węzłowych fali stojącej, a jego położenie może być stabilizowane ciśnieniem promieniowania fali stojącej (tak zwana pułapka ciśnienia promieniowania [3.34]).

Stosując techniki chłodzenia laserowego, otrzymano temperatury chłodzonych atomów sodu i cezu odpowiednio: 240 μK i 125 μK [3.3].

Inną możliwość chłodzenia daje utrzymywanie pojedynczych jonów (bardzo niskie ciśnienia, 10^{-11} Tr) w pułapkach w.cz. lub pułapkach Penninga. Oddziaływanie pojedynczych jonów w pułapce ze słabą zewnętrzną wiązką laserową, której częstotliwość koincyduje z wybraną spektralną linią jonu, może dać wąską linię fluorescencji jonu, będącą linią odniesienia dla stabilizacji częstotliwości lasera. Wybrane linie absorpcyjne dwóch jonów, Ba^+ [3.35] i Yb^+ [3.36], charakteryzujące się długimi czasami życia ($\tau \approx 20s$ dla Ba^+ , $\tau \approx$ kilka dni dla Yb^+), są szczególnie dobrymi kandydatami na linie odniesienia dla optycznych laserowych standardów częstotliwości. Dzięki zaawansowanej technice pompowania optycznego (przy użyciu kilku laserów pompujących) możliwe jest chłodzenie tych jonów do poziomu kilku mK, co daje linie spektralne fluorescencji o szerokości 1 MHz i mniej.

3.8. SYNCHRONIZACJA CZĘSTOTLIWOŚCI RÓŻNICOWEJ WIĄZEK LASEROWYCH

Widmo częstotliwości promieniowania lasera stabilizowanego metodą detekcji synchronicznej ulega poszerzeniu na skutek wprowadzanej modulacji częstotliwości. Wprawdzie modulacja jest wprowadzana w sposób kontrolowany, pogarsza ona jednak krótkoterminową stałość częstotliwości [3.37] i w wielu zastosowaniach, zwłaszcza w precyzyjnych badaniach spektroskopii laserowej, zjawisko modulacyjnego poszerzenia widma częstotliwości promieniowania laserowego jest niepożądane. Najprostszym sposobem jego eliminacji jest sprzężenie lasera stabilizowanego przez osobną pętlę sprzężenia zwrotnego z innym laserem. Na rysunku 3.10 przedstawiono typowy układ stabilizacji częstotliwości różnicowej dwóch laserów synchronizowanych zewnętrznym generatorem o częstotliwości f_0 . Przejście częstotliwości zewnętrznego generatora pozwala regulować wartość odstępu częstotliwości między laserami.



Rys. 3.10. Typowy układ stabilizacji częstotliwości różnicowej

Fig. 3.10. Typical block-diagram of an offset-frequency stabilisation system

Blok dyskryminacji stanowią mieszacz (mieszanie sygnału heterodynowania z sygnałem odniesienia) i konwerter częstotliwość/napięcie (sygnał błędu). Pozostałe elementy pętli są takie same, jak w ogólnym układzie stabilizacji opisanym w rozdz. 3.3. Parametry dyskryminacji pętli (nachylenie charakterystyki dyskryminacji oraz stosunek sygnał–szum), pasmo chwytania synchronizacji oraz szybkość działania pętli decydują o jakości stabilizacji [3.7–8]. Układ stabilizacji częstotliwości różnicowej dwóch laserów jest przykładem synchronizacji częstotliwości wiązek laserowych. Synchronizacja częstotliwości dwóch laserów z częstotliwością różnicową równą zeru, z zachowaniem stałej fazy między nimi, jest przypadkiem szczególnym, zwanym synchronizacją fazową laserów (phase-locking) i temu tematowi poświęcono rozdział 6.

Układy stabilizacji częstotliwości różnicowej laserów mają wiele zastosowań.

(i) W spektakularnych układach porównujących częstotliwości różnych standardów z różnych pasm promieniowania (wzorce mikrofalowe, laserowe wzorce submilimetrowe, podczerwieni i pasma widzialnego), układy stabilizacji odstępów częstotliwości spełniają ważną rolę subtelnego dostrajania częstotliwości laserów w obrębie ich linii emisyjnych do wygodnego pasma umożliwiającego analizę heterodynową [3.41].

(ii) Sprzężone częstotliwościowo lasery są niezmiernie czułymi układami diagnostyki plazmy niskotemperaturowej: umieszczenie komórki plazmowej we wnęce rezonatora jednego ze sprzężonych laserów pozwala rejestrować heterodynowo zmiany częstotliwości różnicowej spowodowane zmianami współczynnika załamania plazmy z bardzo dużą zdolnością rozdzielczą, kilkudziesięciu Hz [3.42–43].

(iii) W technice pompowania laserów submilimetrycznych przez lasery molekularne, w celu zapewnienia optymalnego pompowania wąskich linii absorpcyjnych, których centra na ogół nie pokrywają się z centrum lasera pompującego, układy stabilizacji odstępów częstotliwości zapewniają utrzymywanie częstotliwości lasera pompującego na centrum linii absorpcyjnej lasera submilimetrycznego.

(iiii) Pomiar stałości częstotliwości metodą heterodynowania (na przykład pomiar wariancji Allana) dwóch identycznych laserów stabilizowanych na tę samą częstotliwość odniesienia ν_0 , wymaga przesunięcia częstotliwości jednego z laserów, umożliwiającego analizę fluktuacji częstotliwości różnicowej nie w okolicach niewygodnego do analizy zera dudnień, ale w znacznie wygodniejszym pasmie radiowym. Stosowanie trzeciego lasera, stabilizowanego na odstęp częstotliwości, spełnia to wymaganie.

Przykład układu stabilizacji częstotliwości różnicowej między dwoma laserami falowodowymi wzbudzonymi częstotliwością radiową omówiono w rozdziale 5.3.

3.9. OPTOGALWANICZNA STABILIZACJA CZĘSTOTLIWOŚCI PROMIENIOWANIA LASERÓW GAZOWYCH

Zjawisko zmiany rezystancji plazmy pod wpływem zewnętrznego spójnego promieniowania o częstotliwości koincydującej z wyodrębnioną linią spektralną któregoś z gazów obecnych w plazmie jest podstawowym mechanizmem spektroskopii optogalwanicznej [3.44]. W przypadku laserów gazowych ta koincydencja jest zapewniona z definicji; lasery oddziałują z własną spektralną linią emisyjną.

Rozważając stałoprądowe wyładowanie w laserze gazowym o średnicy rury wyładowczej $2R$, ogólne wyrażenie na prąd wyładowania przybiera postać [3.45]

$$I = 2\pi e \int_0^R v_d(r) N_e(r) r dr, \quad (3.24)$$

gdzie $N_e(r)$ – poprzeczny rozkład gęstości elektronów, $v_d(r)$ – prędkość dryftu elektronów w przekroju poprzecznym, e – ładunek elektronu. Prędkość dryftu elektronów jest opisana wyrażeniem

$$v_d = E_a \mu_e, \quad (3.25)$$

gdzie E_a jest natężeniem pola elektrycznego wzdłuż rury wyładowczej, a μ_e jest ruchliwością elektronów. Rezystancja wyładowania o długości L wynosi zatem

$$Z = \frac{L}{2\pi e \int_0^R \mu_e N_e(r) dr}. \quad (3.26)$$

W obszarze poświaty dodatniej wyładowania występuje równowaga między energią pobieraną przez swobodne elektrony z pola elektrycznego i energią, jaką tracą w wyniku zderzeń. Obie wielkości w (3.26), ruchliwość μ_e i gęstość elektronów N_e , zwiększają się ze wzrostem energii elektronów. Zmiany promieniowania koherentnego wewnątrz rezonatora laserowego wywołują zmiany stanu kinetyki plazmy poprzez dwa mechanizmy:

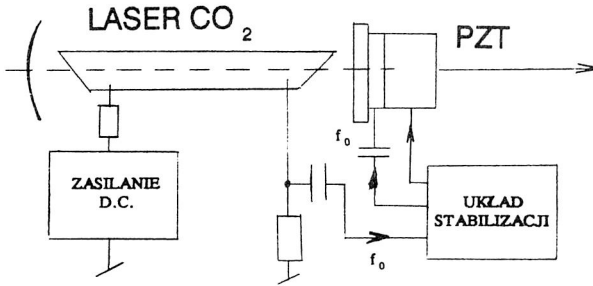
(i) Zmiany gęstości elektronów N_e ; ten mechanizm dominuje w laserach, w których poziomy laserujące leżą w pobliżu poziomów jonizacji (lasery He-Ne).

(ii) Zmiany średniej ruchliwości elektronów μ_e ; ten mechanizm dominuje w laserach, których poziomy laserujące leżą blisko poziomu podstawowego (lasery molekularne).

Oddziaływanie promieniowania z plazmą wyładowczą lasera objawia się zmianami rezystancji statycznej wyładowania, skorelowanymi ze zmianami promieniowania

$$\frac{\Delta R_s}{R} = \frac{\Delta U}{U} - \frac{\Delta I}{I}, \quad (3.27)$$

co może być detekowane przez zmiany prądu wyładowania ΔI (efekt optogalwaniczny) lub zmiany napięcia rury wyładowczej (efekt optowoltaiczny) [3.45–49].



Rys. 3.11. Układ stabilizacji częstotliwości promieniowania lasera CO₂ metodą detekcji optogalwanicznej
Fig. 3.11. Block diagram of an optogalvanic frequency stabilisation of CO₂ laser

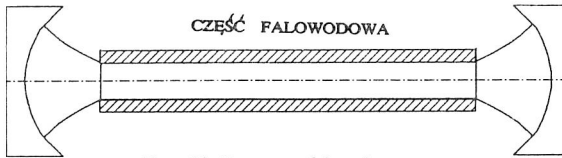
Odtworzony w rezystancji statycznej kształt mocy wyjściowej lasera daje możliwość bezdetektorowej kontroli częstotliwości [3.46–48, 3.50]. Na rysunku 3.11 pokazano układ stabilizacji lasera CO₂ wykorzystujący detekcję optogalwaniczną [3.50]. Poza sposobem detekcji sygnału modulacyjnego, układ ten nie różni się od klasycznego układu stabilizacji częstotliwości, przedstawionego w rozdziale 3.3. Stałości częstotliwości promieniowania laserowego uzyskiwane metodą stabilizacji optogalwanicznej są porównywalne z stałościami częstotliwości uzyskiwanymi przy stosowaniu fotodetektorów i wynoszą 10^{-8} – 10^{-9} w czasie 1s.

Możliwe jest wykorzystanie innych mechanizmów detekcji bezfotodetektorowej do stabilizacji częstotliwości laserów gazowych, takich jak efekt fotoakustyczny [3.51] czy zmiany potencjału chłodzącego płaszcza wodnego pod wpływem zmian promieniowania koherentnego w laserach molekularnych [3.52].

Indukowane spójnym promieniowaniem zmiany impedancji plazmy w molekularnych laserach wzbudzanych częstotliwością radiową mogą być rejestrowane w mocy odbitej od plazmy laserowej w wyniku zmian warunków dopasowania rezystancji plazmy do generatora pobudzającego (Opto-Hertzian effect, [3.53]). Stabilizacja częstotliwości promieniowania laserów molekularnych CO i CO₂ wzbudzanych częstotliwością radiową wykorzystująca powyższy efekt była demonstrowana w pracach [3.54–55].

4. FIZYKA I TECHNOLOGIA LASERÓW FALOWODOWYCH

Gdy zasadniczą część rezonatora laserowego stanowi falowód tak, że jego ścianki mają istotny wpływ na propagacyjne własności wiązki laserowej, to taki laser zwykle nazywać się falowodowym. Rys. 4.1 przedstawia ogólną ideę rezonatora falowodowego.



Rys. 4.1. Rezonator falowodowy
Fig. 4.1. The waveguide resonator

Problem modelowania promieniowania w takim rezonatorze sprowadza się do znalezienia jego własnych struktur modowych, strat oraz częstotliwości własnych. Zasadniczą odmiennością rezonatora falowodowego w porównaniu do rezonatora otwartego jest fakt, że wąska falowodowa część rezonatora uniemożliwia propagację wiązek gaussowskich. Dokonując analizy struktury modowo-częstotliwościowej laserów falowodowych należy więc uwzględnić kształt i własności optyczne ścianek falowodu, jak również sprzężenie promieniowania między wyjściową aperturą falowodu i zwierciadłami. Zaletą stosowania molekularnych laserów falowodowych jest to, że mimo dodatkowych strat na skutek oddziaływania wiązki laserowej ze ściankami falowodu, małe, poprzeczne rozmiary falowodu decydują o radykalnej poprawie warunków chłodzenia ośrodka laserowego. To z kolei pozwala stosować wielokrotnie wyższe ciśnienia ośrodka i wielokrotnie zwiększać jego natężenie nasycenia, dzięki czemu istotnie zwiększa się ekstrakcję promieniowania z jednostkowej objętości ośrodka. Wysokie ciśnienie (rzędu 100 Tr i więcej) istotnie poszerza linię emisyjną i dzięki temu zwiększa możliwość przestrajania lasera, co ma zasadniczy wpływ na wykorzystanie falowodowych laserów molekularnych w spektroskopii i laserowej technice radarowej.

W rozdziale tym omówione zostaną podstawowe własności propagacyjne falowodu optycznego o przekroju prostokątnym i interpretacja fizyczna jego struktur modowych promieniowania. Przedstawione będą podstawowe parametry rezonatora falowodowego, technika wzbudzenia plazmy tych laserów częstotliwością radiową oraz charakterystyki mocy wyjściowej, przestrajania i modulacji falowodowych laserów CO_2 .

4.1. PROPAGACYJNE WŁASNOŚCI FALOWODÓW OPTYCZNYCH

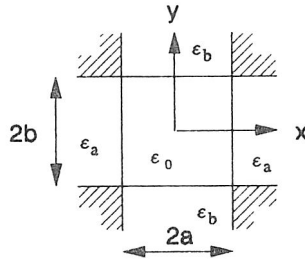
Ograniczymy się tutaj do zwięzłego opisu propagacji fali elektromagnetycznej w tzw. "pustych" falowodach dielektrycznych, to znaczy takich, których wewnętrzna propagacyjna część ma własności próżni (w odróżnieniu od światłowodów) i otoczona

jest dielektrycznymi ściankami.

Marcatili i Schmeltzer [4.1] zaproponowali stosowanie pustych falowodów dielektrycznych i metalowych jako elementów rezonatorów laserowych. W wyniku standardowego rozwiązania falowego równania z warunkami brzegowymi dla dielektrycznych ścianek falowodu można znaleźć własne struktury modowe, mogące propagować się w falowodach optycznych. Dla przykładu rozważymy falowód o przekroju prostokątnym (rys. 4.2), który ma ścianki parami metalowe i dielektryczne.

Rys. 4.2. Przekrój falowodu prostokątnego

Fig. 4.2. Rectangular waveguide cross-section



Kształt ten jest bardzo wygodny i popularny z przyczyn praktycznych, zwłaszcza w przypadku laserów wzbudzanych częstotliwością radiową. Metale w zakresie optycznym i podczerwieni zachowują się jak stratne dielektryki, to znaczy ich stałe elektryczne są wielkościami zespolonymi:

$$\epsilon = (n - ik)^2 = \epsilon_0 \epsilon = \epsilon_0 (\epsilon' - i\epsilon''), \quad (4.1)$$

gdzie $(n - ik)$ jest zespolonym współczynnikiem załamania.

Dokładne rozwiązanie zagadnienia propagacji fali w falowodzie o przekroju prostokątnym jest utrudnione z powodu dopasowania warunków brzegowych w rogach falowodu. Przedstawiona poniżej uproszczona analiza oparta jest na pracach [4.1-5].

Dla falowodu przedstawionego na rys. 4.2 wyodrębnimy trzy charakterystyczne obszary propagacji: pusty obszar wewnątrz falowodu (ϵ_0), obszar (a) dielektryka (ϵ_a) i obszar (b) dielektryka (ϵ_b). Obszary w rogach falowodu będą pominięte. Założymy obecność w falowodzie harmonicznej fali hybrydowej o periodycznym rozkładzie z-towych składowych pola elektrycznego i magnetycznego:

$$\left. \begin{aligned} E_z^i &= E_{0z}^i \cos(k_x^i x + \varphi_x) \cos(k_y^i y + \varphi_y) \exp(-ik_z z) \\ H_z^i &= H_{0z}^i \sin(k_x^i x + \varphi_x) \sin(k_y^i y + \varphi_y) \exp(-ik_z z) \end{aligned} \right\} \quad (4.2)$$

Fazy φ_x i φ_y są równe 0 lub $\pi/2$ i uwzględniają odpowiednio parzystą lub nieparzystą symetrię rozkładu pola. Część energii fali wewnątrz falowodu przecieka do ośrodków (a) i (b). Założymy, że fale te są eksponencjalnie tłumione w kierunku prostopadłym do ścianek falowodu. I tak, w obszarze (a) składowe z-towe przybierają postać:

$$\left. \begin{aligned} E_z^a &= E_{0z}^a \cos(k_y y + \varphi_y) \exp(-k_x^a x) \exp(-ik_z z) \\ H_z^a &= H_{0z}^a \sin(k_y y + \varphi_y) \exp(-k_x^a x) \exp(-ik_z z) \end{aligned} \right\} \quad (4.3)$$

i w obszarze (b):

$$\left. \begin{aligned} E_z^b &= E_{0z}^b \cos(k_x^b x + \varphi_x) \exp(-k_y^b y) \exp(-ik_z z) \\ H_z^b &= H_{0z}^b \sin(k_x^b x + \varphi_x) \exp(-k_y^b y) \exp(-ik_z z) \end{aligned} \right\} \quad (4.4)$$

z wektorami propagacji równymi odpowiednio :

$$\left. \begin{aligned} \vec{k} &= (k_x^i, k_y^i, k_z) ; \quad k^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 = k_x^i{}^2 + k_y^i{}^2 + k_z^2 \\ \vec{k}_a &= (ik_x^a, k_y^i, k_z) ; \quad k_a^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_a = -k_x^a{}^2 + k_y^i{}^2 + k_z^2 \\ \vec{k}_b &= (k_x^i, ik_y^b, k_z) ; \quad k_b^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_b = k_x^i{}^2 - k_y^b{}^2 + k_z^2 \end{aligned} \right\} . \quad (4.5)$$

W celu znalezienia składowych pola elektrycznego i magnetycznego w omawianych ośrodkach, rozważmy równania Maxwella:

$$\left. \begin{aligned} \epsilon \left[\frac{dE_x}{dt}, \frac{dE_y}{dt}, \frac{dE_z}{dt} \right] &= \left[\left[\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right], \left[\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right], \left[\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right] \right] \\ -\mu_0 \left[\frac{dH_x}{dt}, \frac{dH_y}{dt}, \frac{dH_z}{dt} \right] &= \left[\left[\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right], \left[\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right], \left[\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right] \right] \end{aligned} \right\} \quad (4.6)$$

Z równań (4.2) i (4.6) otrzymujemy składowe poprzeczne pola elektrycznego i magnetycznego wewnątrz falowodu:

$$\left. \begin{aligned} E_x^i &= \frac{i\omega\mu_0}{k^2 - k_z^2} \left[\frac{k_z k_x^i}{\omega\mu_0} E_{z0}^i - k_y^i H_{z0}^i \right] \sin(k_x^i x + \varphi_x) \cos(k_y^i y + \varphi_y) \\ E_y^i &= \frac{i\omega\mu_0}{k^2 - k_z^2} \left[\frac{k_z k_y^i}{\omega\mu_0} E_{z0}^i + k_x^i H_{z0}^i \right] \cos(k_x^i x + \varphi_x) \sin(k_y^i y + \varphi_y) \\ H_x^i &= -\frac{i\omega\epsilon_0}{k^2 - k_z^2} \left[\frac{k_z k_x^i}{\omega\epsilon_0} H_{z0}^i + k_y^i E_{z0}^i \right] \cos(k_x^i x + \varphi_x) \sin(k_y^i y + \varphi_y) \\ H_y^i &= -\frac{i\omega\epsilon_0}{k^2 - k_z^2} \left[\frac{k_z k_y^i}{\omega\epsilon_0} H_{z0}^i - k_x^i E_{z0}^i \right] \sin(k_x^i x + \varphi_x) \cos(k_y^i y + \varphi_y) \end{aligned} \right\} \exp(-ik_z z) \quad (4.7)$$

Z kolei z równań (4.3), (4.4) i (4.6) znajdujemy składowe pola elektrycznego i magnetycznego w obszarze (a):

$$\left. \begin{aligned}
 E_x^a &= \frac{i\omega\mu_0}{k_a^2 - k_z^2} \left[\frac{k_z k_x^a}{\omega\mu_0} E_{z0}^a - k_y^i H_{z0}^a \right] \cos(k_y^i y + \varphi_y) \exp(-k_x^a x) \\
 E_y^a &= \frac{i\omega\mu_0}{k_a^2 - k_z^2} \left[\frac{k_z k_y^i}{\omega\mu_0} E_{z0}^a - k_x^a H_{z0}^a \right] \sin(k_y^i y + \varphi_y) \exp(-k_x^a x) \\
 H_x^a &= -\frac{i\omega\varepsilon_a}{k_a^2 - k_z^2} \left[\frac{k_z k_x^a}{\omega\varepsilon_a} H_{z0}^a - k_y^i E_{z0}^a \right] \sin(k_y^i y + \varphi_y) \exp(-k_x^a x) \\
 H_y^a &= -\frac{i\omega\varepsilon_a}{k_a^2 - k_z^2} \left[\frac{k_z k_y^i}{\omega\varepsilon_a} H_{z0}^a - k_x^a E_{z0}^a \right] \cos(k_y^i y + \varphi_y) \exp(-k_x^a x)
 \end{aligned} \right\} \exp(-ik_z z) \quad (4.8)$$

oraz w obszarze (b):

$$\left. \begin{aligned}
 E_x^b &= \frac{i\omega\mu_0}{k_b^2 - k_z^2} \left[\frac{k_z k_x^i}{\omega\mu_0} E_{z0}^b + k_y^b H_{z0}^b \right] \sin(k_x^i x + \varphi_x) \exp(-k_y^b y) \\
 E_y^b &= \frac{i\omega\mu_0}{k_b^2 - k_z^2} \left[\frac{k_z k_y^b}{\omega\mu_0} E_{z0}^b + k_x^i H_{z0}^b \right] \cos(k_x^i x + \varphi_x) \exp(-k_y^b y) \\
 H_x^b &= -\frac{i\omega\varepsilon_b}{k_b^2 - k_z^2} \left[\frac{k_z k_x^i}{\omega\varepsilon_b} H_{z0}^b + k_y^b E_{z0}^b \right] \cos(k_x^i x + \varphi_x) \exp(-k_y^b y) \\
 H_y^b &= -\frac{i\omega\varepsilon_b}{k_b^2 - k_z^2} \left[\frac{k_z k_y^b}{\omega\varepsilon_b} H_{z0}^b + k_x^i E_{z0}^b \right] \sin(k_x^i x + \varphi_x) \exp(-k_y^b y)
 \end{aligned} \right\} \exp(-ik_z z) \quad (4.9)$$

W celu obliczenia stałej propagacji fali w falowodzie należy dokonać zszycia funkcji na granicy dielektryków. Dla $x = \pm a$, uzależniając z -towe składowe pola w dielektryku od z -towych składowych pola wewnątrz falowodu na ściankach dielektryka, na przykład dla pola elektrycznego (równanie (4.2)), otrzymujemy

$$\begin{aligned}
 E_z^a &= E_{z0}^i \cos(k_x^i a + \varphi_x) \cos(k_y^i y + \varphi_y) \exp[-k_x^a (1 \times 1 - a)] \exp(-ik_z z) \\
 &= E_{z0}^i \cos(k_x^i a + \varphi_x) \exp(k_x^a a) \cos(k_y^i y + \varphi_y) \exp(-k_x^a x) \exp(-ik_z z) \\
 &= E_{z0}^a \cos(k_y^i y + \varphi_y) \exp(-k_x^a x) \exp(-ik_z z)
 \end{aligned} \quad (4.10)$$

i analogicznie dla składowej z -tovej pola magnetycznego

$$H_z^a = H_{z0}^a \sin(k_y^i y + \varphi_y) \exp(-k_x^a x) \exp(-ik_z z), \quad (4.11)$$

gdzie wprowadzono oznaczenia dla E_{z0}^a i H_{z0}^a :

$$\left. \begin{aligned}
 E_{z0}^a &= E_{z0}^i \cos(k_x^i a + \varphi_x) \exp(+k_x^a a) \\
 H_{z0}^a &= H_{z0}^i \sin(k_x^i a + \varphi_x) \exp(+k_x^a a)
 \end{aligned} \right\} \quad (4.12)$$

Warunki brzegowe wymagają, aby dla $x = \pm a$ poprzeczne składowe pola magnetycznego spełniały warunki:

$$\left. \begin{aligned} H_x^i(x = a) - H_x^a(x = a) &= 0 \\ H_y^i(x = a) - H_y^a(x = a) &= 0 \end{aligned} \right\} . \quad (4.13)$$

Wstawiając do (4.13) odpowiednie składowe z (4.7) i (4.8) otrzymujemy równanie macierzowe dla składowych E_{z0} i H_{z0} :

$$\left[\begin{array}{cc} -\frac{k_y^i \bar{\epsilon}_a}{\Delta k_a^2} + \frac{k_y^i}{\Delta k_i^2} & ; \quad \frac{k_z}{\omega} \left[\frac{k_x^a}{\Delta k_a^2} \operatorname{tg}(k_x^i a + \varphi_x) + \frac{k_x^i}{\Delta k_i^2} \right] \\ \frac{\bar{\epsilon}_a k_x^a}{\Delta k_a^2} \operatorname{ctg}(k_x^i a + \varphi_x) - \frac{k_x^i}{\Delta k_i^2} & ; \quad \frac{k_z}{\omega} \left[-\frac{k_y^i}{\Delta k_a^2} + \frac{k_y^i}{\Delta k_i^2} \right] \end{array} \right] \begin{bmatrix} E_{z0}^i \\ H_{z0}^i \end{bmatrix} = 0 . \quad (4.14)$$

Podobna analiza dla pola magnetycznego dla ścianek $y = \pm b$ daje równanie macierzowe:

$$\left[\begin{array}{cc} \frac{k_x^i \bar{\epsilon}_b}{\Delta k_b^2} - \frac{k_x^i}{\Delta k_i^2} & ; \quad \frac{k_z}{\omega} \left[\frac{k_y^b}{\Delta k_b^2} \operatorname{tg}(k_y^i b + \varphi_y) + \frac{k_y^i}{\Delta k_i^2} \right] \\ -\frac{\bar{\epsilon}_b k_y^b}{\Delta k_b^2} \operatorname{ctg}(k_y^i b + \varphi_y) + \frac{k_y^i}{\Delta k_i^2} & ; \quad \frac{k_z}{\omega} \left[-\frac{k_x^i}{\Delta k_b^2} + \frac{k_x^i}{\Delta k_i^2} \right] \end{array} \right] \begin{bmatrix} H_{z0}^i \\ E_{z0}^i \end{bmatrix} = 0 , \quad (4.15)$$

gdzie :

$$\bar{\epsilon}_a = \frac{\epsilon_a}{\epsilon_0} ; \quad \bar{\epsilon}_b = \frac{\epsilon_b}{\epsilon_0} ,$$

$$\Delta k_a^2 = k_a^2 - k_z^2 ; \quad \Delta k_b^2 = k_b^2 - k_z^2 ; \quad \Delta k_i^2 = k^2 - k_z^2 .$$

Dla nietrywialnych rozwiązań wyznaczniki równań (4.14) i (4.15) muszą być równe zero, co sprowadza się do dwóch równań kwadratowych ze względu na $\operatorname{tg}(k_x^i a + \varphi_x)$ i $\operatorname{tg}(k_y^i b + \varphi_y)$. Oba równania stają się identyczne, gdy $a \rightarrow b$, $x \rightarrow y$, $\epsilon_a = \epsilon_b$ i dla takich warunków otrzymujemy dwa rozwiązania:

$$\operatorname{tg}(k_x^i a + \varphi_x) = \begin{cases} -\frac{\bar{\epsilon}_a k_x^i}{k_x^a} \\ \frac{k_x^a}{k_x^i} \end{cases} , \quad (4.16)$$

gdzie z (4.5) można uzależnić k_x^a od k_x^i :

$$-k_x^a = k_x^i + k^2 \varepsilon_a - k^2 = k_x^i + k^2 (\bar{\varepsilon}_a - 1) . \quad (4.17)$$

W celu rozwiązania (4.16), musi być spełnione podstawowe założenie:

$$\left| \varepsilon_a \frac{k_x^i}{k_x^a} \right| \ll 1 ; \quad \left| \frac{k_x^a}{k_x^i} \right| \gg 1 \quad (4.18)$$

i wówczas uwzględniając (4.17) i (4.18), równanie (4.16) ma postać:

$$\operatorname{tg}(k_x^i a + \varphi_x) = \begin{cases} \frac{i \bar{\varepsilon}_a}{(\bar{\varepsilon}_a - 1)^{\frac{1}{2}}} \frac{k_x^i}{k} \ll 1 & (4.19a) \\ i \frac{(\bar{\varepsilon}_a - 1)^{\frac{1}{2}} k}{k_x^i} \gg 1 & (4.19b) \end{cases}$$

Równania (4.19) są równaniami przestępnymi i mogą być rozwiązane, gdy

$$k_x^i a + \varphi_x = l\pi/2 + \delta_a , \quad (4.20)$$

gdzie $\delta_a \ll 1$ i l jest liczbą całkowitą.

Otrzymujemy wówczas cztery rozwiązania dla k_x^i

dla (4.19a)

$$k_x^i \approx \frac{m\pi}{a} \left[1 + i \frac{\bar{\varepsilon}_a}{(\bar{\varepsilon}_a - 1)^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{ka} \right] \quad \text{dla } \varphi_x = 0$$

$$k_x^i \approx \left[\frac{\pi}{2a} + \frac{m\pi}{a} \right] \left[1 + i \frac{\bar{\varepsilon}_a}{(\bar{\varepsilon}_a - 1)^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{ka} \right] \quad \text{dla } \varphi_x = \pi/2$$

i dla (4.19b)

$$k_x^i \approx \left[\frac{\pi}{2a} + \frac{m\pi}{a} \right] \left[1 + i \frac{1}{(\bar{\varepsilon}_a - 1)^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{ka} \right] \quad \text{dla } \varphi_x = 0$$

$$k_x^i \approx \frac{m\pi}{a} \left[1 + i \frac{1}{(\bar{\varepsilon}_a - 1)^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{ka} \right] \quad \text{dla } \varphi_x = \pi/2$$

(4.21)

Analogiczny zestaw rozwiązań otrzymuje się dla stałej propagacji k_y^i .

Własna struktura modowa promieniowania wydrążonego falowodu jest strukturą hybrydową posiadającą wszystkie trzy składowe pola elektrycznego i magnetycznego. Wygodnie jest rozdzielić ogólne rozwiązanie na dwie polaryzacje pola elektrycznego dające dwa typy modów: $E^x H_{mn}$ (o polaryzacji x -owej) i $E^y H_{mn}$ (o polaryzacji y -owej). Obliczając z (4.7) składowe pola E^i wewnątrz falowodu dla polaryzacji E_x^i (wtedy $E_y^i = H_x^i = 0$) i dla polaryzacji E_y^i (wtedy $E_x^i = H_y^i = 0$) z uwzględnieniem (4.21), poniżej podano za Laakman i Steierem [4.2] rozkłady struktur modowych dla obu polaryzacji promieniowania.

1. Polaryzacja X - mody $E^x H_{mn}$

oznaczenie symetrii:

$$\begin{aligned} \varphi_x &= 0, & m &- \text{parzyste całkowite,} \\ \varphi_x &= \pi/2, & m &- \text{nieparzyste całkowite,} \\ \varphi_y &= 0, & n &- \text{nieparzyste całkowite,} \\ \varphi_y &= \pi/2, & n &- \text{parzyste całkowite.} \end{aligned}$$

Pole wewnątrz falowodu:

$$\begin{aligned} E_x^i &= \left\{ \sin \left[\frac{m\pi x}{2a} + \varphi_x \right] + \sin \left[\frac{i\bar{\epsilon}_a}{(\bar{\epsilon}_a - 1)^{\frac{1}{2}} k_a} \left[\frac{m\pi x}{2a} \right] \right\} \cos \left[\frac{m\pi x}{2a} + \varphi_x \right] \\ &\times \left\{ \cos \left[\frac{n\pi y}{2b} + \varphi_y \right] - \sin \left[i \frac{1}{(\bar{\epsilon}_b - 1)^{\frac{1}{2}} k_b} \left[\frac{n\pi y}{2b} \right] \right\} \sin \left[\frac{n\pi y}{2b} + \varphi_y \right] \right\} \exp(-ik_z z), \\ E_y^i &= 0, \quad H_x^i = 0, \quad H_y^i = \left[\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right]^{\frac{1}{2}} E_x^i, \\ E_z^i &= -i \left[\frac{m\lambda}{4a} \right] \cos \left[\frac{m\pi x}{2a} + \varphi_x \right] \cos \left[\frac{n\pi y}{2b} + \varphi_y \right] \exp(-ik_z z), \\ H_z^i &= i \left[\frac{\epsilon_0}{\mu} \right]^{\frac{1}{2}} \left[\frac{n\lambda}{4b} \right] \sin \left[\frac{m\pi x}{2a} + \varphi_x \right] \sin \left[\frac{n\pi y}{2b} + \varphi_y \right] \exp(-ik_z z). \end{aligned} \quad (4.22)$$

Zespolona stała propagacji $k_z = \text{Re}(k_z) + i\text{Im}(k_z) = \beta + i\alpha$ jest dana przez:

$$\begin{aligned} \beta_{mn} = \text{Re}(k_z) &= \frac{2\pi}{\lambda} \left[1 - \frac{1}{2} \left[\frac{\lambda m}{4a} \right]^2 \left[1 - \frac{2}{k_a} \text{Im} \frac{\bar{\epsilon}_a}{(\bar{\epsilon}_a - 1)^{\frac{1}{2}}} \right] \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{2} \left[\frac{\lambda n}{4b} \right]^2 \left[1 - \frac{2}{k_b} \text{Im} \frac{1}{(\bar{\epsilon}_b - 1)^{\frac{1}{2}}} \right] \right] \approx \frac{2\pi}{\lambda} \left[1 - \frac{1}{2} \left[\frac{\lambda m}{4a} \right]^2 - \frac{1}{2} \left[\frac{\lambda n}{4b} \right]^2 \right], \\ \alpha_{mn} = \text{Im}(k_z) &= \frac{1}{a} \left[\frac{m\lambda}{4a} \right]^2 \text{Re} \left[\frac{\bar{\epsilon}_a}{(\bar{\epsilon}_a - 1)^{\frac{1}{2}}} \right] + \frac{1}{b} \left[\frac{n\lambda}{4b} \right]^2 \text{Re} \left[\frac{1}{(\bar{\epsilon}_b - 1)^{\frac{1}{2}}} \right]. \end{aligned} \quad (4.23)$$

2. Polaryzacja Y - mody E^yH_{mn}

oznaczenie symetrii:

$$\begin{aligned} \varphi_x &= 0, & m &- \text{nieparzyste całkowite,} \\ \varphi_x &= \pi/2, & m &- \text{parzyste całkowite,} \\ \varphi_y &= 0, & n &- \text{nieparzyste całkowite,} \\ \varphi_y &= \pi/2, & n &- \text{parzyste całkowite.} \end{aligned}$$

Pole wewnątrz falowodu:

$$\begin{aligned} E_y^i &= \left\{ \cos \left[\frac{m\pi x}{2a} + \varphi_x \right] + \sin \left[\frac{i}{(\bar{\epsilon}_a - 1)^{\frac{1}{2}} k a} \left[\frac{m\pi x}{2a} \right] \right] \sin \left[\frac{m\pi x}{2a} + \varphi_x \right] \right\} \\ &\times \left\{ \sin \left[\frac{n\pi y}{2b} + \varphi_y \right] + \sin \left[\frac{i\bar{\epsilon}_b}{(\bar{\epsilon}_b - 1)^{\frac{1}{2}} k b} \left[\frac{n\pi y}{2b} \right] \right] \cos \left[\frac{n\pi y}{2b} + \varphi_y \right] \right\} \exp(-ik_z z), \\ E_x^i &= 0, \quad H_y^i = 0, \quad H_x^i = \left[\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right]^{\frac{1}{2}} E_y^i, \\ E_z^i &= -i \left[\frac{n\lambda}{4b} \right] \cos \left[\frac{m\pi x}{2a} + \varphi_x \right] \cos \left[\frac{n\pi y}{2b} + \varphi_y \right] \exp(-ik_z z), \\ H_z^i &= i \left[\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right]^{\frac{1}{2}} \left[\frac{m\lambda}{4a} \right] \sin \left[\frac{m\pi x}{2a} + \varphi_x \right] \sin \left[\frac{n\pi y}{2b} + \varphi_y \right] \exp(-ik_z z), \end{aligned} \quad (4.24)$$

i zespolona stała propagacji k_z :

$$\begin{aligned} \beta_{mn} &= \text{Re}(k_z) = \frac{2\pi}{\lambda} \left[1 - \frac{1}{2} \left[\frac{\lambda m}{4a} \right]^2 \left[1 - \frac{2}{k a} \text{Im} \frac{\bar{\epsilon}_a}{(\bar{\epsilon}_a - 1)^{\frac{1}{2}}} \right] \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{2} \left[\frac{\lambda n}{4b} \right]^2 \left[1 - \frac{2}{k b} \text{Im} \frac{1}{(\bar{\epsilon}_b - 1)^{\frac{1}{2}}} \right] \right] \approx \frac{2\pi}{\lambda} \left[1 - \frac{1}{2} \left[\frac{\lambda m}{4a} \right]^2 - \frac{1}{2} \left[\frac{\lambda n}{4b} \right]^2 \right], \\ \alpha_{mn} &= \text{Im}(k_z) = \frac{1}{a} \left[\frac{m\lambda}{4a} \right]^2 \text{Re} \left[\frac{1}{(\bar{\epsilon}_a - 1)^{\frac{1}{2}}} \right] + \frac{1}{b} \left[\frac{n\lambda}{4b} \right]^2 \text{Re} \left[\frac{\bar{\epsilon}_b}{(\bar{\epsilon}_b - 1)^{\frac{1}{2}}} \right]. \end{aligned} \quad (4.25)$$

Analiza konfiguracji pola dla obu polaryzacji E^xH_{mn} i E^yH_{mn} pokazuje, że składowe pola elektrycznego i magnetycznego są bliskie zeru na granicy dielektryków. O wielkości pola na brzegach falowodu decydują własności propagacyjne materiałów, z jakich wykonane są ścianki falowodu, czyli wartość współczynnika załamania dla propagowanej częstotliwości, który w ogólnym przypadku jest wielkością zespoloną. Jeśli założyć, że ścianki falowodu są wykonane z idealnego przewodnika, składowe poprzeczne pola E w (4.22) i (4.24) przybierają wygodną przybliżoną postać modu EH_{mn} :

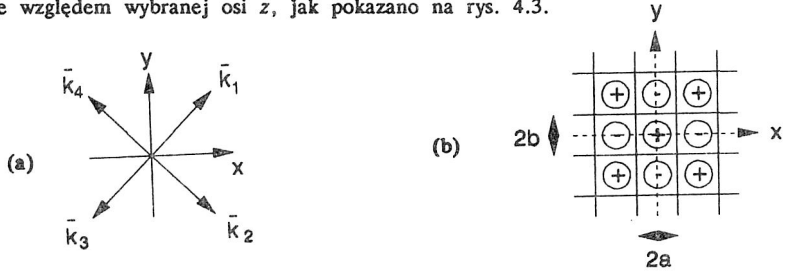
$$E_x^i = \left[\frac{\mu}{\epsilon_0} \right]^{\frac{1}{2}} H_y^i = \left\{ \begin{array}{l} \cos \\ \sin \end{array} \left(\frac{m\pi x}{2a} \right) \right\} \times \left\{ \begin{array}{l} \cos \\ \sin \end{array} \left(\frac{n\pi y}{2b} \right) \right\}, \quad m, n = \begin{cases} \text{nieparzyste} \\ \text{parzyste} \end{cases} \quad (4.26)$$

a stała propagacji przybiera wartość rzeczywistą, czyli

$$k_z = \frac{2\pi}{\lambda} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{m\lambda}{2a} \right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{n\lambda}{2b} \right)^2 \right]. \quad (4.27)$$

4.2. CZTEROFALOWY OBRAZ PROPAGACJI W FALOWODZIE PROSTOKĄTNYM

W rozdziale tym zostanie przedstawiona przejrzysta interpretacja fizyczna propagacji własnej struktury modowej falowodu. W tym celu obliczymy rozkład pola elektrycznego czterech monochromatycznych fal płaskich, propagowanych w wolnej przestrzeni symetrycznie względem wybranej osi z, jak pokazano na rys. 4.3.



Rys. 4.3. Obraz wektorów falowych czterech fal płaskich składających się na strukturę modu EH_{11} (a), z zaznaczonymi płaszczyznami węzłowymi (b)

Fig. 4.3. Four propagating vectors forming the structure of EH_{11} mode (a), with indicated nodal planes (b)

Wektory falowe poszczególnych fal mają postać:

$$\left. \begin{aligned} \vec{k}_1 &= [k_x, k_y, k_z] = [k \sin \theta_{xz}, k \sin \theta_{yz}, k_z] \\ \vec{k}_2 &= [-k_x, k_y, k_z] = [-k \sin \theta_{xz}, k \sin \theta_{yz}, k_z] \\ \vec{k}_3 &= [k_x, -k_y, k_z] = [k \sin \theta_{xz}, -k \sin \theta_{yz}, k_z] \\ \vec{k}_4 &= [-k_x, -k_y, k_z] = [-k \sin \theta_{xz}, -k \sin \theta_{yz}, k_z] \end{aligned} \right\}, \quad (4.28)$$

gdzie $k = 2\pi/\lambda$, a wszystkie cztery fale mają wspólną składową z-tową

$$k_z = k^2 - k_x^2 - k_y^2 \approx k \left[1 - \left(\frac{k_x}{k} \right)^2 - \left(\frac{k_y}{k} \right)^2 \right]. \quad (4.29)$$

Jeśli wszystkie cztery fale są spolaryzowane jednakowo, na przykład liniowo i równoległe do osi x , ich superpozycja

$$\vec{E}(x, y, z) = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i, \quad \text{gdzie: } \vec{E}_i = \vec{E}_0 \exp(-i\vec{k}_i \vec{r}), \quad (4.30)$$

po elementarnych przekształceniach przybiera postać:

$$\vec{E}(x, y, z) = 4\vec{E}_0 \cos(k \sin \theta_{xz} x) \cos(k \sin \theta_{yz} y) \exp(-ikz). \quad (4.31)$$

Gdy

$$\sin \theta_{xz} = \frac{k_x}{k} = \frac{m\lambda}{4a}; \quad \sin \theta_{yz} = \frac{k_y}{k} = \frac{n\lambda}{4b}, \quad (4.32)$$

równanie (4.31) pokrywa się z jedną z wersji równania (4.26). Wszystkie kombinacje równania (4.26) można otrzymać z superpozycji czterech fal płaskich jeśli założyć, że interferujące fale są odpowiednio przesunięte o $\pi/2$. Fale te rozchodzą się pod określonymi kątami $\pm\theta_{xz}$ i $\pm\theta_{yz}$. Struktura modowa określona jest przez parę liczb całkowitych (m, n) , a modem o najniższym rozkładzie poprzecznym jest mod EH_{11} . Dla $m > 1$, lub $n > 1$ w falowodzie propagowany jest mod poprzeczny wyższego rzędu.

Jednorodność materiału ścianek, precyzja ich wymiarów poprzecznych, a także jakość optyczna powierzchni są dodatkowymi niekontrolowanymi czynnikami wpływającymi na własności propagacyjne każdej z czterech fal składających się na strukturę modu. Kąt $\theta = \theta_{xz} = \theta_{yz}$ pod jakim fale płaskie propagowane są wzdłuż osi (z) dla typowego kwadratowego przekroju falowodu ($2a = 2,25$ mm), długości fali $\lambda = 10,6$ μm i modu podstawowego EH_{11} , wynosi $\theta \approx \lambda/4a = 2,3$ mrad ($0,13^\circ$).

Istotną cechą różniącą falowody optyczne od mikrofalowych jest to, że długość fali propagowanej w falowodzie optycznym jest dużo mniejsza od poprzecznych rozmiarów falowodu $\lambda \ll a, b$.

Interferencyjny model propagacji fal w falowodach optycznych jest szczególnie prosty i przekonujący i będzie w następnych rozdziałach wykorzystywany przy omawianiu struktur oraz synchronizacji promieniowania wielokanałowych laserów falowodowych, a także przy omawianiu laserów szczelinowych i selekcji ich modów.

4.3. MATERIAŁY FALOWODÓW OPTYCZNYCH

Ścianki falowodów optycznych dla transmisji promieniowania podczerwonego (lasery CO_2 , CO) są wykonane z prostokątnych "sandwiczów" typu metal-ceramika lub ceramika-ceramika. Dwa podstawowe wymagania determinują stosowanie materiałów na ścianki falowodu: niewielkie straty optyczne spowodowane tłumieniem fali w falowodzie oraz duża przewodność cieplna zapewniająca sprawne chłodzenie plazmy. Każdy z

materiałów w rozważanym zakresie spektralnym charakteryzowany jest zespolonym współczynnikiem załamania:

$$\bar{n} = n - ik . \quad (4.33)$$

Względna stała elektryczna $\bar{\epsilon}$ ośrodka jest wielkością zespoloną i z (4.33)

$$\bar{\epsilon} = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} = \epsilon' - i\epsilon'' = \bar{n}^2 ,$$

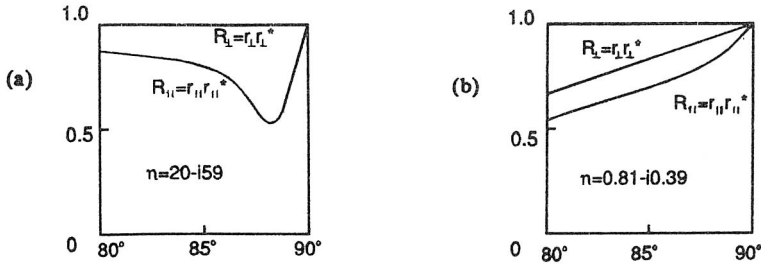
$$\text{skąd} \quad \epsilon' = n^2 - k^2 \quad \text{i} \quad \epsilon'' = 2kn . \quad (4.34)$$

Znajomość zespolonego współczynnika załamania materiału ścianek falowodu pozwala oszacować, zgodnie z (4.23) i (4.25), straty propagacyjne fali w falowodzie. Problemem staje się dokładność pomiaru \bar{n} i dane literaturowe powinny być traktowane z dużą rezerwą. Tłumienie fali w falowodzie zależy od materiałów jego ścianek, jego wymiarów poprzecznych, polaryzacji fali i typu propagowanego modu. Metale charakteryzują się dużymi wartościami n i k ; na przykład dla aluminium dla $\lambda=10,6 \mu\text{m}$ zespolony współczynnik załamania $\bar{n} = 20 - i59$ [4.6]. Współczynnik załamania ceramiki jest dużo mniejszy i na przykład dla popularnej ceramiki alundowej $\bar{n} = 0,81 - i0,39$ [4.7]. Współczynniki amplitudowe odbicia płaskiej fali świetlnej od powierzchni materiałów o zespolonym współczynniku załamania, dla polaryzacji prostopadłej i równoległej oblicza się ze wzorów Fresnela:

$$\bar{r}_{\perp} = r_{\perp} \exp(i\varphi_{\perp}) = \frac{\exp\theta_i + i(\sin^2\theta_i - \bar{n}^2)^{\frac{1}{2}}}{\cos\theta_i - i(\sin^2\theta_i - \bar{n}^2)^{\frac{1}{2}}} , \quad (4.35)$$

$$\bar{r}_{\parallel} = r_{\parallel} \exp(i\varphi_{\parallel}) = - \frac{\bar{n}^2 \cos\theta_i + i(\sin^2\theta_i - \bar{n}^2)^{\frac{1}{2}}}{\bar{n}^2 \cos\theta_i - i(\sin^2\theta_i - \bar{n}^2)^{\frac{1}{2}}} .$$

Przy kątach padania θ_i bliskich $\pi/2$ (kąt blasku), współczynniki odbicia są bliskie jedności, a przesunięcie fazy fali padającej jest bliskie π , co oznacza, że materiały zachowują się jak idealne metale. Na rys.4.4 pokazano wykresy natężeniowych współczynników odbicia $R_{\parallel} = r_{\parallel} r_{\parallel}^*$ i $R_{\perp} = r_{\perp} r_{\perp}^*$ w funkcji kąta padania dla ceramiki alundowej i aluminium. Niezerowe minimum współczynnika odbicia dla polaryzacji równoległej jest odpowiednikiem padania fali pod kątem Brewstera dla dielektryków bezstratnych i występuje dla tak zwanego podstawowego kąta padania (principle angle of incidence). Podstawowy kąt padania dla aluminium jest bliski $\pi/2$ i wynosi około 89° .



Rys. 4.4. Natężeniowe współczynniki odbicia w funkcji kąta padania dla:

a) aluminium, b) ceramiki alundowej

Fig. 4.4. Power reflection coefficients as a function of the incident angle for:

a) aluminium, b) alumina

Dla porównania własności propagacyjnych falowodów wykonanych z różnych materiałów w tabeli 4.1 zestawiono wartości tłumienia fali EH_{11} , o polaryzacji liniowej w falowodzie o wymiarach $2,25 \times 2,25$ mm dla $\lambda = 10,6$ μm . W celu porównania własności termicznych tych materiałów podano ich cieplne przewodności [4.8].

Tabela 4.1. Tłumienie fali EH_{11} i przewodność cieplna typowych materiałów falowodowych.

Table 4.1. Attenuation of EH_{11} mode and thermal conductivities of typical waveguide materials

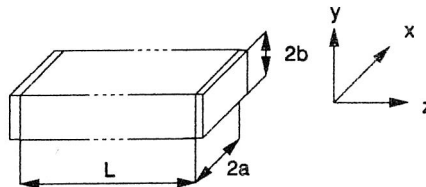
Materiał	Tłumienie fali EH_{11} [dB/m]	Przewodność cieplna [W/mK]
ceramika alundowa (Al_2O_3)	0,25	30
ceramika berylowa (BeO)	0,004	210
azotowana c-ka alundowa (AlN)	0,02	160
kwarc	0,14	29
aluminium	0,1	228
miedź	0,08	380

4.4. REZONATOR LASERA FALOWODOWEGO

W porównaniu z gaussowskimi rezonatorami otwartymi, rezonatory falowodowe cechują się odmienną strukturą modową promieniowania. Najprostszym obrazem rezonatora falowodowego jest falowód zamknięty dwoma zwierciadłami płaskimi (rys.4.5).

Rys. 4.5. Rezonator falowodowy z płaskimi zwierciadłami

Fig. 4.5. Waveguide resonator with plane mirrors



O ile w falowodzie otwartym długość fali propagowanej może być przestrzajana w sposób

ciągły, to zamknięcie falowodu z obu stron płaskimi zwierciadłami powoduje, że dozwolone długości fali stojącej stają się dyskretne. Zakładając uproszczenie, że ścianki falowodu są idealnie odbijające i wewnątrz falowodu jednorodne, częstotliwości własne ν_{mnq} rezonatora falowodowego wyrażają się elementarną zależnością warunkującą tworzenie się fali stojącej we wnęce prostopadłościowej o wymiarach $(2a, 2b, L)$:

$$\left[\frac{2\pi \nu_{mnq}}{c} \right]^2 = \left[\frac{m\pi}{2a} \right]^2 + \left[\frac{n\pi}{2b} \right]^2 + \left[\frac{q\pi}{L} \right]^2 \quad (4.36)$$

albo po przekształceniach:

$$\nu_{mnq} \approx \frac{qc}{2L} + \frac{1}{32} c \lambda \left[\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} \right]. \quad (4.37)$$

Przeobrażania częstotliwości rezonatora falowodowego można zatem dokonywać nie tylko przez zmianę jego długości L , tak jak w otwartych rezonatorach gaussowskich, ale również przez zmianę jego rozmiarów poprzecznych a, b . Chociaż jest to metoda niepraktyczna, to z (4.37) wynika, że zmiany rozmiarów poprzecznych falowodu (na przykład efekt termiczny) wywołują przestrojenie częstotliwości własnej rezonatora. Zmiana częstotliwości rezonansowej ν_{mnq} na skutek zmiany jednego z wymiarów poprzecznych falowodu, obliczona z (4.37), wynosi

$$\frac{\partial \nu_{mnq}}{\partial a} = - \frac{1}{16} c \lambda \frac{m^2}{a^3} \quad (4.38)$$

i dla typowego przekroju kwadratowego $2a = 2b = 2,25$ mm dla fali $\lambda = 10,6$ μm daje wartość $\partial \nu_{mnq} / \partial a \approx 140$ kHz/ μm .

W przypadku szczelnie zamkniętego rezonatora falowodowego, rozkład pola modów rezonatora pokrywa się z modowym rozkładem EH_{mn} falowodu otwartego, opisanego wyrażeniem (4.26). Można go sobie wyobrazić jako falę stojącą, utworzoną z dwóch czterofalowych struktur biegnących w przeciwnych kierunkach, jak opisano w rozdziale 4.2. Ścianki falowodu stanowią płaszczyzny węzłowe tej ośmiofalowej superpozycji interferencyjnej.

4.5. STRATY REZONATORA FALOWODOWEGO

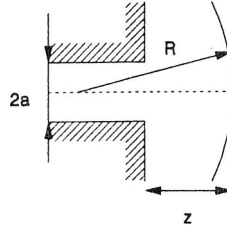
W rezonatorze falowodowym można wyodrębnić dwa zasadnicze źródła strat, nie występujące w otwartym rezonatorze gaussowskim. W wyniku odbić elementarnych fal płaskich od ścianek rezonatora, stała propagacji k_z opisana w zależności od polaryzacji wyrażeniami (4.23) i (4.25) jest wielkością zespoloną, a jej część urojona dana wyrażeniami (4.23) i (4.25)

$$\alpha_{mn} = \text{Im } k_z \quad (4.39)$$

jest miarą strat amplitudowych rezonatora. Drugim istotnym źródłem są straty dyfrakcyjne między wyjściową aperturą falowodu a zwierciadłem (rys.4.6).

Rys. 4.6. Apertura wyjściowa falowodu ze zwierciadłem sferycznym

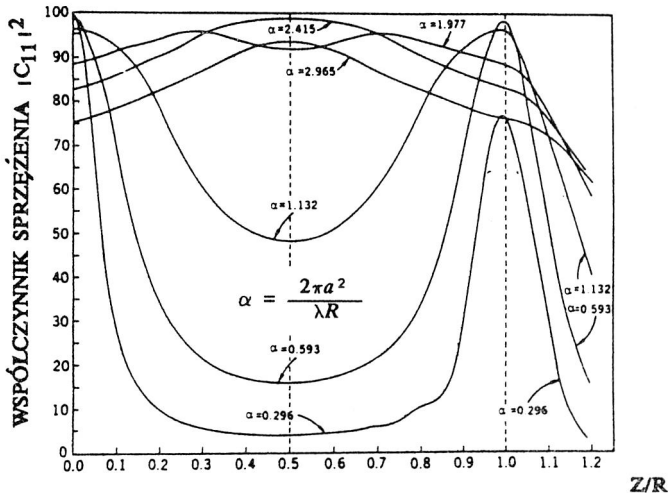
Fig. 4.6. Waveguide output aperture with spherical mirror



Efektywność sprzężenia wyodrębnionego modu EH_{mn} ze zwierciadłem jest zdefiniowana jako ułamek mocy prowadzonej falowodem, który po odbiciu od zwierciadła jest odtworzony w ten sam mod. Jeśli przez C_{mn} oznaczyć amplitudowe współczynniki sprzężenia modu EH_{mn} , to sprzężeniowe straty Γ_{mn} tego modu wynoszą:

$$\Gamma_{mn} = 1 - |C_{mn}|^2 = 1 - \left| \int_S E E' ds \right|^2. \quad (4.40)$$

Problem efektywności sprzężenia dyfrakcyjnego między falowodem a zwierciadłem sferycznym o promieniu R (rys. 4.6) był rozwiązywany w różny sposób przez kilku autorów [4.2,4.9–12]. Na rysunku 4.7 przedstawiono wyniki obliczeń sprzężenia modu EH_{11} według Degnana i Halla [4.11].



Rys. 4.7. Współczynnik sprzężenia modu EH_{11} dla falowodu kołowego [4.11]

Fig. 4.7. Coupling efficiencies of the EH_{11} mode for a circular waveguide [4.11]

Analiza efektywności sprzężenia podstawowego modu EH_{11} falowodu pokazuje, że występują trzy konfiguracje charakteryzujące się minimalnymi stratami [4.11].

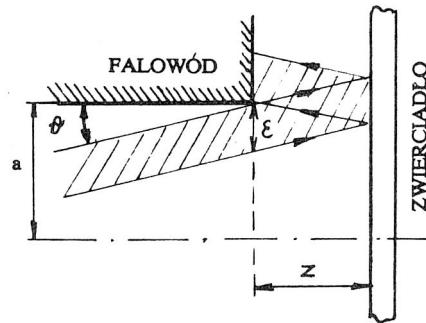
1. Konfiguracja I (Case I), $\beta \approx 0$, duży promień krzywizny zwierciadła ($R = \infty$), zwierciadło bardzo blisko falowodu.
2. Konfiguracja II (Case II), $\beta = 1$, duży promień krzywizny zwierciadła, którego centrum krzywizny leży w płaszczyźnie wejściowej falowodu.
3. Konfiguracja III (Case III), $\beta = 1/2$, zwierciadło o umiarkowanym promieniu $R = 2b$ w odległości $R/2$ od wyjścia falowodu ($z = b$, $\alpha = 2,4$).

Mod podstawowy EH_{11} może być z dużą dokładnością (ok. 2%) aproksymowany modelem gaussowskim TEM_{00} , o promieniu talii $w_0 \approx 0,64a$ dla falowodu cylindrycznego [4.9] i o promieniu $w_0 \approx 0,70a$ dla falowodu kwadratowego [4.12].

Dla prostego praktycznego obliczania strat między falowodem o przekroju kwadratowym a płaskim zwierciadłem, rozważmy przypadek superpozycji czterech fal płaskich składających się na mod EH_{mn} propagowanych pod kątem $\theta = m\lambda/4a$ względem osi falowodu (rys.4.8).

Rys. 4.8. Ilustracja prostego geometrycznego szacowania strat sprzężeniowych falowodu z płaskim zwierciadłem.

Fig. 4.8. The sketch of geometrical estimation of coupling losses in the waveguide with plane mirrors



Z rysunku tego wynika (przybliżenie geometryczne), że część zakreskowana fali bezpowrotnie zostaje przesłonięta brzegami falowodu. Jeśli fala wychodzi z całego otworu $2a \times 2a$, to jej część $\epsilon = 4\theta z_0$ nie wraca do falowodu i stąd przybliżona wartość strat Γ_{11} dana jest wyrażeniem

$$\Gamma_{11} \approx \frac{\epsilon}{2a} = \frac{m\lambda}{2a^2} z_0 \quad (4.41a)$$

lub uogólniając dla modu EH_{mn} :

$$\Gamma_{mn} \approx \frac{mn\lambda}{2ab} z_0 \quad (4.41b)$$

Dla typowego przypadku modu EH_{11} ($\lambda = 10,6 \mu\text{m}$, $a = 1,125 \text{ mm}$, $z_0 = 2 \text{ mm}$) straty sprzężeniowe wynoszą $\Gamma_{11} \approx 0,8 \%$ dla jednego zwierciadła.

4.6. WZBUDZANIE PLAZMY CZĘSTOTLIWOŚCIĄ RADIOWĄ

Molekularne lasery falowodowe, a szczególnie lasery wielokanałowe i falowodowo-szczelinowe (rozd. 5), stanowią obecnie nową generację laserów gazowych. Ze względu

na geometrię tych laserów i jednorodność ich plazmy, dotychczas stosowane stałoprądowe zasilanie jest powszechnie zastępowane zasilaniem wielką częstotliwością. Wzbudzenie plazmy w tego typu laserach częstotliwością radiową (a ostatnio mikrofalami) staje się jedyną wygodną opcją ze względu na wiele zalet. Podstawową korzyścią jest to, że jednorodne wyładowanie w.cz. może być wytworzone między dużą powierzchnią równoległych elektrod z poprzecznym polem elektrycznym, a warunki wzbudzenia mogą być stosunkowo łatwo kontrolowane, co ułatwia efektywną optymalizację inwersji obsadzeń ośrodka aktywnego. Wyładowanie w.cz. wymaga napięcia kilkuset woltów w porównaniu do kilku kilowoltów w laserach wzbudzanych napięciem stałym z koniecznością użycia rezystorów balastowych, kompensujących ujemną dynamiczną rezystancję wyładowania, w których traci się zwykle ok. 30 % mocy dostarczanej. Wyładowanie w.cz. w pasmie od kilku MHz do zakresu mikrofalowego jest wyładowaniem stabilnym o dodatnim nachyleniu charakterystyki napięciowo-prądowej, zatem nie wymaga żadnych rezystorów balastowych. Plazma jednorodnie wypełnia przestrzeń między elektrodami, dając równomierny rozkład wzmocnienia ośrodka w przekroju poprzecznym. Charakter wyładowania w.cz. można nazwać "bezelektrodowym" w tym sensie, że plazma nie musi być w kontakcie z metalowymi elektrodami, jak w wyładowaniu stałoprądowym. Możliwość kontrolowania mocy dostarczanej do plazmy ułatwia kontrolę i modulację mocy wyjściowej laserów. Powyższe zalety wzbudzenia wielką częstotliwością laserów falowodowych, wielofalowodowych i falowodowo-szczelinowych czynią te konstrukcje wyjątkowo atrakcyjnymi ze względu na wymagania komercyjne, takie jak małe rozmiary, wysoka sprawność i długi "czas życia".

Wyładowanie stałoprądowe charakteryzuje się ustaloną polaryzacją natężenia pola elektrycznego. Dla małych częstotliwości wzbudzenia wyładowanie nie różni się zasadniczo od stałoprądowego. Gdy częstotliwość wzbudzenia zwiększa się (większa od kilku MHz), podstawowe zjawiska fizyczne wyładowania są wprawdzie jakościowo identyczne, jednak elektryczne własności plazmy zmieniają się zasadniczo na skutek odmiennego obrazu oddziaływania elektronów z polem elektrycznym w.cz. Swobodne elektrony pobierają energię z pola w.cz. i przekazują ją atomom i molekułom w wyniku zderzeń, dokonując pobudzenia ich poziomów elektronowych, oscylacyjnych bądź jonizując je. Swobodne elektrony są wytwarzane w wyniku procesu jonizacji lub emisji wtórnej jonów uderzających o ścianki elektrod. Z punktu widzenia akcji laserowej, interesujące są takie procesy zderzeń, które wzbudzają neutralne molekuly do ich górnych poziomów laserowych. Kiedy kierunek polaryzacji pola zmienia się z małą częstotliwością, większość swobodnych elektronów uderza w ścianki elektrod. Gdy jednak częstotliwość jest dostatecznie wysoka, swobodne elektrony nie zdążają osiągnąć płaszczyzn elektrod w połowie okresu sygnału wzbudzającego. Większość elektronów zaczyna oscylować między elektrodami nie zderzając się ze ściankami elektrod, tworząc swoistą chmurę w przestrzeni między elektrodami. Oczywiście swobodne elektrony mogą

zanikać w obszarze między elektrodami przez dyfuzję do ścianek, rekombinację z dodatnimi jonami albo mogą być przechwytywane przez molekuly (tworząc jony ujemne). Swobodne elektrony są głównymi pośrednikami w transformacji energii pola wielkiej częstotliwości do energii wewnętrznej plazmy. Jony, ze względu na dużą masę, są niemal obiektami nieruchomymi. Elektrony poddane oscylacyjnemu polu zewnętrznemu $E_0 \exp(i\omega t)$ w obecności gazu ulegają zderzeniom z cząsteczkami gazu; drugie prawo Newtona dla tak prostego modelu ma postać [4.14]:

$$m \frac{dv}{dt} + m\nu_m v = -eE_0 \exp(i\omega t), \quad (4.42)$$

gdzie m, e - masa i ładunek elektronu, ν_m - średnia częstotliwość zderzeń elektronów. Rozwiązanie równania (4.42) daje wyrażenie określające prędkość elektronów

$$v = - \frac{eE_0 \exp(i\omega t)}{i\omega m + m\nu_m} \quad (4.43a)$$

i przy założeniu, że częstotliwość wzbudzenia $\omega/(2\pi) \ll \nu_m$, co praktycznie ma miejsce dla plazmy laserowej wzbudzonej w.c.z., prędkość elektronów

$$v = - \frac{eE_0 \exp(i\omega t)}{m\nu_m} \quad (4.43b)$$

Amplituda oscylacji x_0 elektronów

$$x_0 = \int_0^{T/4} v dt = \frac{eE_0}{m\nu_m \omega} \quad (4.44)$$

i jest proporcjonalna do amplitudy natężenia pola E_0 a odwrotnie proporcjonalna do częstotliwości wzbudzenia ω .

Rezystywność plazmy $\rho = E/J$, gdzie gęstość prądu $J = -n_e e v$ (n_e - gęstość elektronów) ma charakter zespolony i wynosi

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{m}{n_e e^2} (i\omega + \nu_m) \quad (4.45)$$

Dla falowodu o przekroju prostokątnym $d \times w$ (d - odległość między elektrodami, w - szerokość), oporność plazmy R i indukcyjności L_p z (4.45) dane są wyrażeniami:

$$R = \frac{m\nu_m d}{L w n_e e^2}; \quad L_p = \frac{m h}{L w n_e e^2} \quad (4.46)$$

Indukcyjność własna plazmy może być pominięta, gdyż $\nu_m \gg \omega/(2\pi)$. Niezbędne dla obliczenia rezystancji plazmy falowodu - częstotliwość zderzeń ν_m i gęstość elektronów n_e , zależą od składu mieszaniny, ciśnienia i warunków wzbudzenia i mogą być

oszacowane według klasycznej procedury Lowke'go i innych [4.15]. Dla lasera falowodowego o parametrach: $2,25 \times 2,25 \times 380$ mm, 100 Tr, $\text{He:N}_2:\text{CO}_2 = 3:1:1$ wielkości te wynoszą: $\nu_m \approx 3,4 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$, $n_e \approx 0,7 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$, a rezystancja lasera obliczona z (4.46) jest równa $R \approx 150 \Omega$ [4.16].

Plazma w.cz. w przekroju poprzecznym falowodu jest idealnie jednorodna. Diagnostyka plazmy, ze względu na małe rozmiary falowodu, jest utrudniona. Jakościowy pomiar emisji spontanicznego promieniowania widzialnego z apertury wyjściowej falowodu wykazuje niejednorodność tego promieniowania w postaci jasnych smug przyelektrodowych (rys.4.9) [4.17–18]. Interpretacja powstawania tych smug w pobliżu elektrod jest następująca: amplituda oscylacji x_0 swobodnych elektronów przy dostatecznie wysokiej częstotliwości wzbudzenia w.cz., opisana wyrażeniem (4.44), staje się mniejsza od odległości międzyelektronowej, d i elektrony zaczynają oscylować tylko wewnątrz obszaru międzyelektrodowego, tworząc oscylującą z częstotliwością wzbudzenia chmurę wewnątrz tego obszaru [4.19–21]. Gęstość elektronów n_e osiąga maksimum wewnątrz obszaru międzyelektrodowego (rys. 4.9c). Jony, będące źródłem emisji widzialnego promieniowania spontanicznego, mniej ruchliwe w plazmie, dominują w obszarze przyelektrodowym ($n_i > n_e$) i ekranują swobodną chmurę elektronów, dając dwa charakterystyczne maksima luminescencji w postaci dwóch wyraźnie jasnych smug (sheath zones). Smugi te zwiężają się, gdy częstotliwość wzbudzenia plazmy rośnie (rys. 4.9b). Zmiana polaryzacji pola w okresie wzbudzenia wywołuje oscylacje grubości smug (rys. 4.9c,d). Ten jakościowo przedstawiony mechanizm jest odpowiedzialny za rozkład temperatury i wzmocnienia ośrodka oraz obserwowane optimum częstotliwości f wzbudzenia kanału falowodowego dla określonej jego grubości d .

Rys. 4.9. Jakościowa ilustracja zjawisk międzyelektrodowych przy wzbudzeniu plazmy w.cz.:

- a) geometria elektrod,
- b) rozkład promieniowania luminescencji,
- c) rozkład gęstości elektronów n_e i jonów n_i między elektrodami,
- d) ilustracja oscylacji smug

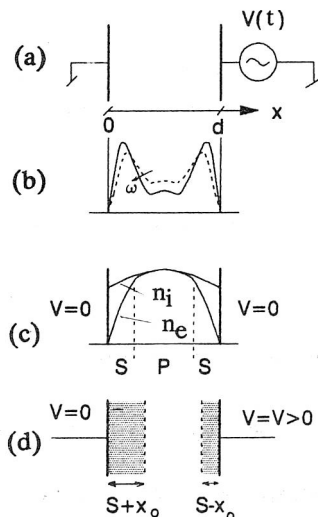
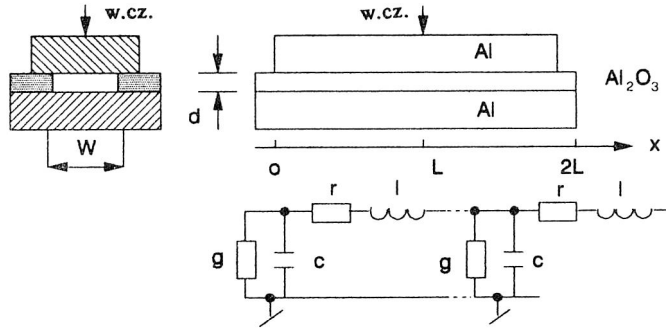


Fig. 4.9. Qualitative model of interelectrode phenomena in RF plasma:

- a) electrode geometry,
- b) luminescence intensity distribution,
- c) charge distribution (n_e - electron density, n_i - ion density),
- d) sheath oscillation

4.7. ROZKŁAD NAPIĘCIA W.CZ. WZDŁUŻ KANAŁU LASERA FALOWODOWEGO

Jednorodność rozkładu napięcia w.cz. wzdłuż lasera falowodowego jest jednym z najistotniejszych wymagań, określających optymalne warunki pobudzenia plazmy lasera. Stałość ilorazu natężenia pola elektrycznego i gęstość ośrodka gazowego E/N wzdłuż falowodu zapewnia stałość takich parametrów, jak wzmocnienie, natężenie nasycenia i temperaturę. Laser falowodowy składający się z dwóch metalowych elektrod przełożonych dielektrycznymi płytkami tworzy dla wzbudzającej częstotliwości radiowej paskową linię transmisyjną o rozłożonych parametrach jednostkowych (rys. 4.10); pojemności $c = \epsilon_s w/d$ (ϵ_s - średnia stała elektryczna kanału), indukcyjności $l = \mu_0 d/w_e$ (w_e - szerokość górnej elektrody), konduktywności $g = w/(\rho d)$ (ρ - rezystywność plazmy opisana wzorem (4.45)) i pomijalnie małej rezystywności szeregowej r . Przy odpowiednio wysokich częstotliwościach (długość fali porównywalna z długością falowodu) rozkład napięcia wzdłuż kanału falowodu staje się niejednorodny na skutek pojawienia się fali stojącej w.cz.



Rys. 4.10. Struktura lasera falowodowego i jego elektryczny schemat zastępczy
Fig. 4.10. Structure of a waveguide laser and its equivalent electrical network

W celu znalezienia rozkładu napięcia wzdłuż lasera falowodowego założymy, że punkt zasilania znajduje się w środku elektrody (rys. 4.10) oraz oba końce falowodu są nieobciążone (impedancja obciążenia linii transmisyjnej $Z_r = \infty$). Niech $x = 0$ będzie jednym końcem linii, $x = L$ jej środkiem, a $x = 2L$ drugim końcem. Wprowadzając definicje impedancji charakterystycznej linii transmisyjnej:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{z}{y}} = \left[\frac{r + i\omega l}{g + i\omega c} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.47)$$

i stałej propagacji linii transmisyjnej

$$\gamma = \sqrt{zy} = \alpha + i\beta = \left[(r + i\omega l)(g + i\omega c) \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (4.48)$$

rozkład napięcia $V(x)$ wzdłuż obciążonej impedancją Z_r linii transmisyjnej [4.22] wynosi:

$$V(x) = V_r \left[\cos \beta x \left[\operatorname{ch} \alpha x + \frac{Z_0}{Z_r} \operatorname{sh} \alpha x \right] + \sin \beta x \left[\operatorname{sh} \alpha x + \frac{Z_0}{Z_r} \operatorname{ch} \alpha x \right] \right] \quad (4.49a)$$

a dla linii nieobciążonej, tak jak dla lasera falowodowego ($Z_r = \infty$), przybiera postać

$$V(x) = V_r (\cos \beta x \operatorname{ch} \alpha x + \sin \beta x \operatorname{sh} \alpha x) , \quad (4.49b)$$

gdzie V_r jest napięciem końca linii. Moduł napięcia $|V(x)|$ wzdłuż linii transmisyjnej wynosi:

$$|V(x)| = V_r \left[\cos^2 \beta x \operatorname{ch}^2 \alpha x + \sin^2 \beta x \operatorname{sh}^2 \alpha x \right]^{\frac{1}{2}} . \quad (4.49c)$$

Rozkład napięcia wzdłuż linii odniesiony do napięcia w punkcie ($x = L$) wynosi:

$$\left| \frac{V(x)}{V(x=L)} \right| = \left[\frac{\cos^2 \beta x \operatorname{ch}^2 \alpha x + \sin^2 \beta x \operatorname{sh}^2 \alpha x}{\cos^2 \beta L \operatorname{ch}^2 \alpha L + \sin^2 \beta L \operatorname{sh}^2 \alpha L} \right]^{\frac{1}{2}} . \quad (4.50)$$

W celu minimalizacji niejednorodności napięcia wzdłuż falowodu, należy minimalizować stałą tłumienia α i stałą fazową β . Skuteczną metodę minimalizacji α i β można uzyskać przez modelowanie kanału wyładowczego lasera falowodowego, polegające na tym, że dla określonej częstotliwości wzbudzenia ω , pojemność jednostkowa c kanału jest kompensowana przez dodatkowy szereg dyskretnych, równoległe połączonych indukcyjności. Wówczas część urojona admitancji znika i stała propagacji przybiera prostą postać:

$$\gamma = \alpha + i\beta \approx \sqrt{i\omega Lg} = \frac{\sqrt{2}}{2} (\omega Lg)^{\frac{1}{2}} (1 + i) \quad (4.51)$$

$$i \quad \alpha = \beta = \left[\frac{\omega Lg}{2} \right]^{\frac{1}{2}} .$$

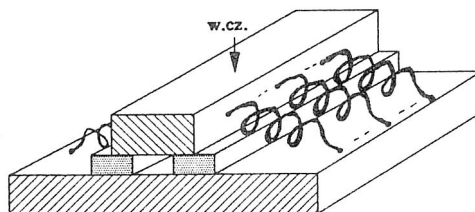
Ideę kompensacji pojemności falowodu przez szereg cewek włączonych równoległe do kanału falowodu pokazano na rys. 4.11. Ponieważ praktycznie wartość indukcyjności cewek ustala się tak, by tworzyły one równoległy rezonans z pojemnością falowodu na częstotliwości wzbudzenia ω , technika ta jest nazywana "techniką rozłożonego równoległego rezonansu" (distributed parallel resonance [4.23]).

Na ogół nie ma się wpływu na przewodność plazmy lasera falowodowego. Oporność plazmy zasilanego centralnie lasera o typowych wymiarach $2,25 \times 2,25 \times 380$ mm i dla optymalnych warunków: ciśnienia $p = 100$ Tr, częstotliwości wzbudzenia $f = 125$ MHz i mocy $P_{w.cz.} \approx 250$ W wprowadzanej w falowód, wynosi 150 Ω (rozd.4.11). Szacowanie parametrów jednostkowych linii transmisyjnej, utworzonej przez

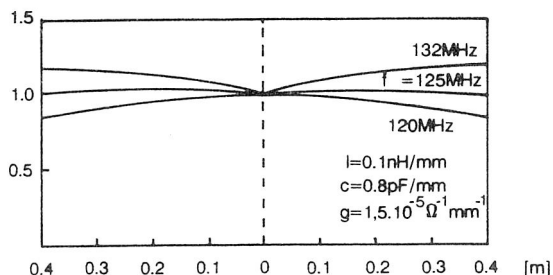
taki laser falowodowy o szerokości górnej elektrody 25 mm (przełożonej płytami ceramiki alundowej o stałej elektrycznej $\epsilon \approx 9$) daje wartości: $c \approx 0,8$ pF/mm, $l \approx 0,1$ nH/mm i $g \approx 1,5 \times 10^{-5} \Omega^{-1} \text{mm}^{-1}$.

Rys. 4.11 Ilustracja techniki rozłożonego równoległego rezonansu

Fig. 4.11 The illustration of parallel distributed resonance



W warunkach rozłożonego równoległego rezonansu linii transmisyjnej zespolona stała propagacji γ obliczona z (4.50) ma wartość $\gamma = \alpha + i\beta \approx 7,6 \cdot 10^{-4}(1+i) \text{ mm}^{-1}$. Przykład obliczonego rozkładu napięcia $|V(x)| / |V(x=L)|$ względem napięcia punktu zasilania ($x=L$) wzdłuż kanału lasera falowodowego o założonych wyżej parametrach, wzbudzanego częstotliwością rezonansową $f_0 = 125$ MHz ilustruje rys. 4.12. Na rysunku tym dodatkowo pokazano rozkłady napięcia dla częstotliwości wzbudzenia, różniących się od częstotliwości rezonansowej ($f_0 \pm 5$ MHz), co ilustruje zmianę rozkładu napięcia w wyniku wzbudzenia nieoptymalną częstotliwością.



Rys. 4.12 Względny rozkład napięcia w.cz. wzdłuż kanału falowodu dla przypadku rozłożonego równoległego rezonansu

Fig. 4.12 The longitudinal variation in RF transverse voltage for the case of distributed parallel resonance

Praktyczny warunek dla utrzymania 10% niejednorodności napięcia w przypadku rozłożonego równoległego rezonansu falowodu, wiążący jego długość $2L$, częstotliwość wzbudzenia f , parametry jednostkowe linii l i g , obliczony z (4.50), przybiera postać

$$L < \frac{0,85}{\sqrt{f l g}} \quad (4.52)$$

Utrzymywanie jednorodnego napięcia z dokładnością do 3% wzdłuż falowodu o długości $2L < 0,5$ m zasilanego centralnie, przy stosowaniu techniki rozłożonego równoległego rezonansu w zasadzie nie sprawia kłopotów, gdy technikę tę stosuje się do wąskiego

falowodowego kanału plazmowego. Znacznie więcej problemów stwarza utrzymanie jednorodności rozkładu napięcia w szerokich kanałach laserów falowodowo-szczelinowych (rozdz. 4.11), gdy oporność plazmy jest rzędu kilku-kilkunastu omów. Konduktancja jednostkowa g falowodu jest tak duża, że warunek (4.52) jest trudny do spełnienia. Aby poprawić jednorodność napięcia w takim przypadku, można stosować dodatkowe indukcyjne obciążenia falowodu. Wymaga to numerycznej analizy wyrażenia (4.49a), a w praktyce specjalnej diagnostyki światłowodowej umożliwiającej obserwacje rozkładu luminescencji plazmy (będącej miarą niejednorodności napięcia) wzdłuż kanału falowodowo - szczelinowego. Aby spełnić warunek efektywnego dostarczania energii w.c.z., do rezystancji plazmy lasera falowodowego stosuje się klasyczne obwody dopasowujące LC. Na ogół są to proste układy typu L, Γ lub T i Π .

4.8. ROZKŁAD TEMPERATURY GAZU W LASERZE FALOWODOWYM

Zakładając równomierne dostarczanie energii do kanału lasera falowodowego i że cała energia pola wielkiej częstotliwości zostaje przetransformowana w energię cieplną, dominującym mechanizmem chłodzenia plazmy jest dyfuzja energii cieplnej do ścianek falowodu. Poprzeczny rozkład temperatury gazu jest niezależny od położenia wzdłuż osi lasera. Ogólne równanie przewodnictwa ciepła ma postać:

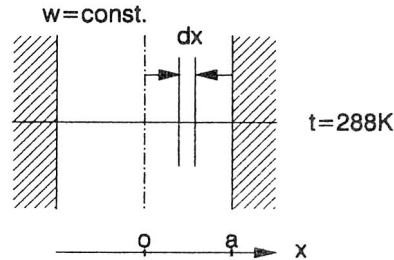
$$\nabla(k\nabla T) + w = 0, \quad (4.53)$$

gdzie k - przewodnictwo cieplne mieszaniny gazu (zależne od temperatury i składu mieszaniny), T - bezwzględna wartość temperatury, w - gęstość mocy cieplnej. Równanie (4.53) można sprowadzić do jednowymiarowego przypadku (rys.4.13)

$$\int_0^x w dx = -k \frac{dT}{dx} \quad (4.54)$$

Rys. 4.13. Geometria jednowymiarowego wzbudzenia plazmy między dwiema równoległymi elektrodami

Fig. 4.13. The geometry of one-dimensional plasma excitation between two parallel electrodes.



Przewodnictwo cieplne gazu jest funkcją temperatury i dla mieszaniny lasera CO_2 było zmierzone przez Ladermana i Byrona [4.24]. Korzystając z ich wyników dla mieszaniny $3\text{He}:1\text{N}_2:1\text{CO}_2$ przewodnictwo cieplne wyraża się zależnością:

$$k(T) = A(1 + BT) = 1,67 \times 10^{-2} + 1,6 \times 10^{-4} T \quad [\text{W/mK}] . \quad (4.55)$$

Rozwiązanie równania (4.54) określającego rozkład temperatury $T(x)$ dla rozważanej mieszaniny, przy założeniu temperatury ścianek $T_s = 28\text{K}$ jest funkcją gęstości mocy dostarczanej (w) i rozmiarów falowodu (2a). Można tu rozważyć dwa szczególne przypadki; przypadek chłodzenia jednowymiarowego (chłodzenie tylko przez elektrody górną i dolną, jak to jest praktycznie w laserach falowodowo-szczelinowych):

$$T(x) = -\frac{1}{B} + \left\{ \frac{1}{B^2} + \frac{1}{AB} \left[wa^2 \left[1 - \left(\frac{x}{a} \right)^2 \right] + 0,225 \right]^{\frac{1}{2}} \right\} \quad (4.56)$$

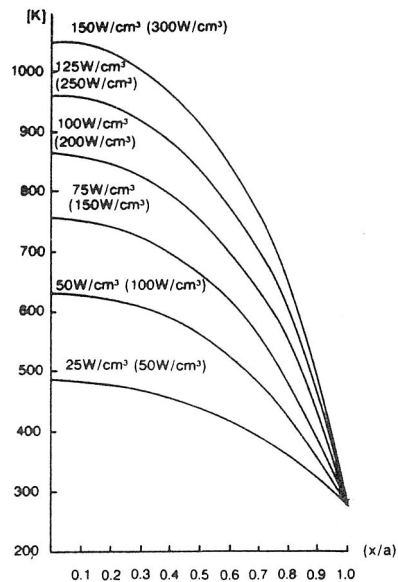
oraz przypadek chłodzenia dwuwymiarowego (laser falowodowy o przekroju kwadratowym chłodzony równomiernie przez wszystkie cztery ścianki):

$$T(x) = -\frac{1}{B} + \left\{ \frac{1}{B^2} + \frac{1}{AB} \left[\frac{wa^2}{2} \left[1 - \left(\frac{x}{a} \right)^2 \right] + 0,225 \right]^{\frac{1}{2}} \right\} . \quad (4.57)$$

Dla rozważanego w rozdziale 4.10 (rys. 4.18) przykładu charakterystyk mocy wyjściowej lasera o wymiarach: $2,25 \times 2,25 \times 386$ mm (całkowita objętość kanału ok. 2cm^3), typowe gęstości mocy w.cz. wprowadzone w falowód wynoszą $w = 50\text{--}150$ W/cm^2 . Wyniki obliczeń rozkładu temperatury według wyrażeń (4.56) i (4.57) dla rozważanych przypadków: chłodzenia jedno- i dwuwymiarowego, dla różnych gęstości mocy w.cz. dostarczanej do kanału lasera falowodowego, przedstawiono na rys. 4.14.

Rys. 4.14. Rozkład temperatury gazu w laserze falowodowym CO_2 dla różnych gęstości mocy w dla chłodzenia jednowymiarowego (lasery falowodowo-szczelinowe) i dla chłodzenia dwuwymiarowego (laser falowodowy o przekroju kwadratowym, dla tego przypadku gęstość mocy podano w nawiasie)

Fig. 4.14. Gas temperature distribution of the CO_2 waveguide laser for various power densities for 1-D and 2-D cooling



Ten sam profil temperatury gazu dla lasera falowodowo-szczelinowego odpowiada laserowi falowodowemu z dwukrotnie większą gęstością mocy dostarczanej. Gęstość mocy wzbudzenia plazmy jest ograniczona maksymalną temperaturą plazmy akceptowalną dla maksymalnych ekstrakcji spójnego promieniowania. Ta maksymalna temperatura, powyżej której inwersja obsadzeń zaczyna maleć, jest szacowana na 650–700 K [4.25]. W rozważanym powyżej przypadku mieszanina lasera CO₂ osiąga tę temperaturę przy gęstości mocy w.c.z. $w \approx 120 \text{ W/cm}^3$ dla lasera falowodowego i $w \approx 60 \text{ W/cm}^3$ dla lasera falowodowo-szczelinowego (rys. 4.14), co z dobrą dokładnością odpowiada maksimum mocy wyjściowej laserów falowodowych (rozdz. 4.10) i laserów falowodowo-szczelinowych (rozdz. 5.6) i potwierdza fakt, że maksymalna akceptowalna temperatura mieszaniny lasera CO₂ wynosi 650–700 K.

4.9. PROFIL WSPÓŁCZYNNIKA ZAŁAMANIA GAZU W FALOWODZIE

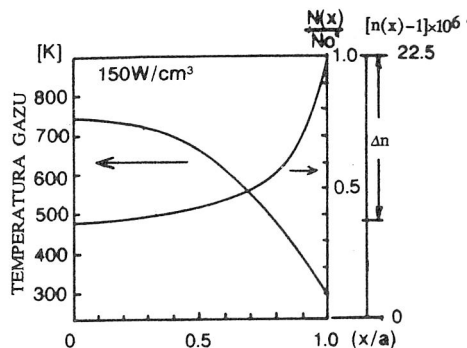
Duży gradient temperatury w przekroju poprzecznym falowodu (od ok. 700 K w centrum do temperatury chłodzonych ścianek falowodu) wywołuje gradient gęstości gazu; a w wyniku tego gradient współczynnika załamania. Ma to istotny wpływ na propagacyjne własności wiązki laserowej wewnątrz falowodu. Rys. 4.15 przedstawia zależność zmian gęstości gazu $N(x)$ w przekroju poprzecznym falowodu dla gęstości energii dostarczanej $w = 150 \text{ W/cm}^3$. Zgodnie z równaniem gazowym

$$N(x) = \frac{P}{k_g T(x)}, \quad (4.58a)$$

gdzie N – gęstość gazu, P – ciśnienie, T – temperatura, k_g – stała gazowa,

Rys. 4.15. Profil temperatury i relatywnej zmiany gęstości w przekroju poprzecznym falowodu z naniesioną skalą współczynnika załamania

Fig. 4.15. Temperature profile and relative changes of gas density across transverse dimensions of a waveguide



kształt profilu współczynnika załamania ma ten sam charakter, co profil gęstości gazu pokazany na rys. 4.15 i może być aproksymowany z dużym przybliżeniem parabolą

$$n(x) \approx n_0 \left[1 + \Delta n \left(\frac{x}{a} \right)^2 \right], \quad (4.58b)$$

a wygodny do dalszych obliczeń kwadrat współczynnika załamania

$$n^2(x) \approx n_0^2 \left[1 + 2\Delta n \left(\frac{x}{a} \right)^2 \right], \quad (4.58c)$$

gdzie Δn - różnica współczynnika załamania między ścianką falowodu i jego centrum. Dla lasera falowodowego o ciśnieniu 100 Tr, gęstość mocy w.cz. 150 W/cm³ wywołuje zmiany gęstości gazu od N_0 przy ściance do około $N_0/2$ w centrum falowodu, co dla mieszaniny 3H₂:1CO₂:1N₂, po elementarnych obliczeniach odpowiada zmianie współczynnika załamania $\Delta n \approx 12 \cdot 10^{-6}$ w przekroju poprzecznym falowodu (rys. 4.14).

Niejednorodność współczynnika załamania, wprowadzona w kontrolowany sposób w światłowodach, zdecydowanie poprawia ich własności propagacyjne [4.26]. Aby utrzymać wiązkę świetlną w centrum światłowodu, gradient współczynnika załamania w przekroju poprzecznym dn/dr powinien mieć wartość ujemną (ciągły rozkład soczewek skupiających). W falowodzie optycznym wypełnionym plazmą gradient współczynnika załamania wytworzony naturalnie w wyniku grzania plazmy ma wartość dodatnią i plazma zachowuje się jak soczewka rozpraszająca. Poniżej przedstawiono ogólną analizę propagacji fali w ośrodku o parabolicznie zmieniającym się współczynnikiem załamania z dodatnim gradientem.

Korzystając z różniczkowej postaci równania eikonalnego, wiążącego front falowy $L(x,y,z)$ fali z rozkładem przestrzennym współczynnika załamania $n(x,y,z)$ [4.27]

$$\left| \Delta L(x,y,z) \right|^2 = n^2(x,y,z), \quad (4.59)$$

i zakładając przypadek jednowymiarowy rozkładu współczynnika załamania $n(x,z)$ wzdłuż osi x , otrzymujemy równanie opisujące front falowy fali o ogólnej postaci

$$L(x,z) = f(x) + h(z). \quad (4.60)$$

Z (4.59) i (4.60) otrzymujemy:

$$\left\{ \left[f'(x) \right]^2 - n^2(x) \right\} + \left[h'(z) \right]^2 = 0. \quad (4.61)$$

Pierwszy człon równania (4.61) jest tylko funkcją x , drugi tylko funkcją z . Aby równanie to było spełnione dla każdej pary (x,z) , każdy z członów musi być stały, to znaczy:

$$\left. \begin{aligned} [f'(x)]^2 - n^2(x) &= b^2 \\ [h'(z)]^2 &= c^2 \end{aligned} \right\}, \quad (4.62)$$

gdzie $b^2 + c^2 = 0$. Rozwiązując oba równania (4.62), otrzymujemy

$$\left. \begin{aligned} f(x) &= \pm \int_0^x \sqrt{n^2(x) - c^2} \, dx \\ h(z) &= \pm cz + m \end{aligned} \right\}. \quad (4.63)$$

Z (4.63) i (4.60) otrzymujemy rozwiązanie dla frontu falowego

$$L(x, z) = \pm \int_0^x \sqrt{n^2(x) - a^2} \, dx + cz. \quad (4.64)$$

Wybierając znak + ze względu na kierunek propagacji, amplituda fali biegnącej w kierunku osi (z), wchodzącej w ośrodek o zmieniającym się wzdłuż osi x współczynniku załamania, opisana jest wyrażeniem:

$$U(x, z) = U_0 \exp \left\{ ik \left[\int_0^x \sqrt{n^2(x) - c^2} \, dx + cz \right] + i\omega t \right\}. \quad (4.65)$$

W celu obliczenia trajektorii promienia świetlnego w ośrodku niejednorodnym, skorzystamy z zależności wiążącej wektor jednostkowy N do płaszczyzny stałej fazy z gradientem frontu falowego $L(x, y, z)$:

$$n(x, y, z) \vec{N} = n(x, y, z) \left[\frac{dx}{ds}, \frac{dy}{ds}, \frac{dz}{ds} \right] = \nabla L(x, y, z), \quad (4.66)$$

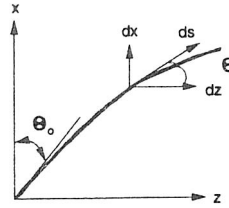
gdzie s jest wektorem stycznym do kierunku propagacji fali (rys.4.16).

Zakładając dalej przypadek jednowymiarowy ($dL/dy = 0$, fala propagowana w płaszczyźnie xz) oraz niejednorodność fali wzdłuż osi x , z (4.65) otrzymujemy:

$$\left. \begin{aligned} n(x) \frac{dx}{ds} &= \sqrt{n^2(x) - c^2} \\ n(x) \frac{dz}{ds} &= c \end{aligned} \right\}. \quad (4.67)$$

Rys. 4.16. Droga świetlna promienia w ośrodku, którego współczynnik zmienia się tylko wzdłuż osi x

Fig. 4.16. Light path in a medium whose refractive index is varied only in the x -direction



Stała c zależy od punktu, w jakim promień świetlny wchodzi w ośrodek niejednorodny i od kąta, pod jakim pada. Zakładając, że punktem wejściowym jest $(0,0,0)$ oraz że kąt wejścia promienia w ośrodek jest θ_0 (rys. 4.16), otrzymujemy

$$\frac{dz}{ds} = \sin\theta \quad , \quad (4.68)$$

a uwzględniając (4.67) otrzymujemy prawo Snella dla ośrodka niejednorodnego

$$n(x)\sin\theta = n_0\sin\theta_0 = c \quad , \quad (4.69)$$

gdzie dla punktu wejścia $x = 0$ promienia świetlnego pod kątem θ_0 , współczynnik załamania wynosi n_0 . Z (4.66) i (4.69) otrzymujemy wyrażenie określające współrzędną (z) promienia świetlnego

$$z = \int_0^x \frac{n_0\sin\theta_0}{\sqrt{n^2(x) - n_0^2\sin^2\theta_0}} dx \quad . \quad (4.70)$$

Gdy ośrodek jest jednorodny $n^2(x) = n_0^2$, wyrażenie (4.70) ma postać

$$z = n_0 \operatorname{tg}\theta_0 x \quad (4.71)$$

i jest potwierdzeniem prostoliniowego rozchodzenia się fali w ośrodku jednorodnym. Dla parabolicznego ośrodka opisanego równaniem (4.58b), wyrażenie (4.70) opisujące trajektorię promienia po elementarnych przekształceniach przybiera postać:

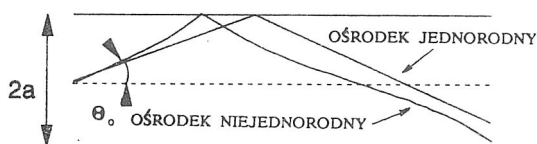
$$z = \frac{a\sin\theta_0}{(2\Delta n)^{\frac{1}{2}}} \ln \left\{ \left[\frac{x}{a} \right] \left[\frac{(2\Delta n)^{\frac{1}{2}}}{\cos\theta_0} \left[1 + \left[\frac{a}{x} \right]^2 \frac{\cos^2\theta_0}{2\Delta n} \right]^{\frac{1}{2}} \right] \right\} \quad . \quad (4.72)$$

Dla ilościowego oszacowania trajektorii promienia w ośrodku parabolicznym w porównaniu z trajektorią promienia w ośrodku jednorodnym, obliczymy odległość z_0 jaką przebędzie promień "wstrzelony" w centrum falowodu ($x = 0$) pod kątem θ_0 równym kątowi propagacji jednej z czterech fal modu EH_{11} ($\theta_0 = \lambda/4a$), zanim osiągnie płaszczyznę ścianki falowodu ($x = a$). Dla typowej geometrii falowodu

($2a = 2,25$ mm, $\theta_0 = 2,3$ mrad) z paraboliczną niejednorodnością współczynnika załamania ($\Delta n = 12 \cdot 10^{-6}$), obliczenia według (4.71) dla ośrodka jednorodnego dają wartość $z_0 = 477,6$ mm, a dla ośrodka parabolicznego według (4.72) wartość $z_0 = 385$ mm. Oczywiście największej deformacji ulega mod podstawowy EH_{11} , mody wyższego rzędu ze względu na większe kąty propagacji ulegają mniejszemu odchyleniu. Zmiana doprowadzanej mocy w.cz. wywołuje zmianę profilu współczynnika załamania, a w konsekwencji zmianę trajektorii elementarnych fal w falowodzie (rys. 4.17).

Rys. 4.17. Trajektoria promienia świetlnego w falowodzie z parabolicznie zmieniającym się współczynnikiem załamania

Fig. 4.17. Light path in a waveguide with parabolic distribution of the refractive index



Przytoczony przykład pozwala sformułować istotny wniosek: warunki propagacyjne fali w laserze falowodowym są trudne do kontrolowania i zmieniają się wraz ze zmianą mocy zasilania. Prosty opis wnętrza rezonatora falowodowego jako jednorodnej optycznie przestrzeni jest dużym przybliżeniem.

4.10. PODSTAWOWE PARAMETRY FALOWODOWEGO LASERA CO_2

Wiele badań pokazuje, że optymalnym (choć nie krytycznym) składem mieszaniny CO_2 jest $He:N_2:CO_2=3:1:1$ z 5 % dodatkiem Xe [4.28]. Potencjał jonizacji ksenonu (12,1 eV) jest 2–3 eV niższy od pozostałych gazów co powoduje, że średnia wartość pola elektrycznego w plazmie ustala się na znacznie mniejszym poziomie niezbędnym do podtrzymania wyładowania. Ma to zasadnicze znaczenie w obniżeniu średniej energii elektronów, a przez to efektywniejszym obsadzeniu poziomów laserujących molekuly CO_2 . Dodanie ksenonu zwiększa moc wyjściową lasera o około 25%.

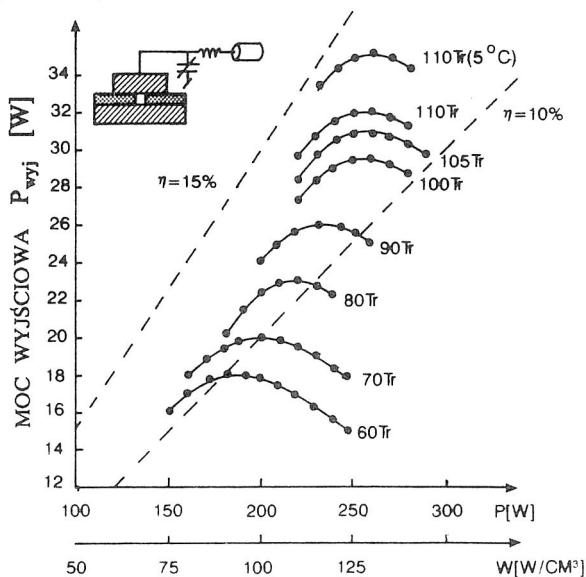
Optymalne ciśnienie, dla którego należy się spodziewać maksymalnej mocy wyjściowej lasera, zależy od rozmiarów poprzecznych falowodu, zgodnie z jakościową zasadą: większe rozmiary poprzeczne – mniejsze ciśnienie. Ilościową empiryczną miarą optymalnych warunków jest iloczyn pd ciśnienia mieszaniny laserowej i grubości falowodu, którego optymalna wartość wynosi: $pd \approx 25$ Tr·cm dla laserów falowodowych CO_2 (chłodzenie dyfuzyjne dwuwymiarowe, do wszystkich ścianek), a dla laserów falowodowo-szczelinowych $pd \approx 19$ Tr·cm (chłodzenie dyfuzyjne jednowymiarowe, rozdziały 4.11 i 5.6).

Podobnie empirycznym parametrem jest iloczyn df grubości falowodu i optymalnej (maksimum mocy wyjściowej) częstotliwości wzbudzenia ($df \approx 30 \text{ MHz}\cdot\text{cm}$). Fakt istnienia optymalnej częstotliwości wzbudzenia może być tłumaczony optymalnym rozkładem chmury swobodnych elektronów w plazmie w.c.z., zależnością ich amplitudy oscylacji od częstotliwości (rozdz. 4.6) w stosunku do rozmiarów falowodu. Obraz fizyczny tego zjawiska ciągle oczekuje przekonującego modelu. Dla typowego przekroju falowodu ($2,25 \times 2,25 \text{ mm}$) optymalna częstotliwość wzbudzenia $f \approx 125 \text{ MHz}$ ($df \approx 28 \text{ MHz}\cdot\text{cm}$), a optymalne ciśnienie gazu $p = 110 \text{ Tr}$ ($pd = 24,75 \text{ Tr}\cdot\text{cm}$).

Przykład charakterystyki mocy wyjściowej lasera o wymiarach ($2,25 \times 2,25 \times 376 \text{ mm}$) z aluminiowymi elektrodami chłodzonymi wodą ($13\text{--}14 \text{ }^\circ\text{C}$) przedstawiono na rysunku 4.18 [4.29]. Pojemność całej struktury falowodowej $C = 350 \text{ pF}$ skompensowana była dwudziestoma czterema cewkami połączonymi równolegle i rozłożonymi równomiernie po obu stronach elektrod, tworząc równoległy rezonans dla częstotliwości wzbudzenia $f = 125 \text{ MHz}$. Układ dopasowujący typu L (rys. 4.18) transformował $50 \text{ }\Omega$ oporności generatora w.c.z. do $150\text{--}250 \text{ }\Omega$ oporności lasera falowodowego. Laser miał dwa zwierciadła dielektryczne (99.8% Si, 92% ZnSe). Gdy zastosowano efektywniejsze chłodzenie (ok. $5 \text{ }^\circ\text{C}$), osiągnięto maksymalną moc wyjściową 35 W . Sprawność lasera w optymalnych warunkach zawarta jest między 12–14 %.

Rys. 4.18. Charakterystyki mocy wyjściowej lasera falowodowego $2,25 \times 2,25 \times 376 \text{ mm}$ w funkcji mocy wejściowej w.c.z. dla mieszaniny $3\text{He}:2\text{N}_2:1\text{CO}_2+5\%\text{Xe}$

Fig. 4.18. Output power versus RF power for waveguide laser with dimension $2,25 \times 2,25 \times 376 \text{ mm}$ for the mixture $3\text{He}:2\text{N}_2:1\text{CO}_2+5\%\text{Xe}$



Modelowanie mocy wyjściowej lasera falowodowego musi się ograniczyć do pewnych uproszczeń. Stosując ogólny model opisany przez Rigroda [4.30–31], zakładający jednorodny izotropowy ośrodek wzmacniający o stałym wzmocnieniu wzdłuż lasera z warunkami brzegowymi sformułowanymi przez współczynniki odbicia zwierciadeł, moc wyjściowa lasera opisana jest wyrażeniem (rys. 4.19):

$$P_{wyj} = \frac{I_s(\nu_0) \times T_2 S}{\left[\sqrt{R_1} + \sqrt{R_2} \right] \left[1 - \sqrt{R_1 R_2} \right]} \left[g_0(\nu_0) L - (R_1 R_2)^{-\frac{1}{2}} \right], \quad (4.73)$$

gdzie:

$g_0(\nu_0)$ - małosygnałowe wzmocnienie centrum linii emisyjnej (poszerzenie jednorodne),

$I_s(\nu)$ - natężenie nasycenia centrum linii emisyjnej,

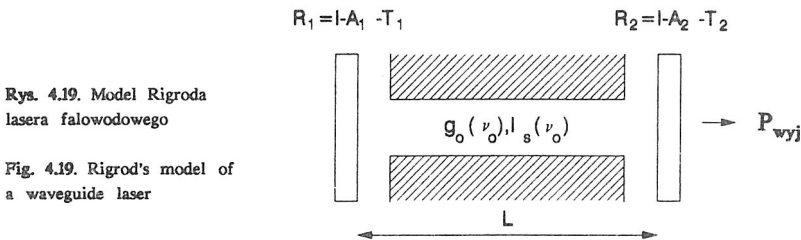
L - długość rezonatora,

S - efektywne pole przekroju wiązki laserowej,

$R_1 = I - A_1 - T_1$, $R_2 = I - A_2 - T_2$ - współczynniki odbicia zwierciadeł pomniejszone o straty sprzężeniowe i propagacyjne,

T_1, T_2 - współczynniki transmisji zwierciadeł,

A_1, A_2 - rozłożone straty rezonatora (propagacyjne i sprzężeniowe).



Rys. 4.19. Model Rigroda lasera falowodowego

Fig. 4.19. Rigrod's model of a waveguide laser

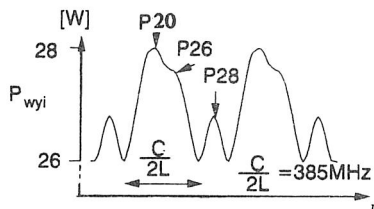
Stałość rozmiarów wiązki lasera falowodowego sprawia, że model Rigroda lepiej opisuje lasery falowodowe niż otwarte rezonatory gaussowskie, w których przekrój wiązki laserowej zmienia się wzdłuż długości rezonatora powodując istotne zmiany parametru nasycenia wiązki $s = I/I_s$.

Długość rezonatora i współczynniki odbicia zwierciadeł znane są z dużą dokładnością, pozostałe parametry lasera mogą być tylko szacowane. Nienasycone wzmocnienie g_0 ośrodka jest funkcją ciśnienia, rozmiarów falowodu, temperatury gazu, składu mieszaniny i gęstości mocy wzbudzenia. Wzmocnienie nie jest stałe w przekroju poprzecznym falowodu i jego dokładny rozkład nie jest znany. Pomiar nienasyconego wzmocnienia g_0 wykonane dla ciśnienia 110 Tr i przekroju falowodu 2,25×2,25 mm dają średnią wartość wzmocnienia $g_0 = 0,65 \text{ m}^{-1}$. Dla przedstawionego przypadku $P_{wyj} = 32 \text{ W}$, $R_1 = 0,98$, $R_2 = 0,90$, $T_2 = 0,08$, $L = 386 \text{ mm}$, $g_0 = 0,65 \text{ m}^{-1}$, $S = \pi w_0^2 \approx 1,95 \text{ mm}^2$ (gdzie $w_0 = 0,7a$ jest skutecznym promieniem wiązki falowodowej), natężenie nasycenia oszacowane ze wzoru Rigroda daje wartość $I_s \approx 12 \text{ kW/cm}^2$. Lasery falowodowe charakteryzują się dużą wartością natężenia nasycenia I_s w porównaniu z niskociśnieniowymi laserami stałoprądowymi, dla których natężenie nasycenia wynosi co najwyżej kilkadziesiąt W/cm^2 [4.32]. Cecha ta wpływa decydująco na możliwości dużej ekstrakcji mocy optycznej z małej objętości ośrodka. Dobrze zjustowany laser (zwierciadła płaskie prostopadłe do osi rezonatora) promieniuje

wiązkę o dominującym modzie EH_{11} . Przechyli lustra, zwykle większy od 1 mrad, wywołuje generację modów poprzecznych wyższego rzędu. Moc wyjściowa i emitowana linia zależą od długości lasera i mogą być kontrolowane przez precyzyjne przestrajanie lasera przesuwnikiem piezoelektrycznym. Analiza spektralna pokazuje, że linią o największym wzmocnieniu jest linia P20. Ciągłe przestrajanie lasera daje sygnaturę mocy wyjściowej. Promieniowanie zwykle doznaje przeskoku na inne linie spektralne. Przykład sygnatury lasera falowodowego z zaznaczonymi liniami spektralnymi pokazuje rys.4.20.

Rys. 4.20. Przykład sygnatury wyjściowej lasera falowodowego CO_2

Fig. 4.20. An example of the CO_2 waveguide laser signature



Laser o ściankach aluminiowo-alundowych promieniuje wiązkę spolaryzowaną liniowo o polaryzacji pola elektrycznego równoległej do powierzchni aluminiowych elektrod, która charakteryzuje się znacznie mniejszymi stratami propagacyjnymi od polaryzacji prostopadłej (rys. 4.4). W tabeli 4.2 zestawiono typowe parametry lasera falowodowego.

Tabela 4.2. Typowe parametry falowodowego lasera CO_2
Table 4.2. Typical parameters of a CO_2 waveguide laser

Parametr	Symbol	Typowe wartości
długość	L	380 mm
wymiary poprzeczne	$2a \times 2b$	2,25 × 2,25 mm
straty polaryzacji równoległej (aluminium)	$\text{Re} [(\epsilon_b - 1)^{-\frac{1}{2}}]$	~ 0,25
straty polaryzacji prostopadłej (Al_2O_3)	$\text{Re} [\epsilon_a (\epsilon_a - 1)^{-\frac{1}{2}}]$	~ 0,8
straty propagacyjne	$\exp(-2\alpha L)$	~ 3 %
ciśnienie	p	110 Tr
wzmocnienie nienasycone	g_0	~ 0,65 %/cm ²
natężenie nasycenia	I_s	~ 12 kW/cm ²
częstotliwość międzymodowa	$c/2L$	390 MHz
szerokość linii emisyjnej	$\Delta\nu$	550 MHz
kąt propagacji modu EH_{11}	$\lambda/4a$	2,3 mrad
straty sprzężeniowe modu EH_{11}	Γ_{11}	~ 0,8%
częstotliwość wzbudzenia	f	125 MHz
moc wyjściowa	P_{wyj}	~ 30 W
sprawność	η	11-14 %

4.11. ANALIZA CZĘSTOTLIWOŚCI PROMIENIOWANIA LASERA FALOWODOWEGO

Lasery falowodowe w konfiguracji z płaskimi zwierciadłami na ogół nie emitują promieniowania o jednej częstotliwości [4.33]. Analiza spektralna promieniowania wiązki laserowej (homodynowa detekcja promieniowania dokonywana szybkim fotodetekтором) wykazuje obecność jednego lub więcej sygnałów dudnieniowych, których częstotliwość zależy od stanu zjustowania lasera. Obecność sygnałów dudnień świadczy o istnieniu modów poprzecznych wyższego rzędu nawet wtedy, gdy w profilu wiązki nie dostrzega się żadnych śladów ich obecności i laser generuje głównie w modzie $EH_{1,1}$. Rozkład natężenia promieniowania modu $EH_{1,1}$ wewnątrz falowodu o przekroju kwadratowym opisany równaniem (4.26)

$$I(x, y) \sim E^2(x, y) = E_0^2 \cos^2 \frac{\pi x}{2a} \cos^2 \frac{\pi y}{2a},$$

powoduje, że ośrodek nie jest jednorodnie wysycony w przekroju poprzecznym falowodu. Maksymalne wysycenie występuje w centrum falowodu, a minimalne przy ściankach. W falowodzie istnieją zatem obszary dysponujące zdolnością wzmocnienia innych modów poprzecznych, jeśli tylko spełniony jest warunek generacji wymagający przewagi wzmocnienia nad stratami.

Analizując częstotliwości własne rezonatora falowodowego, opisane równaniem (4.37), można obliczyć różnicę częstotliwości między modem $EH_{1,1}$ i modem $EH_{1,n}$ wyższego rzędu:

$$\left| \nu_{11q} - \nu_{1nq} \right| = \frac{1}{32} \frac{c\lambda}{a^2} \left[1 + n^2 \right] \quad (4.74)$$

i na przykład dla $a = 1,125$ mm wynosi ona $|\nu_{11q} - \nu_{1nq}| \approx 80(1+n^2)$ [MHz].

Spektralna linia emisyjna lasera CO_2 jest linią poszerzoną jednorodnie przy ciśnieniach większych od około 20 Tr, a jej szerokość spektralna $\Delta\nu_e$ wykazuje poszerzenie około 5 MHz/Tr i dla laserów falowodowych o ciśnieniu 100 Tr wynosi $\Delta\nu_e \approx 500$ MHz i jest porównywalna z najmniejszym odstępem częstotliwości międzymodowych $|\nu_{11q} - \nu_{12q}| \approx 400$ MHz, wyrażonych wzorem (4.74). To eliminuje możliwość wzbudzenia się w obecności modu $EH_{1,1}$ modu wyższego rzędu odpowiadającego tej samej liczbie modowej q . Możliwe jest natomiast wzbudzenie się modów poprzecznych wyższego rzędu odpowiadających niższemu liczbom modowym $q-1$, $q-2$ lub ogólnie $q-k$ o częstotliwości różnicowej

$$\left| \nu_{11q} - \nu_{1nq-k} \right| = k \frac{c}{2L} - \frac{1}{32} \frac{c\lambda}{a^2} \left[m^2 + n^2 \right], \quad (4.75)$$

Wzbudzenie się modu o częstotliwości ν_{mnq-k} przy już emitowanym modzie EH_{11} o częstotliwości ν_{11q} jest możliwe, gdy jest spełniony warunek

$$\left| \nu_{11q} - \nu_{mnq-k} \right| < \Delta \nu_e \quad (4.76)$$

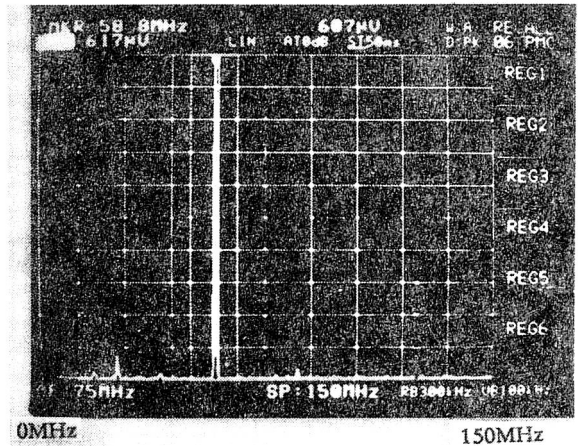
oraz gdy średnia wartość nienasyconego wzmocnienia dla rozważanego modu przewyższa straty tego modu, co można symbolicznie zapisać

$$g_{mnq-k}(\nu) > a_{mnq-k}(\nu) , \quad (4.77)$$

gdzie a_{mnq-k} jest średnim współczynnikiem strat modu $EH_{m,n,q-k}$. Analiza międzymodowych dudnień częstotliwości promieniowania (detekcja homodynowa) nie daje informacji o mocy wzbudzonego dodatkowo modu. Pomiaru relatywnej mocy niepożądaných modów można dokonać stosując analizę heterodynową promieniowania lasera falowodowego z jednoczęstotliwościowym laserem odniesienia (rozdz. 2). Na rys. 4.21 przedstawiono przykład widma sygnałów dudnienia, otrzymanego w wyniku heterodynowania lasera falowodowego ze stabilnym jednoczęstotliwościowym laserem CO_2 . Analiza ta pokazuje, że w laserze dominuje mod EH_{11} z domieszką jednego słabego modu wyższego rzędu. Amplituda tego modu jest około 10 razy mniejsza od amplitudy modu EH_{11} , co oznacza, że moc modu pasożytniczego jest dwa rzędy mniejsza od modu głównego.

Rys. 4.21. Przykład analizy heterodynowej promieniowania lasera falowodowego CO_2 z zaznaczonymi częstotliwościami dudnień między częstotliwością lasera odniesienia i modami lasera falowodowego: (1) EH_{11} - 58MHz, (2) modem pasożytniczym - 26MHz, (3) dudnienie między EH_{11} i modem pasożytniczym $58MHz + 26MHz = 84MHz$

Fig. 4.21. An example of the heterodyne analysis of the CO_2 waveguide laser radiation

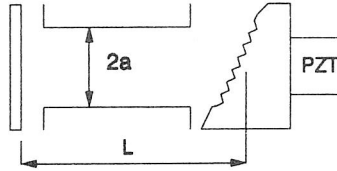


Zjawisko występowania modów pasożytniczych w laserach falowodowych jest szczególnie niekorzystne, gdy lasery te są źródłami promieniowania w technice lidarowej. Dudnienia głównego modu z modami pasożytniczymi mogą być źródłem zakłóceń.

Gdy całkowicie odbijające zwierciadło zastąpi się siatką dyfrakcyjną (130–150 linii/mm) w konfiguracji Littrowa, jak schematycznie pokazano na rys. 4.22, generacja promieniowania zostaje ograniczona tylko do wyselekcjonowanej linii.

Rys. 4.22. Przechodzący laser falowodowy z siatką dyfrakcyjną

Fig. 4.22. Tunable waveguide laser with a diffraction grating



Gdy zwierciadło wyjściowe i siatka dyfrakcyjna są dobrze zjustowane, mody rezonatora mają podobną strukturę jak mody poprzeczne falowodu EH_{11} , i częstotliwości własne rezonatora spełniają równanie fazowe:

$$\text{przesunięcie fazowe pełnego obiegu} = i2\pi = 2i\beta_{mn}n(\nu_{mn})L, \quad (4.78)$$

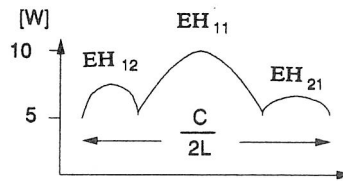
gdzie m, n są liczbami miodowymi, β_{mn} jest współczynnikiem fazowym propagacji, $n(\nu_{mn})$ jest średnim współczynnikiem załamania dla modu EH_{mn} . Z wyrażenia (4.37) można oszacować współczynnik fazowy propagacji β_{mn}

$$\beta_{mn} \approx \frac{2\pi\nu_{mn}}{c} \left[1 + \frac{c^2}{32\nu_{mn}^2} \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} \right) \right]. \quad (4.79)$$

Przechodzącość częstotliwości promieniowania lasera zależy od szerokości linii emisyjnej. Stosując duże ciśnienie (100 Tr i więcej) można uzyskiwać przechodzącość lasera w granicach kilkuset MHz w czystym modzie podstawowym EH_{11} . Jednakże przy przechodząciu lasera z siatką dyfrakcyjną mogą się pojawić mody wyższego rzędu, co demonstruje sygnatura przechodzącego lasera falowodowego na rys. 4.23.

Rys. 4.23. Sygnatura lasera falowodowego z siatką dyfrakcyjną

Fig. 4.23. Signature of the waveguide laser with a diffraction grating



4.12. WPŁYW ZMIAN MOCY WZBUDZANIA NA CZĘSTOTLIWOŚĆ GENERACJI LASERA FALOWODOWEGO

Wpływ zmian mocy wzbudzonej na częstotliwość generacji laserów CO_2 zasilanych prądem stałym był przedmiotem badań kilku autorów [4.34–35]. Przechodzącość częstotliwości generacji lasera o długości około 0,5 m na skutek zmian prądu wyladowania wykazuje czułość 0,8–1 [MHz/mA]. Fluktuacje częstotliwości laserowej $\Delta\nu(t)$

zależne od fluktuacji współczynnika załamania i fluktuacji długości rezonatora są opisane równaniem (2.7), które po modyfikacji ma postać

$$\Delta\nu(t) = -\nu_0 \left[\frac{\Delta n(t)}{n_0} + \frac{\Delta L(t)}{L_0} \right]. \quad (4.80)$$

W laserze falowodowym CO_2 wzbudzonym w.c.z. fluktuacje współczynnika załamania są głównie wynikiem fluktuacji mocy w.c.z., spowodowanych modulacją mocy i szumami generatora oraz dodatkowymi zmianami stanu dysocjacji mieszaniny. Plazma w.c.z. wypełnia niemal jednorodnie cały rezonator, a współczynnik załamania plazmy dany jest wyrażeniem [4.36]

$$n - 1 = \sum_i \frac{\alpha_i}{2\epsilon_0} N_i - \frac{N_e e^2}{8\pi^2 \epsilon_0 m \nu^2} \pm \frac{g_0 c}{2\pi \nu} \frac{(i + \Delta)}{(1 + \Delta^2 + I/I_s)}, \quad (4.81)$$

gdzie uwzględniono wpływ trzech zjawisk na współczynnik załamania plazmy :

(i) Człon pierwszy uwzględnia zmiany współczynnika załamania pod wpływem zmian termicznych i dysocjacji; gdzie N_i , α_i są odpowiednio cząstkowymi gęstościami poszczególnych składników mieszaniny gazowej oraz ich polaryzowalnościami.

(ii) Drugi ze składników w równaniu (4.81) przedstawia wpływ swobodnych elektronów na współczynnik załamania; gdzie N_e - gęstość elektronów, m - masa elektronu, ν - częstotliwość promieniowania.

(iii) Człon trzeci przedstawia wpływ anomalnej dyspersji spowodowany lorentzowskim kształtem linii spektralnej ośrodka napromieniowanego falą o natężeniu $I(\nu)$ i odpowiada za efekt przeciągania częstotliwości generacji lasera; gdzie g_0 - nienasycone wzmocnienie (absorpcja) ośrodka, Δ - unormowane odstrojenie częstotliwości promieniowania względem centralnej częstotliwości linii, I_s - natężenie nasycenia linii. W przypadku lasera CO_2 efekt przeciągania częstotliwości jest mały. Szczegółową analizę wpływu anomalnej dyspersji na współczynnik załamania przedstawiono w rozdziale 6.6.2.

Rozważmy najpierw wpływ zmian gęstości gazu na skutek zmian mocy w.c.z. dostarczanej do ośrodka. Możliwe jest obliczenie średniej polaryzowalności α na molekułę gazu, oparte na znajomości składu mieszaniny i literaturowe wartości współczynników załamania jej poszczególnych składników. Niezbędne jest również uwzględnienie efektu dysocjacji CO_2 w tych obliczeniach; typowa mieszanina laserowa wykazuje dysocjację CO_2 na poziomie 50-70 % [4.37]. Pierwszy człon w równaniu (4.81) może być zatem przedstawiony następująco:

$$\sum_i \frac{\alpha_i N_i}{2\epsilon_0} = \frac{\bar{\alpha} N}{2\epsilon_0}, \quad (4.82)$$

gdzie N jest całkowitą gęstością laserowej mieszaniny gazowej.

Zmiany dostarczanej mocy W wywołują przestrojenie częstotliwości ν_0 rezonatora. Z zależności (4.80), (4.81) i (4.82) otrzymujemy:

$$\frac{d\nu_0}{dW} = - \frac{\nu_0 \bar{\alpha} dN}{2\epsilon_0 dW} - \frac{\nu_0 N d\bar{\alpha}}{2\epsilon_0 dW} \quad (4.83)$$

Jak pokazano w rozdziale 4.9, gęstość gazu zmienia się z dostarczaną mocą w.cz. w wyniku zmiany temperatury gazu (rys. 4.15). Dysocjacja CO_2 również zmienia się z dostarczaną mocą, objawiając się małym zmniejszeniem średniej polaryzowalności. Oba efekty powodują zatem zwiększenie częstotliwości lasera. Dla oszacowania wpływu zmian gęstości gazu (pierwszy człon w równaniu (4.83)), wymagana jest znajomość zależności między mocą dostarczaną do lasera a gęstością gazu. Poosiowa temperatura w dyfuzyjnie chłodzonym laserze falowodowym, oszacowana w rozdziale 4.10, wynosi około 650–700K dla optymalnych warunków pracy lasera. Dokonując różniczkowania równania gazu idealnego $P = Nk_g T$ (k_g – stała gazowa) otrzymujemy wyrażenie dla zmian gęstości gazu:

$$dN = \left. \frac{\partial N}{\partial P} \right|_{T=\text{const}} dP + \left. \frac{\partial N}{\partial T} \right|_{P=\text{const}} dT \quad (4.84)$$

albo

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{\Delta P}{P} - \frac{\Delta T}{T} \quad (4.85)$$

Zmiany poziomu mocy dostarczanej do kanału plazmy wywołują zmiany temperatury ΔT gazu w falowodzie. Dla wolnych zmian mocy możemy założyć, że ciśnienie w falowodzie jest stałe, ponieważ cząsteczki mogą swobodnie uciekać do balastowej objętości z otwartych końców falowodu. Dlatego dla wolno zmieniającego się poziomu mocy W średnie zmiany gęstości ośrodka na skutek zmian mocy wynoszą

$$\frac{dN}{dW} = \frac{dN}{dT} \frac{dT}{dW} = - \frac{P}{kT^2} \frac{dT}{dW} \quad (4.86)$$

Z równań (4.83) i (4.86) otrzymujemy wyrażenie opisujące przestrojenie częstotliwości generacji, spowodowane zmianami temperatury i dysocjacji w wyniku zmian mocy W

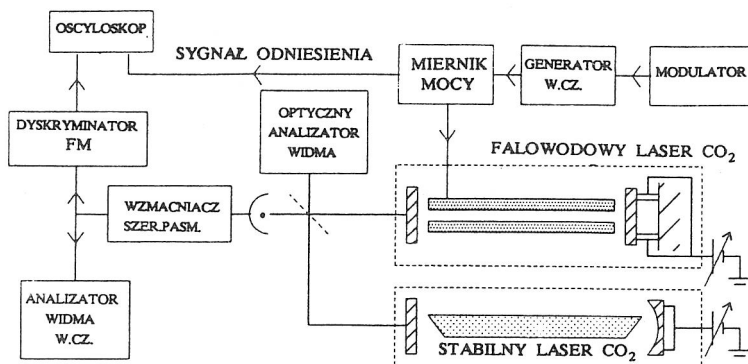
$$\frac{d\nu_0}{dW} = + \frac{\nu_0 \bar{\alpha} P}{2\epsilon_0 kT} \left\{ \frac{1}{T} \frac{dT}{dW} - \frac{1}{\bar{\alpha}} \frac{d\bar{\alpha}}{dW} \right\} \quad (4.87)$$

Zmiany częstotliwości generacji, wywołane zmianami gęstości elektronów pod wpływem zmian mocy, obliczone z (4.80) z uwzględnieniem drugiego członu w (4.81) wynoszą

$$\frac{d\nu_0}{dW} = + \frac{e}{8\pi^2 \epsilon_0 m \nu_0} \frac{dN_e}{dW} \quad (4.88)$$

i wykazują wzrost częstotliwości ze wzrostem mocy, bowiem wzrostowi mocy dostarczanej towarzyszy wzrost gęstości elektronów.

Na rys. 4.24 przedstawiono heterodynowy układ pomiarowy przestrajania częstotliwości lasera falowodowego CO₂ w funkcji zmian mocy w.cz., a na rys. 4.25 wyniki przestrajania częstotliwości lasera pod wpływem zmian mocy [4.36].

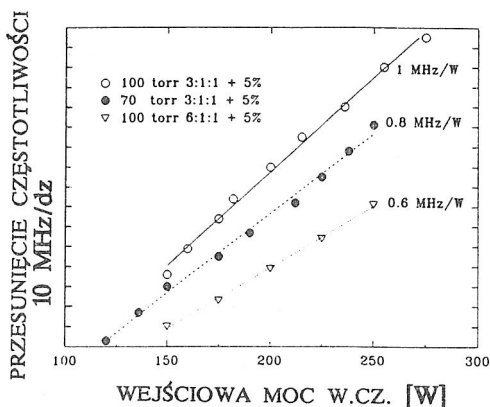


Rys. 4.24. Układ heterodynowej diagnostyki przestrajania lasera falowodowego

Fig. 4.24. Heterodyne diagnostics of a tunable waveguide laser

Rys. 4.25. Przesunięcia częstotliwości generacji lasera falowodowego w funkcji wolno zmieniającej się mocy wejściowej w.cz. dla trzech różnych mieszanin

Fig. 4.25. Shift in single channel frequency for slow changes in input power for three different gas mixtures



Zmiany częstotliwości z wolno zmieniającą się mocą w.cz. zależą od składu mieszaniny i mogą być oszacowane na 0,5–1 [MHz/W]. Wyniki eksperymentalne przestrajania częstotliwości lasera falowodowego wymagają porównania z obliczonymi z (4.87) zmianami pod wpływem temperatury (dT/dW) i dysocjacji ($d\alpha/dW$) oraz obliczonymi z (4.88) zmianami gęstości elektronów (dN_e/dW). Dla optymalnej mocy wejściowej 250 W można oszacować temperaturę na osi falowodu $T \approx 650$ K (rozdz. 4.9) i gęstość

elektronów $N_e \leq 2 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$. Zakładając, że temperatura i gęstość elektronów są proporcjonalne do mocy wejściowej w.cz., otrzymujemy $dT/dW = 1,4 \text{ [K/W]}$ i $dN_e/dW \leq 8 \cdot 10^{14} \text{ [m}^{-3}\text{W}^{-1}\text{]}$. W tabeli 4.3 przedstawiono obliczone średnie wartości polaryzowalności mieszaniny lasera CO_2 [4.36].

Tabela 4.3. Obliczenia średniej polaryzowalności gazu dla dwóch mieszanin, z uwzględnieniem i bez dysocjacji CO_2 . Dla przypadku uwzględniającego wpływ dysocjacji, zmiany polaryzowalności $d\alpha/dW$ obliczono zakładając brak dysocjacji przy zerowej mocy w.cz. i 60% dysocjacji przy 250 W wejściowej mocy w.cz.

Table 4.3. Mean polarisability for two different gas mixtures, with and without CO_2 dissociation. The change of polarisability with power is calculated assuming no dissociation for no power input and 60% dissociation at 250 W input power

Mieszanina He:N ₂ :CO ₂	średnia polaryzowalność $\bar{\alpha}$		$\frac{d\bar{\alpha}}{dW}$
	bez dysocjacji CO ₂	60% dysocjacji CO ₂	
3:1:1 + 5% Xe	$1,30 \times 10^{-40}$	$1,24 \times 10^{-40}$	$2,4 \times 10^{-44}$
6:1:1 + 5% Xe	$0,983 \times 10^{-40}$	$0,961 \times 10^{-40}$	$8,8 \times 10^{-45}$

Wartości obliczeń przestrajania częstotliwości generacji lasera na skutek zmian termicznych, dysocjacji i gęstości elektronów oraz uzyskane wyniki eksperymentalne zestawiono w tabeli 4.4.

Tabela 4.4. Obliczenia udziału trzech mechanizmów przestrajających częstotliwość lasera falowodowego; gęstości gazu (efekt termiczny), dysocjacji CO_2 i zmian gęstości elektronów dla trzech różnych mieszanin gazu. Porównanie z wynikami eksperymentalnymi

Table 4.4. The contribution to tuning rates from; gas density (thermal effect), CO_2 dissociation and electron density changes, calculated for three different gas mixtures, compared to the experimental values

Skład mieszaniny i ciśnienie (He:N ₂ :CO ₂)	Czułość przestrajania [kHz/W]				ekspery- ment
	termiczna	dysocja- cja	gęstość elektronów	całkowita	
	obliczenia				
3:1:1 + 5%Xe, 100Tr	641	57	<1,1	698	1000
3:1:1 + 5%Xe, 70Tr	449	40	<1,1	490	800
6:1:1 + 5%Xe, 100Tr	942	21	<1,1	514	600

Z przedstawionej powyżej analizy wynika, że dominującym mechanizmem przestrajania rezonatora na skutek zmian mocy wzbudzonej jest termiczne przestrajanie, powodujące zmianę gęstości ośrodka w falowodzie. Oczywiście w całkowicie zamkniętym kanale falowodowym lasera, co jest raczej konstrukcją niepraktyczną, grzanie gazu i dysocjacja

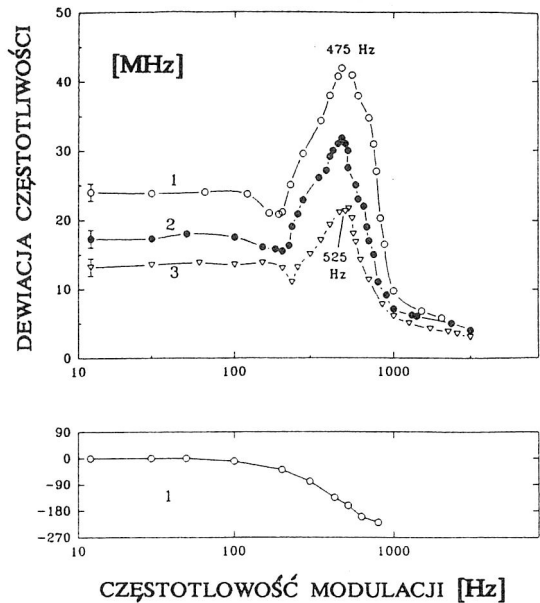
będą powodowały wzrost ciśnienia bez wzrostu średniej gęstości. W takim przypadku należy się spodziewać znacznie mniejszego wpływu zmian mocy na częstotliwość lasera i wtedy w mechanizmie przestrajania lasera mogą dominować zmiany dysocjacji ośrodka i gęstości elektronów.

4.13. MODULACJA CZĘSTOTLIWOŚCI GENERACJI LASERA W WYNIKU MODULACJI MOCY WZBUDZANIA

Modulacja mocy wejściowej wywołuje modulację częstotliwości generacji lasera i efekt ten może być wykorzystany do kontrolowanego przestrajania bądź modulacji częstotliwości lasera. Zjawisko to ma jednak i negatywne skutki. Moc w.cz. wykazuje przypadkowe fluktuacje (szумы i przydźwięk) a skorelowane z nimi fluktuacje częstotliwości pogarszają stałość częstotliwości lasera. Na rys. 4.26 przedstawiono charakterystyki modulacji częstotliwości lasera, zmierzone metodą analizy heterodynowej (rys. 4.27).

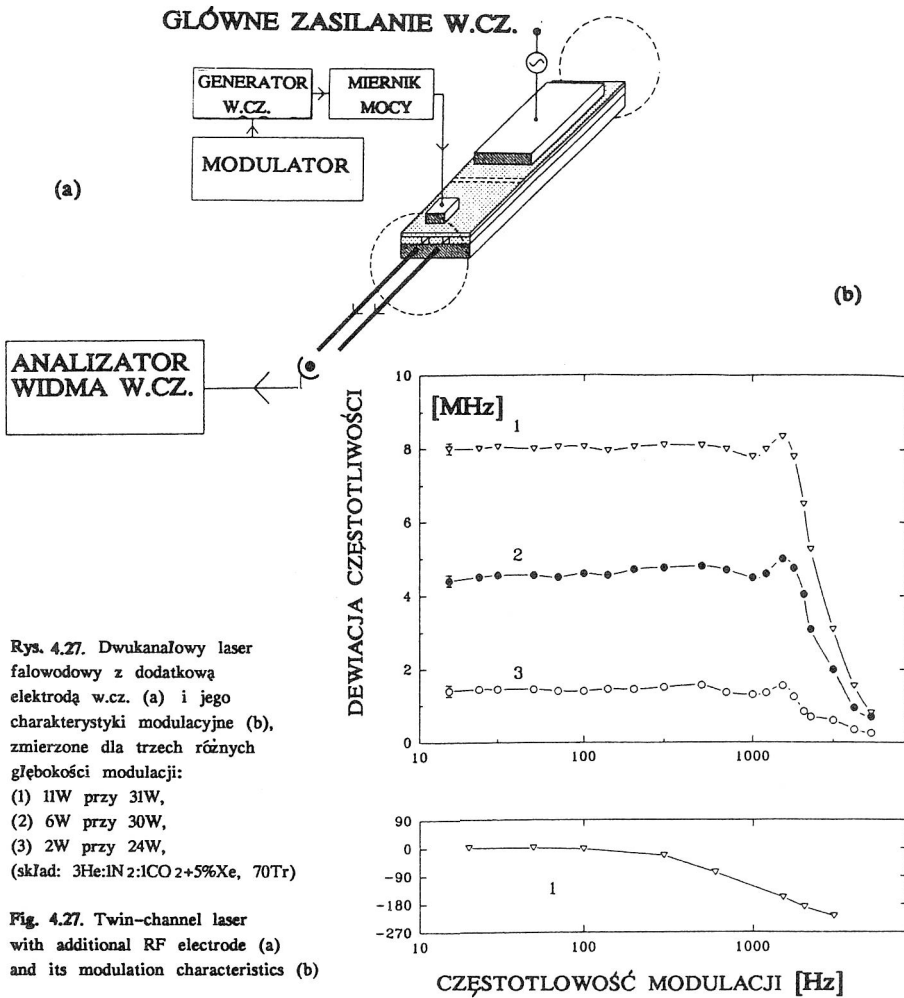
Rys. 4.26. Charakterystyki modulacji częstotliwości generacji falowodowego lasera CO_2 (dewiacja częstotliwości i przesunięcie fazy sygnału) dla:
 (1) $3\text{He}:1\text{N}_2:\text{CO}_2+5\%\text{Xe}$, 10% modulacji mocy, 270W mocy w.cz., 100Tr
 (2) $3\text{He}:1\text{N}_2:\text{CO}_2+5\%\text{Xe}$, 10% modulacji mocy, 220W mocy w.cz., 70Tr
 (3) $6\text{He}:1\text{N}_2:\text{CO}_2+5\%\text{Xe}$, 10% modulacji mocy, 220W mocy w.cz., 100Tr.

Fig. 4.26. Responsivity and phase for frequency modulation of the CO_2 waveguide laser



Dla małych częstotliwości modulacji, dewiacja częstotliwości podąża za zmianami mocy, zgodnie z modelem stałego ciśnienia. Dla wyższych częstotliwości, większych od 100 Hz, efekty dynamiki gazu zależą od szybkości dźwięku, oporności przepływu gazu przez małe rozmiary falowodu i termicznej stałej gazowej, zależnej od przewodzenia energii cieplnej do ścianek i wówczas model stałego ciśnienia w falowodzie, zgodnie z (4.86), dłużej nie obowiązuje. Falowód zachowuje się jak akustyczny rezonator wykazując rezonans

ciśnienia dla akustycznej fali stojącej. Charakterystyki modulacyjne wykazują charakterystyczny rezonans na podstawowej częstotliwości rezonansu akustycznego (około 500 Hz), a przesunięcie fazy w rezonansie o 180° świadczy o dominującym wpływie zmian ciśnienia dla częstotliwości modulacji nieco mniejszych od rezonansowej.



Ideę przestrajania rezonatora falowodowego przez dodatkowo niezależnie wzbudzany odcinek falowodu z osobnego generatora przedstawiono na rys. 4.27a. Charakterystyki modulacji częstotliwości generowanej przez laser mogą być poprawione przez dobór położenia elektrody i rozmiarów szczeliny między elektrodami (rys. 4.27b) [4.36].

5. FALOWODOWE LASERY WIELOKANALOWE I FALOWODOWO-SZCZELINOWE

Długość lasera falowodowego wzbudzanego częstotliwością radiową jest ograniczona z powodu trudności zachowania jednorodnego napięcia wzdłuż kanału wyładowczego (rozdz. 4.7). Względy aplikacyjne preferują krótkie lasery o długości nie przekraczającej 1m, a ostatnie tendencje technologiczne zmierzają raczej ku poszerzaniu struktur laserowych niż ich wydłużaniu. Stąd, na bazie laserów falowodowych rozwijają się dwie nowe koncepcje technologiczne; laserów wielokanałowych i laserów falowodowo-szczelinowych.

(i) Badania laserów wielokanałowych obejmują jedno- lub dwuwymiarowe "upakowanie" laserów falowodowych wzbudzanych ze wspólnego źródła w.cz. zamkniętych wspólnymi zwierciadłami (szereg laserów, lasery macierzowe). Możliwe są dwa jakościowo różne rodzaje pracy takich laserów. Pierwszy, tak zwane niespójne sumowanie wiązek, polega na ogniskowaniu wiązek wszystkich laserów pracujących w sposób niekontrolowany na różnych częstotliwościach [5.1-4]. Sumowanie niespójne daje N -krotne zwiększenie mocy w ognisku zwierciadła lub soczewki N -kanałowego układu. Drugi rodzaj pracy laserów wielokanałowych to sumowanie spójne wiązek, w którym wszystkie lasery układu pracują na tej samej częstotliwości w synchronizmie fazowym. Temu tematowi poświęcono rozdział 6. niniejszej pracy.

(ii) Druga koncepcja rozwoju laserów falowodowych polega na zwiększaniu jednego z poprzecznych rozmiarów falowodu [4.29]. Taką strukturę można nazwać "szczelinowodem", a laser oparty na szczelinowodowym rezonatorze - laserem falowodowo-szczelinowym (slab-waveguide laser).

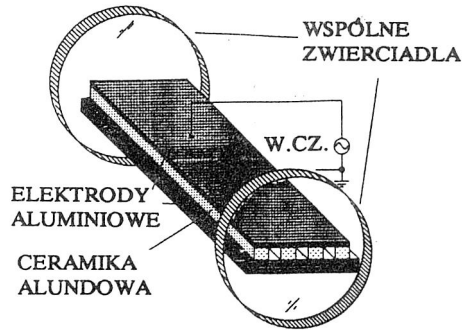
Konstrukcje laserów wielokanałowych i falowodowo-szczelinowych, jako potencjalne technologiczne narzędzia nowoczesnej robotyki, są obecnie intensywnie badane w kilku wiodących laboratoriach w celu uzyskania efektywnych, nieprzepływowych, chłodzonych dyfuzyjnie molekularnych laserów CO_2 i CO o mocy od kilkuset W do kilku kW.

5.1. WIELOKANALOWY SZEREG LASERÓW FALOWODOWYCH

Ideę wielokanałowego szeregu laserów falowodowych na przykładzie struktury trójkanałowej pokazano na rys. 5.1. Pierwsze badania wzbudzania plazmy wielokanałowego szeregu laserów ze wspólnego źródła w.cz. [5.1-2] wykazały, że plazma w.cz. rozkłada się jednorodnie w kanałach w postaci niskoprądowego wyładowania typu α . Najlepszą weryfikacją efektywności pobudzenia szeregu laserów falowodowych jest pomiar rozkładu ich mocy wyjściowej. Przy dobrze zaprojektowanej konstrukcji wielokanałowej moce wyjściowe poszczególnych laserów różnią się nie więcej niż kilka procent [5.3].

Rys. 5.1. Trójkanałowy szereg laserów falowodowych

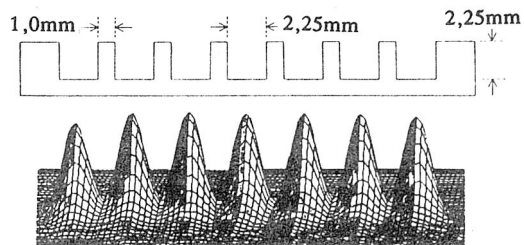
Fig. 5.1. Three-channel laser array



Elektryczne równoległe połączenie N kanałów redukuje N -krotnie całkowitą rezystancję obciążenia dla wzbudzenia w.cz. Na przykład trójkanałowy szereg laserów falowodowych o wymiarach $2,25 \times 2,25 \times 376$ mm przy ciśnieniu 100 Tr dla mieszaniny $\text{He}:\text{CO}_2:\text{N}_2 = 3:1:1 + 5\% \text{Xe}$ daje bardzo dobre dopasowanie do rezystancji wyjściowej generatora w.cz. wynoszącej zwykle $R = 50 \Omega$ [5.4]. O jednorodności mocy wypromieniowanej przez poszczególne kanały decydują takie czynniki, jak: dokładność wymiarów kanałów (rozdz. 4.4), rozkład mocy w.cz. dostarczanej do poszczególnych falowodów oraz stan zjustowania laserów. Precyzyjne konstrukcje wielokanałowych laserów wykonuje się frezując kanały we wspólnej płycie ceramicznej (najczęściej alundowej) o dużej przewodności cieplnej. Konstrukcja taka zapewnia powtarzalność wymiarów i dobry kontakt termiczny między ceramiką i chłodzonymi elektrodami. Na rys. 5.2 przedstawiono przekrój siedmioelementowego szeregu laserów falowodowych CO_2 oraz profil jednomodowych wiązek EH_{11} , dających całkowitą moc 180 W (ze sprawnością 14%) rozłożoną równomiernie w laserach z dokładnością do 3% (średnio ponad 25W na kanał) [5.3]. Wszystkie lasery pracowały w jednej spektralnej linii P20, a detekcja heterodynowa wszystkich możliwych dudnień w ognisku zwierciadła skupiającego wiązki wykazywała bardzo mały rozrzut częstotliwości dudnień nie przekraczający 6 MHz.

Rys. 5.2. Przekrój siedmiokanałowego szeregu laserów falowodowych i profil ich wiązek (pole bliskie)

Fig. 5.2. Channel cross section and output beam profile (near field) of a seven-channel CO_2 waveguide laser array



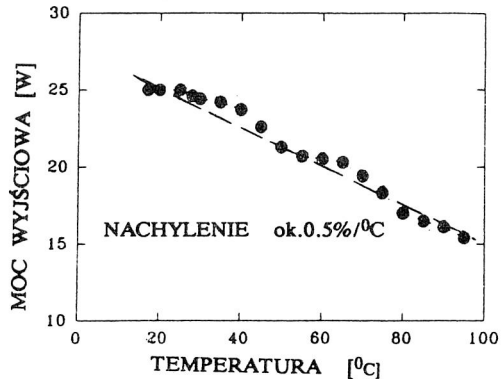
Ostatnio autorzy pracy [5.3] uzyskali z 13-kanałowego szeregu laserów falowodowych z szerokością ścianek 0,5 mm moc wyjściową równą 286 W (22W/kanał).

5.2. PROBLEM CHŁODZENIA ŚCIANEK FALOWODU

W laserach falowodowych, a szczególnie w wielokanałowych, problem efektywnego odprowadzania ciepła z plazmy, a więc chłodzenia ścianek falowodu, odgrywa fundamentalną rolę w maksymalizacji mocy wyjściowych (rozdz. 4.9). Przykład wpływu temperatury ścianek falowodu na moc wyjściową falowodowego lasera CO_2 pokazano na rys. 5.3 [5.5]. Temperaturę ścianek ustalano przez kontrolę temperatury chłodzenia obu elektrod aluminiowych. Z pomiarów tych wynika praktyczny współczynnik spadku mocy wyjściowej lasera $0,5 \text{ \%}/^\circ\text{C}$ [5.5].

Rys. 5.3. Zależność mocy wyjściowej falowodowego lasera CO_2 od temperatury ścianek falowodu [5.5]

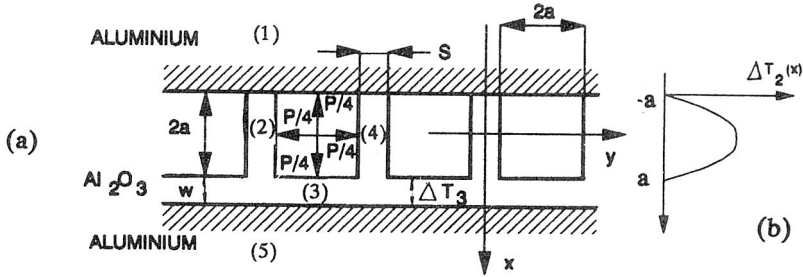
Fig. 5.3. Output power of the CO_2 waveguide laser versus the wall temperature [5.5]



W laserach, w których górną i dolną ściankę stanowią aluminiowe elektrody, a boczne ścianki są płytkami alundowymi, temperatura ścianek falowodu równa jest temperaturze chłodzonej wody (przewodnictwo cieplne ceramiki alundowej jest ośmiokrotnie mniejsze od przewodnictwa aluminium, tabela 4.4). Efektywne odprowadzanie ciepła z kanałów plazmy wielokanałowego szeregu laserów staje się szczególnie ważne, gdy ścianki dzielące falowody są cienkie (mniejsze od 1 mm).

Rozważmy poniżej prosty model przewodzenia ciepła wielokanałowego układu laserów przedstawionego na rys. 5.4. Obliczymy rozkład temperatury ścianek falowodu jednego z szeregu laserów przy następujących założeniach:

1. Wymiary poprzeczne struktury wielokanałowej wynoszą: $2a = 2,25 \text{ mm}$; $w = 0,5 \text{ mm}$; $s = 0,5 \text{ mm}$.
2. Ścianki między sąsiednimi kanałami grzane są z dwóch stron.
3. Chłodzenie zachodzi tylko przez elektrody aluminiowe (1) i (5) o temperaturze chłodzonej wody ($\approx 287 \text{ K}$).
4. Każda ścianka przyjmuje $1/4$ mocy cieplnej wprowadzanej w falowód.
5. Typowa moc doprowadzona do lasera o wymiarach $2,25 \times 2,25 \times 380 \text{ mm}$ wynosi $Q = 220 \text{ W}$, co odpowiada mocy doprowadzanej na jednostkę długości falowodu $Q/L = P \approx 500 \text{ W/m}$.



Rys. 5.4. Przekrój typowego wielokanałowego szeregu laserów falowodowych z zaznaczonymi wymiarami (a), i rozkładem temperatury wzdłuż ścianki dzielącej kanały laserów (b)

Fig. 5.4. The cross-section of typical multichannel waveguide laser array with marked dimensions (a), and the temperature distribution along the wall partitioning laser channels (b)

Temperaturę ścianki wewnętrznej (3) można obliczyć z równania przewodnictwa cieplnego:

$$Q = kA \frac{dT}{dx}, \quad (5.1)$$

gdzie: Q – moc cieplna przewodzona przez całą powierzchnię ścianki $A = 2La$,
 k – przewodnictwo cieplne ceramiki ($k = 25 \text{ W/mK}$).

Dla ścianki o grubości $w = 0,5 \text{ mm}$ oraz typowej mocy cieplnej odprowadzanej przez jednostkę długości jednej ścianki $P' = P/4 = 125 \text{ W/m}$, wzrost temperatury ΔT_3 ścianki (3) obliczony z (5.1) wynosi

$$\Delta T_3 = \frac{P'w}{k(2a)} = 1,1 \text{ K}$$

i jej wpływ na zmniejszenie mocy wyjściowej jest pomijalny.

Rozkład temperatury $\Delta T_2(x)$ w ściance (2) może być obliczony z równania przewodnictwa dla przepływu mocy w punkcie x , które przy założeniu grzania z dwóch sąsiednich falowodów ma postać:

$$\frac{Px}{2(2a)} = -ks \frac{dT_2(x)}{dx} \quad (5.2)$$

i po elementarnych obliczeniach rozkład temperatury w ściance dzielącej falowodu

$$\Delta T_2(x) = T_2(0) - T_2(x) = \frac{Pa}{8sk} \left[1 - \left[\frac{x}{a} \right]^2 \right]. \quad (5.3)$$

Dla ścianki o grubości $s = 0,5 \text{ mm}$ maksymalny przyrost temperatury centrum ścianki

względem jej chłodzonego końca wynosi $T_2(0) - T_2(a) = \Delta T_2(0) = 5,6$ K. W przypadku cienkiej ścianki $s = 100 \mu\text{m}$, przyrost ten osiąga wartość $\Delta T_2(0) \approx 30$ K i może spowodować znaczną redukcję mocy wyjściowej lasera.

Innym istotnym źródłem powodującym wzrost temperatury ścianek może być niedoskonały kontakt między płytką alundową a elektrodą aluminiową. Zakładając na przykład szczelinę średniej grubości $\epsilon = 40 \mu\text{m}$, przewodzenie ciepła zachodzi głównie przez ciekłą warstwę gazu wypełniającego szczelinę, którego przewodnictwo cieplne (rozdz. 4.8, wzór (4.55)) wynosi $k \approx 7 \cdot 10^{-2}$ W/mK. Różnica temperatury między aluminiową elektrodą a płytką alundową może być oszacowana ze wzoru (5.1) i wynosi $\Delta T = P\epsilon/4ka \approx 64$ K, co w świetle wyników przedstawionych na rys. 5.3 może zmniejszyć moc wyjściowej lasera o 30%.

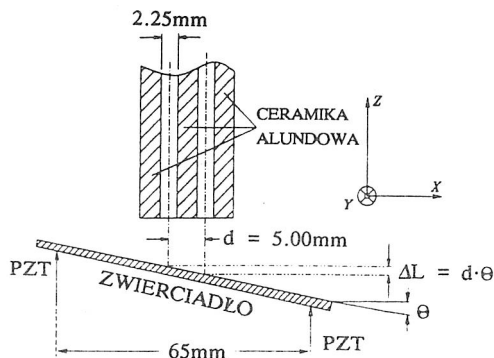
Ważną, praktyczną konkluzją powyższych szacowań jest fakt, że dominującym mechanizmem zwiększającym temperaturę ścianek jest niedoskonały kontakt chłodzonych elektrod z ceramicznymi elementami lasera falowodowego. Dlatego konieczne jest stosowanie elementów falowodu o dużej płaskości i gładkości, zapewniających dobry kontakt termiczny.

5.3. STABILIZACJA CZĘSTOTLIWOŚCI RÓŻNICOWEJ DWUKANAŁOWEGO LASERA FALOWODOWEGO

Wielokanałowe lasery falowodowe wzbudzone w.c.z. są konstrukcjami szczególnie predystynowanymi do budowy stabilnych, optycznych, koherentnych źródeł częstotliwości różnicowej (rozdz. 3.8) [4.16,5.1,5.4-7]. Lasery te zawierają wiele wspólnych elementów, takich jak: układ zasilania, wspólną mechaniczną i optyczną konstrukcję rezonatora, co radykalnie zwiększa stopień korelacji między chwilowymi fluktuacjami częstotliwości laserów. Objawia się to zdecydowaną poprawą biernej stałości częstotliwości różnicowej, 2-3 rzędy lepszej [5.7] w porównaniu z laserami o niezależnych konstrukcjach [5.8].

Rys. 5.5. Przechyli zwierciadła wywołujący różnicę częstotliwości w dwukanałowym laserze falowodowym.

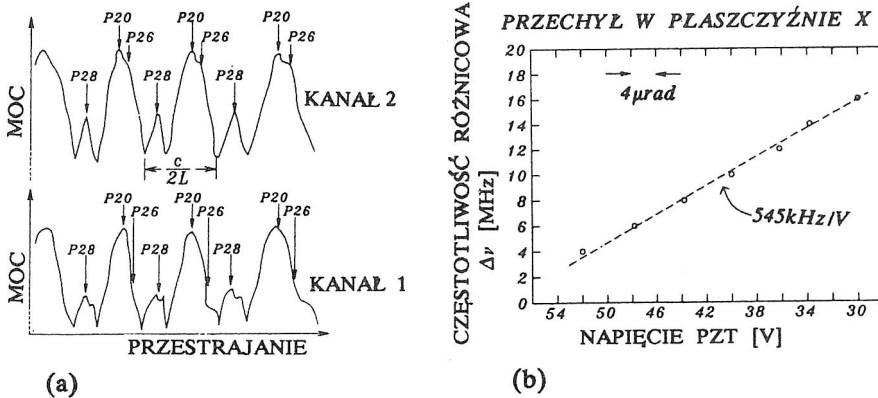
Fig. 5.5. Mirror tilt for a two-channel laser array causing the offset frequency tuning



Częstotliwość różnicowa laserów falowodowych może być kontrolowana przez przechył jednego ze wspólnych zwierciadeł, wywołujący małą zmianę długości każdego rezonatora [5.7]. Rozważając dwa kanały odległe o d (rys. 5.5), różnica częstotliwości $\Delta\nu$ wynikająca z różnicy długości rezonatorów falowodowych $\Delta L = d \cdot \theta$ jest dana przez:

$$\Delta\nu = \frac{c}{\lambda L} \Delta L = \frac{cd}{\lambda L} \theta \quad (5.4)$$

Piezoelektryczne przestrajanie rezonatora selekcjonuje z sygnatury laserów linię emisyjną (rys. 5.6a), a mały przechył zwierciadła, także kontrolowany przez przesuwnik piezoelektryczny (w kierunku osi x), ustala różnicę częstotliwości między laserami. Wymagane przechyły zwierciadła ($\theta \approx$ kilkadziesiąt μrad) są dużo mniejsze niż przechyły wywołujące zmiany w poprzecznej strukturze modu i w mocy wyjściowej ($\theta \approx 1$ mrad, [5.9]). Przykład przestrajania częstotliwości różnicowej dwóch laserów falowodowych przedstawiono na rys. 5.6b.



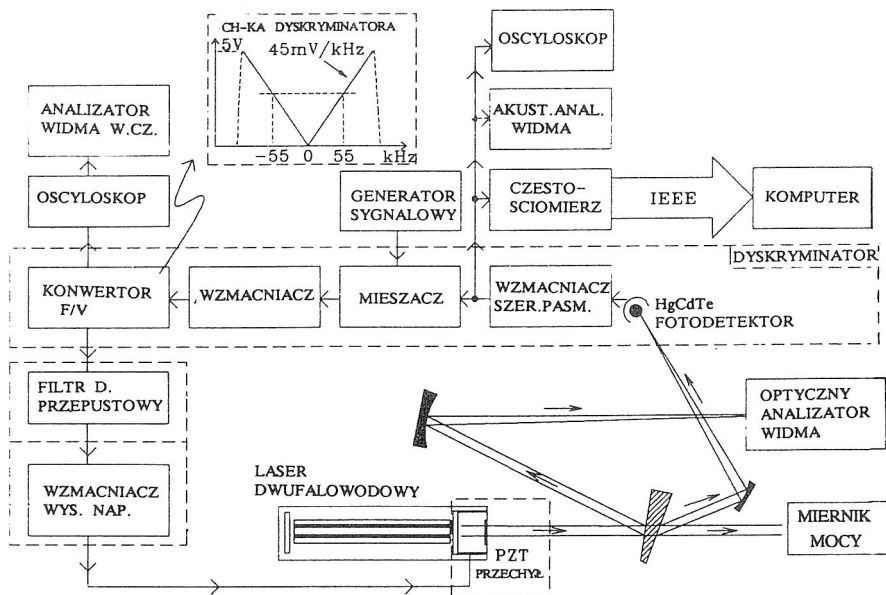
Rys. 5.6. a) Sygnatury dwóch laserów falowodowych przy wspólnym piezoelektrycznym przestrajaniu długości rezonatora.

b) Wyniki przestrajania różnicy częstotliwości między laserami poprzez ciągły przechył zwierciadła [5.7]

Fig. 5.6: a) Signatures of two-channel waveguide lasers.

b) Fine offset-frequency tuning with mirror tilt [5.7]

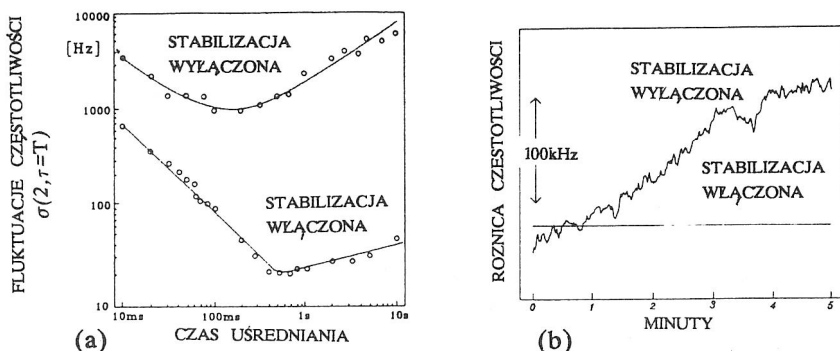
Ten sposób kontroli częstotliwości różnicowej przez piezoelektryczny przechył zwierciadła został wykorzystany do jej aktywnej stabilizacji [5.7]. Układ stabilizacji pokazano na rys. 5.7. Podstawowe elementy pętli stabilizacji opisano w rozdz. 3.3. Zasadniczy element dyskryminatora stanowi konwerter częstotliwość/napięcie (pracujący w pasmie od 0–110 kHz), toteż dla kontrolowania częstotliwości różnicowej w znacznie szerszym pasmie (do około 100 MHz) zastosowano układ mieszania sygnału heterodynowania z sygnałem odniesienia ze stabilnego, przestrajanego generatora. Wzmocnienie otwartej pętli $K(0) \approx 500$, a jej stała czasowa $\tau_0 \approx 0,5$ s.



Rys. 5.7. Układ stabilizacji dwufalowodowego lasera CO₂ [5.7]

Fig. 5.7. Schematic diagram of loop electronics of twin-channel CO₂ waveguide laser [5.7]

Bardzo dobra stałość częstotliwości różnicowej, 20 Hz w czasie uśredniania 1 s, jest wynikiem wzajemnie skorelowanych fluktuacji częstotliwości indywidualnych laserów i dobrych warunków pomiarowych (pneumatycznie amortyzowany stół optyczny, rezonator zbudowany na grubym pręcie inwarowym).



Rys.5.8. a) Stałość częstotliwości różnicowej lasera dwufalowodowego (wariancja Allana) dla średniej częstotliwości różnicowej 15MHz [5.7]

b) Rejestracja różnicy częstotliwości mierzonej co 1 s w czasie 5 minut.

Fig. 5.8. a) Offset frequency stability of double-channel waveguide lasers (Allan variance) for average offset frequency of 15 MHz [5.7]

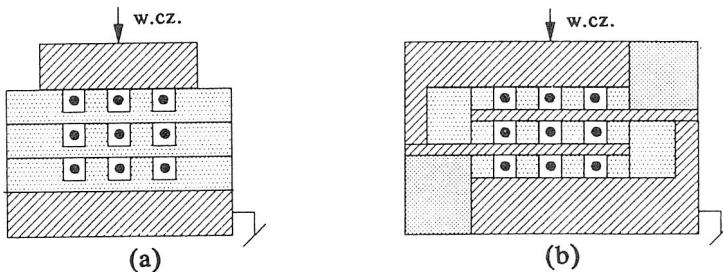
b) The plot of offset-frequency measured for 1 s gate time over 5 minutes

Zmierzoną stałość częstotliwości różnicowej w funkcji czasu uśrednienia (wariancja Allana) dla laserów niestabilizowanych (pętla wyłączona) i laserów stabilizowanych oraz przykład zarejestrowanej różnicy częstotliwości w czasie pokazano na rys. 5.8.

Przedstawione wyniki potwierdzają, że wielokanałowe lasery falowodowe zawierające wspólny układ zasilania i wspólny optyczny rezonator, są znakomitymi optycznymi źródłami kontrolowanej częstotliwości różnicowej dla zastosowań wykorzystujących detekcję heterodynową, takich jak: technika lidarowa, telekomunikacja optyczna, metrologia interferencyjna czy anemometria laserowa.

5.4. WIELOFALOWODOWE LASERY MACIERZOWE

Koncepcja dwuwymiarowego upakowania laserów stwarza możliwości minimalizacji konstrukcji laserowych o dużej ekstrakcji mocy. Dwuwymiarowy układ sześćdziesięciu jeden rur laserowych z wyładowaniem quasi-stałaoprądowym był demonstrowany przez Głowę i innych [5.10]. Technika wzbudzenia w.cz. plazmy daje możliwości znacznie większego upakowywania laserów falowodowych i w porównaniu do wyładowania stałaoprądowego możliwości wprowadzenia do plazmy wielokrotnie większych gęstości mocy. Na rys. 5.9 przedstawiono konfiguracje macierzowych (3×3) laserów falowodowych dla dwóch układów elektrycznego zasilania: szeregowo-równoległego i równoległego.



Rys.5.9. Macierzowe (3×3) wielofalowodowe lasery CO₂ (2,25×2,25×376 mm) w połączeniu:

a) szeregowo-równoległym, b) równoległym

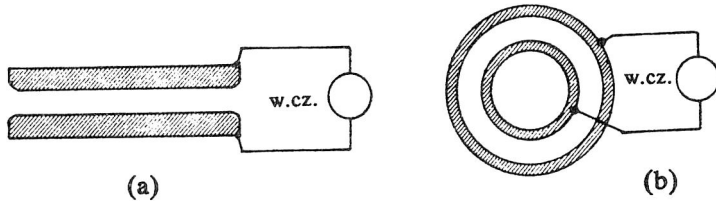
Fig. 5.9. The cross-section of the (3×3) matrix laser array:

a) series-parallel supply, b) parallel supply

Dla układu zasilania szeregowo-równoległego maksymalna moc wyjściowa wynosiła 100 W (9 W/kanał) przy optymalnym ciśnieniu 80 Tr i sprawności 8 % [5.11]. W układzie połączenia równoległego maksymalna moc wynosiła 130 W (11 W/kanał) przy ciśnieniu 90 Tr i sprawności 9 %. Wyniki te są dużo gorsze w porównaniu z możliwościami indywidualnego identycznego lasera (32 W, rozdz. 4.10). Wynika to z nieefektywnego chłodzenia gazu w poszczególnych kanałach i może być poprawione przez zastosowanie efektywnego chłodzenia elektrod. Ostatnio autor uruchomił wielofalowodowy 39-kanałowy (3×13) układ laserów CO₂ o całkowitej mocy wyjściowej 750 W i sprawności 12 % [5.11].

5.5. LASERY FALOWODOWO-SZCZELINOWE

Maksymalna zdolność ekstrakcji mocy i sprawność laserów CO_2 jest ograniczona przez mechanizm kinetyki wzbudzenia plazmy, zjawiska chemiczne takie jak dysocjacja i przede wszystkim przez chłodzenie gazu. Zjawiska te są przyczyną ograniczenia mocy wyjściowej z jednostki długości lasera do około 80 W/m dla laserów z wolnym przepływem lub laserów odciętych [5.12]. Tradycyjne konstruowanie laserów dużej mocy polega na użyciu długich (łamanych) odcinków obszarów ośrodka wzmacniającego albo układów z szybkim przepływem gazu. W alternatywnym podejściu bierze się pod uwagę fakt, że dyfuzyjne chłodzenie plazmy w.cz. może być skalowane raczej powierzchniowo niż liniowo, ze względu na możliwość powierzchniowego wytwarzania plazmy w.cz. i chłodzenia jej między ściankami elektrod. Dwie proste geometrie powierzchniowego wytwarzania plazmy, planarną i walcową [5.12], pokazano na rys. 5.10.



Rys. 5.10. Proste struktury formowania powierzchniowego wyładowania w.cz.: a) planarna, b) walcowa
Fig. 5.10. Simple structures of large-area RF discharge forming: a) planar, b) annular

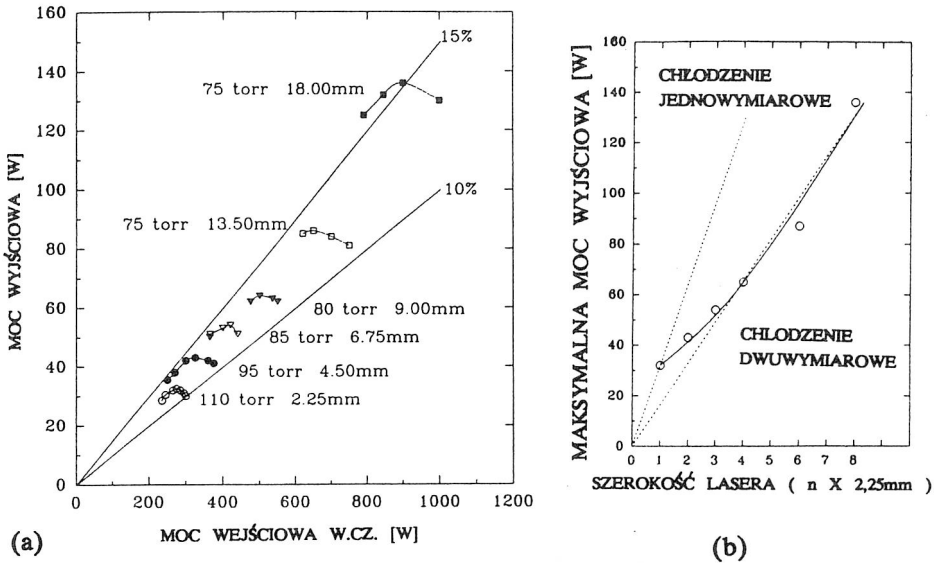
Geometria planarna (rys. 5.10a) jest najprostszą konfiguracją wyładowania powierzchniowego w.cz. Zakładając jednorodność wyładowania między chłodzonymi metalowymi elektrodami o szerokości w i odstępem d , całkowita ekstrakcja mocy z takiej objętości może być oszacowana z prostej zależności

$$P = P_L \left[\frac{w}{d} \right] L = f P_L \left[\frac{A}{d} \right], \quad (5.5)$$

gdzie P_L jest mocą ekstrakcji lasera o przekroju kwadratowym $d \times d$ o dwuwymiarowym chłodzeniu, które dla lasera falowodowego można oszacować na $P_L \approx 80 \text{ W/m}$. Współczynnik f bierze pod uwagę redukcję ekstrakcji, spowodowaną jednowymiarowym dufuzyjnym chłodzeniem gazu do ścianek elektrod. Można więc otrzymać wyrażenie skalujące moc wyjściową lasera planarnego na jednostkę powierzchni

$$P_A = \frac{P}{A} = f \frac{P_L}{d}. \quad (5.6)$$

Na rys. 5.11 pokazano wyniki pomiarów mocy wyjściowej lasera falowodowo-szczelinowego ($d = 2,25$ mm, $L = 376$ mm) dla różnych szerokości szczeliny $w = n \times d$, od $n = 1$ ($w = 2,25$ mm) do $n = 8$ ($w = 18,0$ mm) w funkcji mocy wejściowej w.cz. [5.12]. Badany laser posiadał płaskie zwierciadła $R_1 = 99,8\%$ i $R_2 = 92\%$, standardowy skład mieszaniny $\text{He}:\text{CO}_2:\text{N}_2 = 3:1:1+5\%$ Xe i wzbudzany był częstotliwością 125 MHz.



Rys. 5.11. a) Moc wyjściowa w funkcji mocy pobudzającej w.cz. dla różnych szerokości (w) lasera szczelinowego [5.12]

b) Wykres maksymalnej mocy wyjściowej w funkcji szerokości lasera

Fig. 5.11. a) Laser output power vs RF input power for various discharge widths (w) [5.12]

b) Maximum laser output power plotted against discharge width (in units 2.25mm)

Na szczególną uwagę zasługuje laser o szerokości $w = 18$ mm ($n = 8$), dla którego można założyć, że spełnia warunek jednowymiarowego chłodzenia. Ekstrakcja mocy wyjściowej $P = 136$ W z dużą sprawnością 15%, daje wartość mocy na jednostkę powierzchni $P_A = 20,1$ KW/m² i współczynnik chłodzenia we wzorze (5.6) $f = 0,53$. Optymalne ciśnienie zmniejsza się systematycznie od 110 Tr ($pd = 25$ Tr·cm) dla lasera falowodowego do 75 Tr ($pd = 17$ Tr·cm) dla $n = 8$. Zmniejszenie grubości d szczeliny lasera falowodowo-szczelinowego poprawia warunki chłodzenia plazmy i zgodnie z (5.6) można się spodziewać wzrostu mocy wyjściowej. Towarzyszy temu jednak wzrost strat rezonatora, które zgodnie z (4.23) rosną jak $1/d^3$. W celu znalezienia optymalnych grubości lasera falowodowo-szczelinowego dokonano skalowania mocy wyjściowej lasera o stałej szerokości $w = 18$ mm w funkcji jego grubości d [5.13]. Wyniki tych badań przedstawiono w tabeli 5.1 i można z nich oszacować optymalną grubość $d_{opt} \approx 1,2-1,5$ mm falowodowo-szczelinowego lasera CO_2 . Uzyskiwaniu dużych mocy

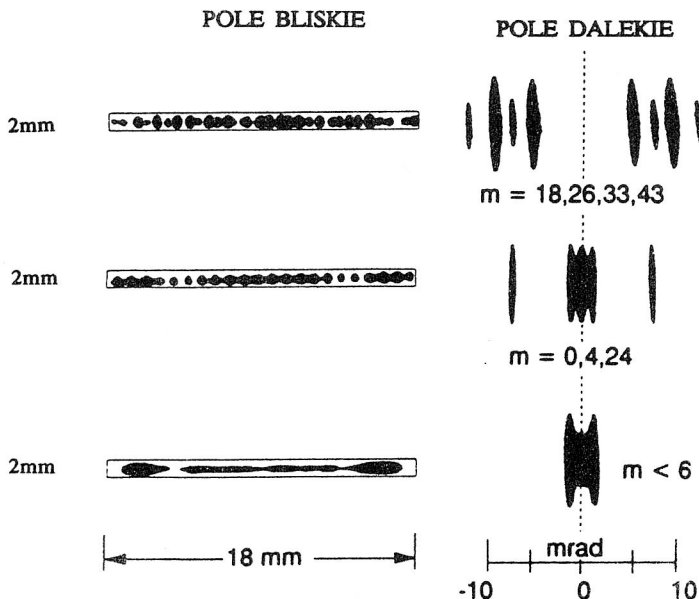
wyjściowych z laserów falowodowo-szczelinowych niestety nie towarzyszy jednorodność emitowanego promieniowania.

Tabela 5.1. Wyniki skalowania mocy wyjściowej lasera falowodowo-szczelinowego o wymiarach $d \times w \times L$ ($w = 18 \text{ mm}$, $L = 376 \text{ mm}$) w funkcji grubości d

Table 5.1. Results of output power scaling of a slab-waveguide laser with dimensions $d \times w \times L$ ($w = 18 \text{ mm}$, $L = 376 \text{ mm}$) as a function of its thickness d

Grubość lasera d [mm]	Max. moc wyjściowa [W]	Wejściowa moc w.c.z. [kW]	Ciśnienie [Tr]	Iloczyn pd [Tr \times cm]	Sprawność [%]	P_A [kW/m ²]
2,25	136	950	75	17	14,3	20,1
2,00	151	1200	95	19	12,6	22,1
1,75	171	1450	110	19,25	11,8	25,2
1,50	193	1500	130	19,5	12,8	28,5
1,00	205	1750	190	17	10,6	27,3
0,70	140	1900	260	18,2	7,4	20,7

Na rysunku 5.12 przedstawiono dwa typowe profile przekroju poprzecznego wiązki z lasera falowodowo-szczelinowego [5.13]. Struktura modowa zmienia się ze stanem zjustowania i poziomem mocy wejściowej w.c.z. i jest trudna do kontrolowania.



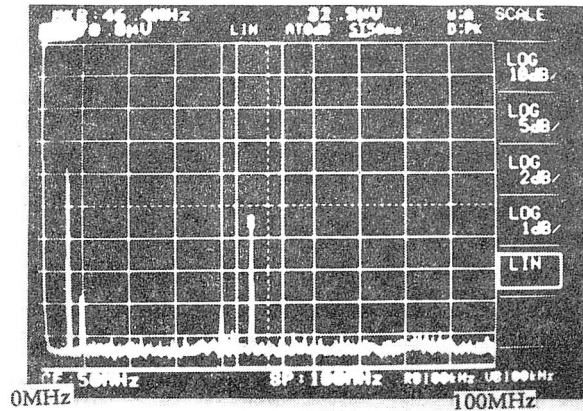
Rys. 5.12. Profile wiązki lasera falowodowo-szczelinowego w polu bliskim i dalekim [5.13]
Fig. 5.12. Examples of the slab-waveguide laser beam profiles in near and far field [5.13]

Fourierowska analiza struktury modowej promieniowania lasera (opisana dokładnie w rozdziale 6.4), polegająca na obserwacji profilu jego wiązki w ognisku soczewki (symulacja pola dalekiego) pokazuje, iż wiązka wyjściowa zawiera kilka (od dwóch do pięciu) modów poprzecznych typu EH_{mn} (n zwykle równe 1) z jednym modem dominującym. Optyczna analiza spektralna w trakcie przestrajania lasera wykazuje jego permanentną generację na linii $P20$, charakteryzującej się największym wzmocnieniem.

Analiza heterodynowa promieniowania lasera falowodowo-szczelinowego, której przykład pokazano na rys. 5.13, uwidacznia liczbę modów poprzecznych i ich relatywne amplitudy. Oryginalnej metodzie selekcji modowej i jej kontroli w laserach falowodowo-szczelinowych poświęcono rozdział 6.7 tej pracy.

Rys. 5.13. Przykład analizy heterodynowej promieniowania, dokonanej przez zdudnianie wiązki lasera falowodowo-szczelinowego ze stabilnym laserem odniesienia

Fig. 5.13. Example of heterodyne analysis of laser radiation obtained by beating of the investigated laser with the stable reference one

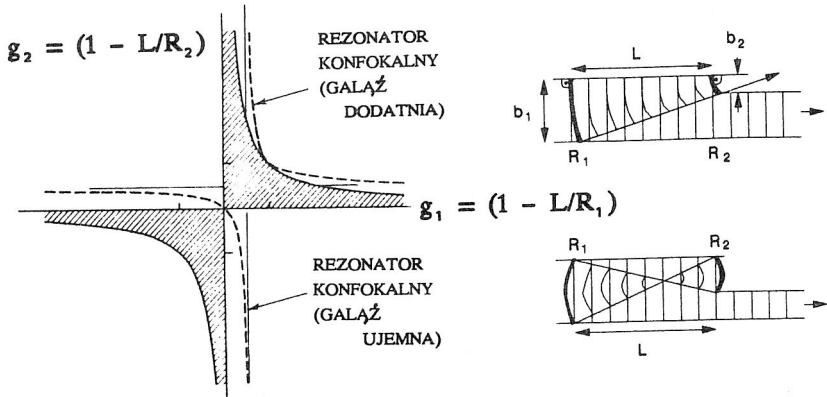


Przedstawione powyżej wyniki potwierdzają niezwykłą atrakcyjność laserów falowodowo-szczelinowych, które są obecnie intensywnie badane w kilku czołowych laboratoriach uniwersyteckich i przemysłowych [5.14–17].

5.6. LASERY FALOWODOWO-SZCZELINOWE Z NIESTABILNYM REZONATOREM KONFOKALNYM

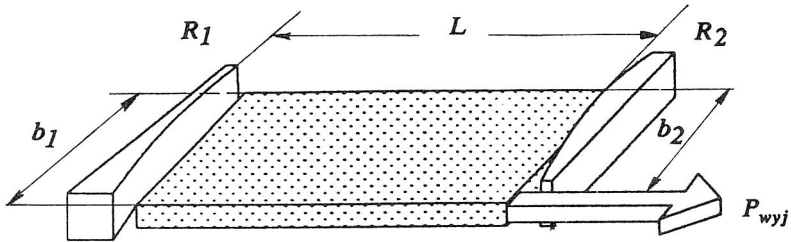
Niestabilne rezonatory optyczne okazały się bardzo użytecznymi w wielu konstrukcjach laserowych, szczególnie tych z dużą objętością i dużym wzmocnieniem ośrodka aktywnego, takich jak lasery TEA CO_2 czy lasery excimerowe [5.18–20]. Możliwości dużej ekstrakcji mocy z laserów falowodowo-szczelinowych wymagają odpowiedniej konfiguracji rezonatora, zapewniającej formowanie jednorodnej wiązki laserowej o małej rozbieżności. Idea zastosowania rezonatora niestabilnego do lasera falowodowo-szczelinowego szczególnie dobrze spełnia to wymaganie. W klasycznym diagramie stabilności rezonatorów optycznych ze zwierciadłami sferycznymi (rys. 5.14) zaznaczono dwie szczególnie użyteczne konfiguracje rezonatorów konfokalnych o tzw.

gałęzi dodatniej rezonatora ($R_1 - R_2 = 2L$) i gałęzi ujemnej ($R_1 + R_2 = 2L$).



Rys. 5.14. Diagram stabilności z zaznaczonymi konfiguracjami konfokalnych rezonatorów niestabilnych
Fig. 5.14. Stability diagram with indicated unstable confocal resonators

Jednowymiarowe konfokalne rezonatory niestabilne okazują być się bardzo użyteczne w zastosowaniu do falowodowo-szczelinowych laserów CO_2 [5.14, 5.16, 5.20-21]. Uproszczony schemat lasera falowodowo-szczelinowego w konfiguracji konfokalnej (gałąź dodatnia) pokazano na rys. 5.15 [5.21].



Rys. 5.15. Schemat lasera falowodowo-szczelinowego z konfokalnym rezonatorem niestabilnym
Fig. 5.15. Schematic diagram of a slab waveguide laser with a confocal unstable resonator

Dla jednowymiarowego rezonatora konfokalnego (gałąź dodatnia), spełniającego warunek $R_1 - R_2 = 2L$, definiuje się geometryczne powiększenie [5.17-21]

$$M = \left| \frac{R_1}{R_2} \right|. \quad (5.7)$$

Część promieniowania, która po jednym pełnym obiegu wychodzi poza rezonator, tak

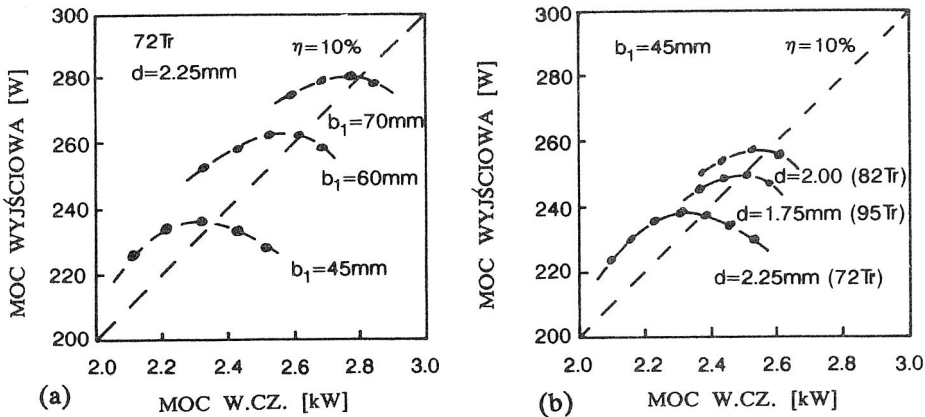
zwana geometryczna transmisja, dana jest wyrażeniem

$$T = 1 - \frac{1}{M}, \quad (5.8)$$

gdy szerokość otworu wyjściowego s (rys. 5.15) spełnia warunek:

$$s = b_1 - b_2 = b_1 - \frac{b_1}{M} = b_1 \left[1 - \frac{1}{M} \right]. \quad (5.9)$$

Optyczna oś rezonatora pokrywa się ze ścianką lasera falowodowo-szczelinowego.

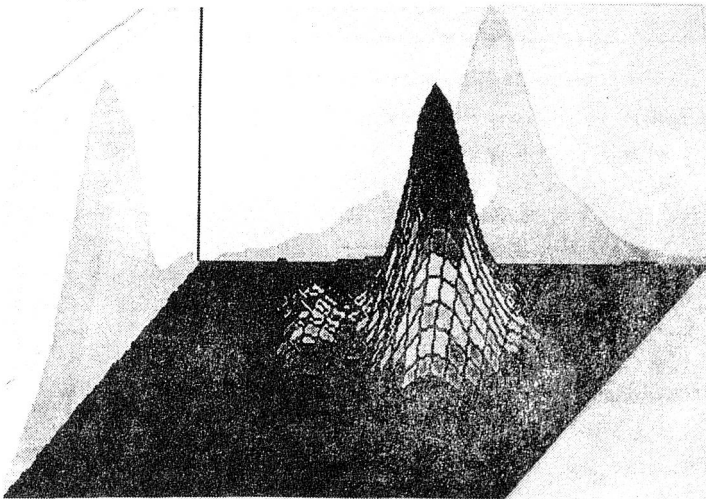


Rys. 5.16. Charakterystyki mocy wyjściowej lasera falowodowo-szczelinowego CO₂ z konfokalnym (gałąź dodatnia) rezonatorem niestabilnym w funkcji mocy w.cz. dla kilku szerokości b_1 rezonatora (a), oraz podobne charakterystyki dla kilku grubości szczeliny d rezonatora (b)

Fig. 5.16. Output power of the slab-waveguide CO₂ laser with confocal (positive branch) unstable resonator for different widths of the slab resonator (a), and similar characteristics for different thicknesses of the slab resonator (b).

Rys. 5.17. Profil wiązki laserowej zmierzony w odległości 0,7 m od zwierciadła wyjściowego

Fig. 5.17. The profile of laser beam measured 0.7m from the output mirror



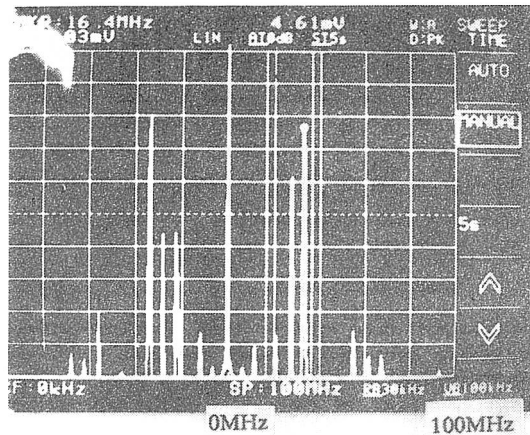
Badania mocy wyjściowej lasera, potrzebne do określenia optymalnych warunków pracy [5.21], obejmowały pomiary mocy wyjściowej dla kilku szerokości otworu wyjściowego b , rezonatora oraz kilku jego grubości d (rys. 5.16).

Uzyskanie jednorodnej wiązki (rys. 5.17) wymaga precyzyjnego zjustowania lasera (specjalnie sprzężony układ laserów He-Ne) z dokładnością do około 0,5 mrad (taki przechyl zwierciadła przesuwają oś rezonatora o około 2,5 mm).

Wiązka laserowa charakteryzująca się jednorodnością w kierunku horyzontalnym wykazuje dyfrakcyjne zaburzenia na ostrej krawędzi metalowego zwierciadła; w kierunku pionowym ma regularny kształt, charakterystyczny dla propagacji z lasera falowodowego. Laser pracuje na najmocniejszej linii P20, jednak nie na jednej częstotliwości. Homodynowa analiza widmowa promieniowania wyjściowego wykazuje, iż wiązka wyjściowa jest sumą kilku modów poprzecznych (rys. 5.18).

Fig. 5.18. Analiza homodynowa promieniowania lasera falowodowo-szczelinowego z niestabilnym rezonatorem konfokalnym

Fig. 5.18. Homodyne analysis of the slab-waveguide laser radiation with a confocal unstable resonator

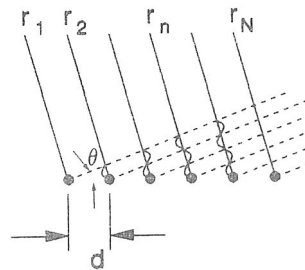


Fizyka tego typu laserów nie jest dokładnie poznana i wymaga obszerniejszych badań, zwłaszcza badań struktury modowej wewnątrz lasera, w rzeczywistości znacznie bardziej skomplikowanej niż w przybliżonym modelu geometrycznym. Ten typ laserów wydaje się atrakcyjny w uzyskaniu krótkiej konstrukcji lasera o mocy wyjściowej 1 kW i więcej.

6. SYNCHRONIZACJA FAZOWA PROMIENIOWANIA LASERÓW FALOWODOWYCH

Idea synfazowych monochromatycznych źródeł ustawionych w liniowy szereg znana jest w wielu dziedzinach: akustyce, technice antenowej, optyce i technice mikrofalowej. Odpowiednikiem liniowego szeregu w optyce jest siatka dyfrakcyjna. Wspólną cechą takich układów jest zasilanie ich ze spójnego źródła (szereg głośników zasilanych ze wspólnego generatora, szereg anten czy radioteleskopów, siatka dyfrakcyjna oświetlona monochromatycznym źródłem).

Prosty model N spójnych, identycznych, jednakowo spolaryzowanych elektromagnetycznych oscylatorów pokazano na rys. 6.1



Rys. 6.1. Liniowy szereg synfazowych spójnych oscylatorów

Fig. 6.1. The array of phase-locked coherent oscillators

Rozkład natężenia pola elektrycznego w polu dalekim od takiego układu jest efektem interferencji promieniowania i wynosi

$$E(r) = \sum_i^N E_0(r) \exp[i\omega t + ikr_i] = E_0(r) \exp[i(kR + \omega t)] \frac{\sin(N\delta/2)}{\sin(\delta/2)}, \quad (6.1a)$$

gdzie $R = \frac{1}{2}(N-1)d\sin\theta + r_1$, $\delta = kd\sin\theta$.

Rozkład natężenia promieniowania w polu dalekim od układu N spójnych źródeł

$$I = \frac{1}{2} E(r)E^*(r) = I_0 \frac{\sin^2(N\delta/2)}{\sin^2(\delta/2)} = I_0 \frac{\sin^2[N(kd/2)\sin\theta]}{\sin^2[(kd/2)\sin\theta]}, \quad (6.1b)$$

gdzie I_0 - natężenie promieniowania indywidualnego źródła.

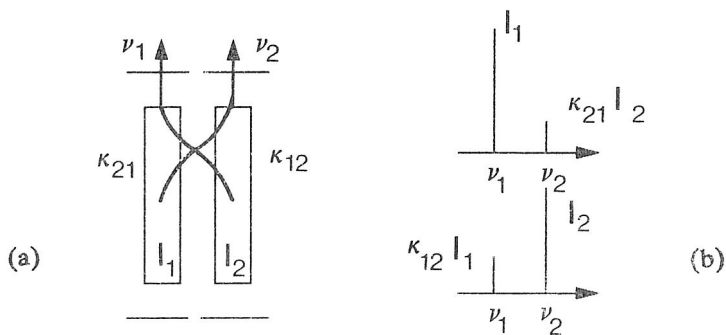
Wąskie maksimum natężenia promieniowania liniowego szeregu oscylatorów występuje w kierunku prostopadłym do szeregu ($\delta = 2m\pi$, źródła oscylują w tej samej fazie) i wynosi N^2I_0 . O ile w przypadku szeregu głośników czy anten wymagania synfazowości źródeł nie są trudne do zrealizowania, są one bowiem zasilane ze wspólnego oscylatora wiodącego, o tyle synchronizacja fazowa promieniowania szeregu laserów jest znacznie trudniejsza.

Techniki synchronizacji fazowej rozwijają się bardzo intensywnie w dziedzinie laserów półprzewodnikowych. Technologia i własności fizyczne ośrodków półprzewodnikowych predystynują te lasery do skutecznej synchronizacji fazowej. W ciągu ostatnich lat synchronizacja fazowa laserów gazowych, szczególnie falowodowych laserów CO_2 wzbudzanych w.cz., stała się również, podobnie jak laserów półprzewodnikowych, obiektem badań koncentrujących się na uzyskaniu sprawnych laserów o małych gabarytach i dużej mocy rzędu kilkuset watów i więcej.

Niniejszy rozdział zawiera opis modelu synchronizacji, wprowadza pojęcie supermodów oraz daje przegląd układów synchronizacji fazowej emisji laserów falowodowych CO_2 wzbudzanych w.cz. W rozdziale 6.7 przedstawiono teorię i pierwsze wyniki badań laserów falowodowo-szczelinowych z filtracją modu E_{m1} symulującego synchronizację N -elementowego liniowego szeregu laserów. Idea ta wydaje się stanowić istotny postęp w rozwoju koherentnych źródeł dużej mocy.

6.1. LASERY SPRZĘŻONE

W celu uzyskania synchronizacji fazowej dwóch laserów, należy zapewnić między nimi pewien sposób sprzężenia przez wzajemny przeciek energii, co symbolicznie ilustruje rys. 6.2. Efektywność sprzężenia wymaga, by struktura promieniowania "przeciekającego" do sąsiedniego lasera była optycznie dopasowana do jego modowej geometrii. W ogólnym przypadku lasery oscylują na dwóch różnych częstotliwościach ν_1, ν_2 . Fakt, że na przykład w laserze (1) o natężeniu promieniowania I_1 wewnątrz rezonatora pojawia się promieniowanie $\kappa_{21}I_2$, z sąsiedniego lasera (2), może być traktowany jako pojawienie się słabego modu w rezonatorze o częstotliwości ν_2 .



Rys. 6.2. Symboliczny obraz dwóch laserów sprzężonych (a) i widmo modowego promieniowania wewnątrz laserów w wyniku sprzężenia (b)

Fig. 6.2 Symbolic set-up of coupled lasers (a) and their mode spectrum as the result of coupling (b)

Przypadek ten stanowi analogię do pracy dwumodowej lasera i jakościowa analiza zachowania się częstotliwości laserów sprzężonych wykazuje analogię do modelu lasera dwumodowego według Lamba [3.1]. Jeśli oba lasery charakteryzują się współczynnikami sprzężenia κ_{12} i κ_{21} , to częstotliwości ich oscylacji dane są wyrażeniami:

$$\left. \begin{aligned} \nu_1 &= \Omega_1 + \rho_1(\nu_0 - \nu_1)I_1 + \tau_{12}(1\nu_2 - \nu_1)\kappa_{12}I_2 \\ \nu_2 &= \Omega_2 + \rho_2(\nu_0 - \nu_2)I_2 + \tau_{21}(1\nu_2 - \nu_1)\kappa_{21}I_1 \end{aligned} \right\}, \quad (6.2)$$

gdzie:

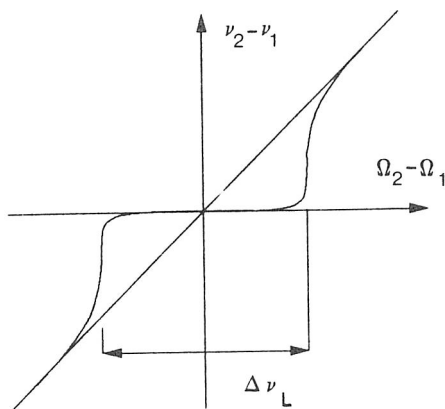
Ω_i – częstotliwość własna wnęki rezonansowej lasera,

$\rho_i(\nu_0 - \nu_i)$ – współczynnik przestrajania częstotliwości w wyniku dyspersyjnego charakteru linii emisyjnej (odpowiedzialny za tzw. efekt "przeciągania" częstotliwości do centrum linii ν_0),

$\tau_{21}(1\nu_2 - \nu_1)$ – współczynnik przestrajania częstotliwości lasera (1) w wyniku deformacji krzywej dyspersyjnej spektralnej linii emisyjnej spowodowanej obecnością modu $\kappa_{12}I_2$ o częstotliwości ν_2 (odpowiedzialny za tzw. efekt "przyciągania" międzymodowego).

Rys. 6.3. Zachowanie się częstotliwości różnicowej laserów w pobliżu pasma synchronizacji

Fig. 6.3. The laser offset frequency behaviour near the locking range



Dla dwumodowej pracy lasera odstęp częstotliwości międzymodowych $\nu_2 - \nu_1 = c/(2L)$ jest na ogół duży (kilkadziesiąt do kilkuset MHz) i efekt przyciągania częstotliwości modowej jest pomijalny. W przypadku synchronizacji laserów sprzężonych, w wyniku ich niezależnego przestrajania, częstotliwość różnicowa może osiągnąć wartości bliskie zeru i wówczas nie można pominąć zjawiska przyciągania, decydującego w tym przypadku o częstotliwościach generacji obu laserów. Gdy lasery oscylują na częstotliwościach mało różniących się między sobą, następuje zjawisko synchronizacji; w wyniku nieliniowości ośrodków lasery zaczynają oscylować na tej samej częstotliwości. Typowy przebieg częstotliwości różnicowej laserów ze sprzężeniem pokazano na rys. 6.3., gdzie zaznaczono podstawowy parametr synchronizacji, jakim jest pasmo "chwytania" synchronizacji $\Delta \nu_L$.

6.2. MODEL SYNCHRONIZACJI FAZOWEJ PROMIENIOWANIA LASERÓW

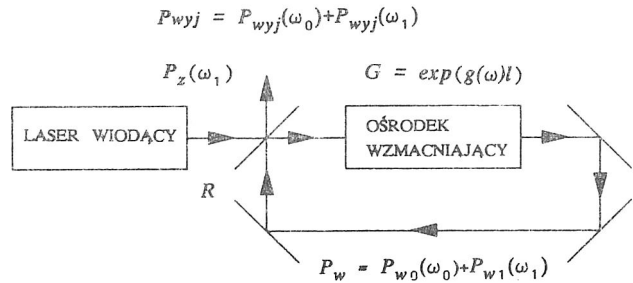
Poniżej zostanie rozważony model synchronizacji fazowej promieniowania dwóch laserów, oparty na przejrzystym przypadku lasera pierścieniowego synchronizowanego zewnętrznym lokalnym oscylatorem wiodącym (rys. 6.4) [6.2-3]. Załóżmy, że linia wzmocnienia ośrodka laserowego jest linią poszerzoną jednorodnie, jak w laserze CO_2 . Ośrodek ten charakteryzuje się podstawowymi parametrami: nienasyconym wzmocnieniem $g_0(\omega)$, natężeniem nasycenia I_s (albo mocą nasycenia P_s). Kształt wzmocnienia $g(\omega)$ takiego ośrodka napromieniowanego monochromatyczną falą o natężeniu $I(\omega)$ ma postać

$$g(\omega) = \frac{g_0(\omega)}{1 + \frac{I(\omega)}{I_s}} \quad (6.3)$$

i jest nieliniową funkcją promieniowania $I(\omega)$.

Rys. 6.4. Schemat układu synchronizacji fazowej lasera pierścieniowego zewnętrznym oscylatorem wiodącym

Fig. 6.4. The schematic system of phase-locking of a ring laser to the external local oscillator



Model lasera pierścieniowego synchronizowanego zewnętrznym laserem wiodącym, bardzo dobrze oddaje istotę synchronizacji fazowej, ponieważ w laserze pierścieniowym łatwo można zdefiniować ilościowo moc $P_{w0}(\omega_0)$ fali biegnącej wewnątrz rezonatora oraz moc $P_{w1}(\omega)$ fali "wstrzykniętej" we wnętrze rezonatora. Załóżmy, że laser pierścieniowy oscyluje swobodnie na częstotliwości ω_0 z mocą wewnątrz rezonatora $P_{w0}(\omega_0)$ i mocą wyjściową $P_{wyj}^0(\omega_0)$. Gdy dobrze dopasowana geometrycznie do rezonatora pierścieniowego wiązka z lasera wiodącego o mocy $P_z(\omega_1)$ zostanie wstrzyknięta przez zwierciadło Z do wnętrza lasera pierścieniowego, całkowita moc promieniowania P_w wewnątrz rezonatora pierścieniowego

$$P_w = P_{w0}(\omega_0) + P_{w1}(\omega_1), \quad (6.4)$$

przy czym zwykle $P_{w0}(\omega_0) \gg P_{w1}(\omega_1)$.

Rozważany rezonator pierścieniowy, nazywany wzmacniaczem regeneratywnym, ma jedno zwierciadło transmisyjne o współczynniku odbicia R (pozostałe zwierciadła są całkowicie odbijające) i charakteryzuje się ilorazowym wzmocnieniem $G = \exp(g(\omega)l)$ ośrodka

wzmacniającego o długości l . Transmitancja takiego wzmacniacza, definiowana jako stosunek mocy wstrzykiwanej $P_z(\omega_1)$ do mocy wyjściowej $P_{wyj}(\omega_1)$ [6.2-3] i wynosi

$$\frac{P_{wyj}(\omega_1)}{P_z(\omega_1)} = \frac{(G-1)(1-R)}{[1 - \sqrt{RG}] + 4\sqrt{RG} \sin^2(\Theta/2)}, \quad (6.5)$$

gdzie Θ jest kątem przestrajania wnęki rezonansowej. Dla rezonatora pierścieniowego o obwodzie $2L$, zmiana kąta Θ o 2π odpowiada przestrojeniu częstotliwości lasera o jeden mod podłużny $\Delta\nu_m = c/(2L)$. Dla częstotliwości ω_1 różniącej się od częstotliwości rezonansowej ω_0 , kąt przestrajania wnęki Θ , z definicji wynosi:

$$\Theta = (\omega_1 - \omega_0) \frac{2L}{c}. \quad (6.6)$$

Gdy częstotliwość ω_1 wstrzykiwanego promieniowania jest dostatecznie blisko częstotliwości rezonansowej ω_0 swobodnie generującego lasera, w wyniku interferencji obu monochromatycznych fal o mocach $P_{w0}(\omega_0)$ i $P_{w1}(\omega_1)$ wewnątrz rezonatora pojawia się ich superpozycja $P(t)$, z charakterystycznym sygnałem dudnieniowym pulsującym na częstotliwości różnicowej $(\omega_0 - \omega_1)$

$$P(t) = P_{w0}(\omega_0) + P_{w1}(\omega_1) + 2\sqrt{P_{w0}(\omega_0) P_{w1}(\omega_1)} \cos(\omega_0 - \omega_1)t, \quad (6.7a)$$

a uwzględniając fakt, że częstotliwości ω_0 i ω_1 obu fal doznają fluktuacji odpowiednio $\omega_0(t) = \omega_0 + \Phi_0(t)$ i $\omega_1(t) = \omega_1 + \Phi_1(t)$, wyrażenie (6.7a) można zapisać w postaci:

$$P(t) = P_{w0}(\omega_0) + P_{w1}(\omega_1) + 2\sqrt{P_{w0}P_{w1}} \cos[(\omega_0 - \omega_1)t + \Phi(t)], \quad (6.7b)$$

gdzie: $\Phi(t) = \Phi_0(t) - \Phi_1(t)$.

Fakt występowania słabego sygnału P_{w1} o częstotliwości ω_1 w obecności silnego sygnału P_{w0} o częstotliwości ω_0 jest równoważny modulowaniu amplitudy sygnału P_{w0} z częstotliwością modulacji $(\omega_0 - \omega_1 + \Phi(t))$. Przy dostatecznie dużym sygnale wiodącym oscylacje mocy promieniowania wewnątrz rezonatora wywołują oscylacje wzmocnienia na częstotliwości ω_0 z częstotliwością modulacji $(\omega_0 - \omega_1 + \Phi(t))$, co można uwzględnić w wyrażeniu (6.3) przez wstawienie członu dudnieniowego

$$g(\omega_0, t) = \frac{g_0(\omega_0)}{1 + \frac{P_{w0}(\omega) + 2\sqrt{P_{w0}P_{w1}} \cos[(\omega_0 - \omega_1)t + \Phi(t)]}{P_s}} \quad (6.8)$$

Oscylacje wzmocnienia $g(\omega_0, t)$ wywołują jego periodyczne zmniejszanie, a w szczególności przy dostatecznie dużym sygnale wiodącym $P_{w_1}(\omega_1)$ mogą obniżyć wzmocnienie do wartości mniejszej od progowej, niezbędnej do podtrzymania oscylacji na częstotliwości ω_0 . W konsekwencji obserwuje się najpierw charakterystyczne nieliniowe zniekształcenie sygnału dudnień między laserami, a następnie okresowe lub całkowite zerwanie generacji na częstotliwości ω_0 i pojawianie się oscylacji tylko na częstotliwości ω_1 . W wyniku fluktuacji częstotliwości obu źródeł obserwuje się regularny harmoniczny charakter zmian mocy $P_{w_0}(\omega_0)$ na częstotliwości $(\omega_0 - \omega_1)$ zaburzony stochastycznym charakterem fluktuacji częstotliwości różnicowej $\Phi(t)$. Jest to typowe zjawisko chaosu. Częstotliwość $\omega_1 = \omega_l$ przy której zachodzi zjawisko zerwania generacji na częstotliwości ω_0 jest nazywana "częstotliwością chwytania" synchronizacji, a pasmo

$$\Delta\omega_l = 2 \frac{\omega_l - \omega_0}{2\pi} = 2\Theta_l \frac{c}{2L} \quad (6.9)$$

pasmem chwytania synchronizacji fazowej. Graniczny kąt Θ_l , przy którym zachodzi zjawisko synchronizacji jest tym punktem w równaniu (6.5), dla którego wzmocnienie ilorazowe $G(\omega_0) = \exp(g(\omega)l)$ staje się wzmocnieniem progowym generacji, to znaczy

$$G(\omega_0)R \approx 1 \quad (6.10)$$

i całkowita moc generacji $P_{g_1}^g(\omega_1)$ wewnątrz rezonatora lasera oscylującego tylko na częstotliwości ω_1 jest prawie identyczna jak moc $P_{w_0}(\omega_0)$ lasera swobodnie oscylującego. W konsekwencji moc wyjściowa $P_{wyj}^g(\omega_0)$ swobodnie oscylującego lasera jest równa mocy wyjściowej $P_{wyj}^g(\omega_1)$ lasera generującego wymuszoną częstotliwość ω_1 ,

$$P_0 \approx P_{wyj}^g(\omega_1) \approx P_{wyj}^g(\omega_0) . \quad (6.11)$$

Dla progowego warunku generacji danego wyrażeniem (6.10) transmisja wzmacniacza regeneratywnego opisana wyrażeniem (6.5) wynosi:

$$\frac{P_{wyj}^g(\omega_1 = \omega_l)}{P_z(\omega_1 = \omega_l)} = \frac{(1 - R)^2}{4R \sin^2 \left[\frac{\Theta_l}{2} \right]} . \quad (6.12)$$

Ponieważ Θ_l jest praktycznie małym kątem, z (6.12) uwzględniając (6.11), otrzymujemy:

$$\Theta_l = \left[\frac{P_z(\omega_1)}{P_0} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{1 - R}{\sqrt{R}} , \quad (6.13)$$

a uwzględniając (6.9), otrzymujemy wyrażenie dla pasma chwytania synchronizacji:

$$\Delta\omega_l = 2\frac{\omega_0}{Q} \sqrt{\frac{P_z(\omega_1)}{P_0}} = 2\Delta\omega_c \sqrt{\frac{P_z(\omega_1)}{P_0}}, \quad (6.14)$$

gdzie Q jest dobrocią bierniej wnęki rezonansowej opisanej wyrażeniem [6.4]

$$Q = \pi\omega_0 \frac{2L}{c} \frac{\sqrt{R}}{(1-R)}, \quad (6.15)$$

a $\Delta\omega_c$ jest szerokością linii rezonansowej biernego rezonatora

$$\Delta\omega_c = \frac{\omega_0}{Q}. \quad (6.16)$$

Interpretacja fizyczna równania (6.14) jest prosta; aby zwiększyć pasmo synchronizacji, należy albo zwiększyć moc wstrzykiwaną $P_z(\omega_1)$, albo zwiększyć szerokość linii $\Delta\nu_c$ przez zwiększenie transmisji zwierciadła wyjściowego (co jednak jest niepraktyczne ze względu na pogarszanie optymalnych warunków pracy lasera).

Dla dwóch identycznych laserów pierścieniowych wzajemnie sprzężonych, w każdym z laserów będzie zachodził podobny efekt synchronizacji, co oznacza dwukrotne zwiększenie mocy wstrzykiwanej. Modyfikacja wyrażenia (6.14) pozwala znaleźć pasmo chwytania dwóch pierścieniowych laserów sprzężonych

$$\Delta\omega_l = 2\Delta\omega_c \sqrt{\frac{2P_z}{P_0}}. \quad (6.17)$$

W układach synchronizacji fazowej laserów liniowych nie jest łatwe obliczenie mocy wstrzykiwanej P_z i szerokości linii rezonansowej $\Delta\omega_c$ tak, jak przejrzyste można to zrobić w modelu lasera pierścieniowego synchronizowanego wiodącym oscylatorem zewnętrznym. Toteż pasmo chwytania można oszacować ze wzoru (6.17) dla dwóch laserów synchronizowanych, a weryfikacji dokonać metodą analizy heterodynowej.

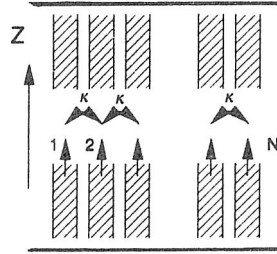
6.3. SUPERMODY SYNCHRONIZOWANEGO SZEREGU LASERÓW

Zalóżmy promieniowanie N identycznych laserów sprzężonych synchronicznie, to znaczy generujących tą samą częstotliwość, różniących się co najwyżej stałą fazą. Taka struktura może być traktowana nie jako N osobnych oscylatorów, ale jako jeden oscylator charakteryzujący się własnym poprzecznym rozkładem promieniowania, nazywany supermodem szeregu laserów. Poniżej zostanie przedstawiony prosty model struktury supermodów promieniowania szeregowego układu laserów, symbolicznie

zilustrowanych na rys. 6.5 [6.4-5].

Rys. 6.5. N -elementowy szereg laserów sprzężonych

Fig. 6.5. N -channel array of coupled lasers



Załóżmy, że każdy laser w szeregu sprzężony jest tylko do "sąsiada" i że stała propagacji supermodu nie różni się bardzo od stałej propagacji indywidualnego lasera pracującego niezależnie. Natężenie pola elektrycznego i -tego kanału ma postać

$$E_i(x, y) = E_0(x, y) \exp(-i\beta_0 z) , \quad (6.18)$$

gdzie $E_0(x, y)$ i β_0 są odpowiednio amplitudą i stałą propagacji izolowanego lasera. W obecności sprzężenia między kanałami pole i -tego kanału spełnia równanie:

$$\frac{dE_i}{dz} = -i\beta_0 E_i - i\kappa E_{i+1} - \kappa E_{i-1} , \quad (6.19)$$

gdzie κ oznacza ułamek pola wstrzykiwanego między kanałami i jest współczynnikiem sprzężenia. Dla szeregu N laserów otrzymujemy układ N równań

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ \vdots \\ E_{N-1} \\ E_N \end{bmatrix} = -i \begin{bmatrix} \beta_0 & \kappa & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \kappa & \beta_0 & \kappa & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \dots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \dots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & \kappa & \beta_0 & \kappa \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & \kappa & \beta_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ \vdots \\ E_{N-1} \\ E_N \end{bmatrix} \quad (6.20a)$$

albo ogólnie

$$\frac{d}{dz} [E] = -i[M][E] , \quad (6.20b)$$

gdzie $[E]$ jest jednokolumnową macierzą pola elektrycznego w kanałach, a $[M]$ jest kwadratową macierzą sprzężenia. Zakładając rozwiązanie pola elektrycznego wewnątrz rezonatora w postaci

$$E_i^{(k)} = E_i^{(k)} \exp(-i\beta_z z) \quad (6.21)$$

równanie (6.20a) przybiera prostszą postać:

$$\begin{bmatrix} \Delta\beta & \kappa & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \kappa & \Delta\beta & \kappa & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & \kappa & \Delta\beta & \kappa \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & \kappa & \Delta\beta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1^{(k)} \\ A_2^{(k)} \\ \vdots \\ A_{N-1}^{(k)} \\ A_N^{(k)} \end{bmatrix} = 0 \quad (6.22)$$

gdzie $\Delta\beta = \beta_0 - \beta_k$. Dla nietrywialnych rozwiązań wyznacznik macierzy musi być równy zeru, co gwarantuje N różnych rozwiązań dla stałej propagacji szeregu laserów i każde rozwiązanie odpowiada różnej strukturze poprzecznej, czyli różnym supermodom. W celu rozwiązania jednego z równań (6.22)

$$(\beta_0 - \beta_k)A_l^{(k)} + \kappa(A_{l-1}^{(k)} - A_{l+1}^{(k)}) = 0 \quad (6.23)$$

założmy rozwiązanie w postaci [6.4]

$$A_l^{(k)} = A_0^{(k)} \sin l\theta, \quad (6.24)$$

gdzie θ jest poszukiwanym parametrem. Stosując przekształcenie trygonometryczne dla A_{l-1} i A_{l+1}

$$\begin{aligned} A_{l-1}^{(k)} &= A_0^{(k)} [\sin l\theta \cos \theta - \cos l\theta \sin \theta] \\ A_{l+1}^{(k)} &= A_0^{(k)} [\sin l\theta \cos \theta - \cos l\theta \sin \theta] \\ \kappa [A_{l+1}^{(k)} + A_{l-1}^{(k)}] &= 2\kappa A_0^{(k)} \sin l\theta \cos \theta, \end{aligned}$$

po podstawieniu do wzoru (6.23) otrzymujemy

$$(\beta_0 - \beta_k) = -2\kappa \cos \theta. \quad (6.25)$$

Ze względu na symetrię, pole pierwszego kanału winno być identyczne jak pole ostatniego, to znaczy

$$A_N^{(k)} \sin N\theta = A_1^{(k)} \sin \theta,$$

stąd

$$\theta = \frac{k\pi}{N+1}. \quad (6.26)$$

Rozwiązanie (6.24) dla pola supermodu $A^{(k)}$ przybiera postać

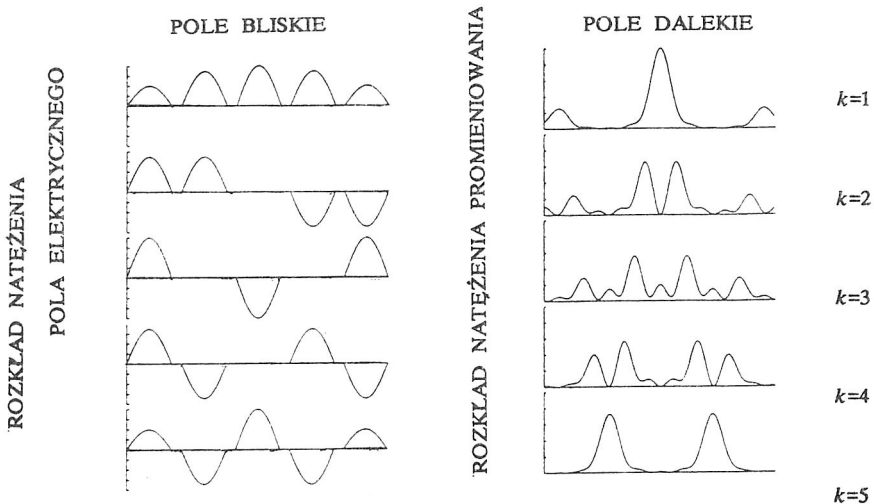
$$A_l^{(k)} = A_0^{(k)} \sin l \left[\frac{k\pi}{N+1} \right], \quad (6.27)$$

$$\beta_k = \beta_0 + 2\kappa \cos \left[\frac{k\pi}{N+1} \right]. \quad (6.28)$$

Z podanych rozwiązań wynika, że dla N -kanałowego szeregu laserów otrzymuje się N różnych struktur modowych (N supermodów), różniących się stałą propagacji. Częstotliwość szeregu N laserów pracujących w k -tym supermodzie może być obliczona z warunku, że przesunięcie fazy pełnego obiegu spełnia warunek samoodtwarzania $\beta_k 2L = q2\pi$. Zakładając $\beta_0 = 2\pi/\lambda_0$, częstotliwość k -tego supermodu

$$\nu_k = \frac{c}{\lambda_0} \left[1 - \frac{\kappa\lambda_0}{\pi} \cos \left[\frac{k\pi}{N+1} \right] \right]. \quad (6.29)$$

Rys. 6.6 przedstawia przykład obliczonych rozkładów pola elektrycznego (pole bliskie) i natężenia promieniowania (pole dalekie) pięciu supermodów pięciokanałowego szeregu laserów.



Rys. 6.6. Rozkład pola supermodów w polu bliskim i dalekim pięciokanałowego szeregu jednakowych laserów sprzężonych
Fig. 6.6. Distribution of the supermodes in a five-channel array with uniform coupling at near and far fields

Rozkłady te nie są jednorodne. Dzieje się to głównie dlatego, że skrajne kanały pierwszy i N -ty są sprzężone tylko z jednej strony. Oczywiście najbardziej pożądanym supermodem jest supermod $k=1$, co symbolicznie zapisuje się (+++), gdzie wszystkie kanały oscylują w tej samej fazie dając praktycznie w polu dalekim jeden prążek o dużym natężeniu (rozd. 6.4). Każda struktura supermodu charakteryzuje się wzmocnieniem i stratami. Na pytanie, które z supermodów najchętniej wzbudzają się w

szeregu, ogólna odpowiedź jest prosta: ten dla którego aktualny stosunek wzmocnienia do strat jest największy. Z danych eksperymentalnych laserowych szeregów półprzewodnikowych [6.6] wiadomo, że najchętniej wzbudzającym się supermodem jest ten, w którym fazy pola w kolejnych kanałach różnią się o π , to znaczy mod typu $(+ \dots - +)$. Można to wyjaśnić faktem, że pole tego supermodu na granicy dwóch kanałów jest równe zero, co zwykle pokrywa się z indywidualnymi modami odosobnionych kanałów. W celu wyrównania profilu supermodu w polu bliskim, w technice laserowych szeregów półprzewodnikowych stosuje się kilka metod; poprzecznego kształtowania wzmocnienia, kształtowania sprzężenia międzykanałowego lub rozstawiania kanałów [6.7–8].

6.4. DIAGNOSTYKA SPÓJNEGO SUMOWANIA POLA PROMIENIOWANIA SYNCHRONIZOWANYCH LASERÓW

Gdy szereg laserów pracuje w synchronizmie fazowym, to znaczy wszystkie kanały pracują na tej samej częstotliwości z tą samą polaryzacją i co najwyżej różnią się stałą fazą, w polu dalekim zachodzi interferencja promieniowania synchronizowanych laserów. Z rozkładu natężenia promieniowania w polu dalekim można wnioskować o typie supermodu wzbudzanego w laserowym szeregu. Natężenie pola elektrycznego w polu dalekim opisane jest całkowym równaniem dyfrakcyjnym Fresnela–Kirchoffa (przypadek jednowymiarowy)

$$E(x_1) = ik \int_{x_0} \frac{E(x_0)(1 + \cos\theta) \exp(-ikr)}{4\pi r} dx, \quad (6.30)$$

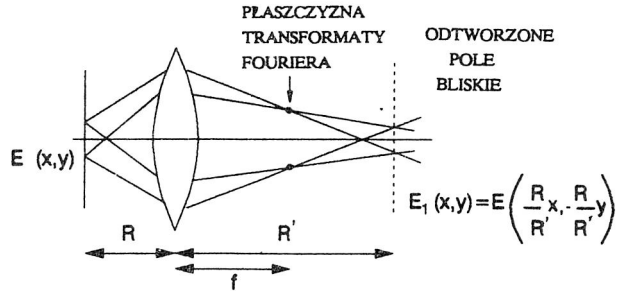
gdzie $E(x_0)$ jest rozkładem pola elektrycznego promieniowania w płaszczyźnie $z = 0$. Gdy $\theta \approx 0$, równanie Fresnela–Kirchoffa przybiera postać:

$$E(x_1) = \frac{i}{\lambda r} \int_{x_0} E(x_0) \exp(-ikr) dx = \frac{i}{\lambda r} \int_{x_0} E(x_0) \exp(-i2\pi f x) dx \quad (6.31)$$

gdzie $f=1/\lambda$ jest częstotliwością przestrzenną. Wyrażenie (6.31) dla pola dalekiego może być interpretowane jako przestrzenna transformata Fouriera. Transformacja promieniowania spójnego przez soczewkę daje w jej ognisku obraz przestrzennej transformaty Fouriera tego promieniowania (teoria Abbe, [6.9]) i jest najprostszą metodą analizy fourierowskiej struktury modowej promieniowania szeregu laserów oraz laserów falowodowo-szczelinowych (rys. 6.7).

Rys. 6.7. Fourierowska analiza promieniowania spójnego

Fig. 6.7. Fourier analysis of coherent radiation



Drugim niezbędnym elementem diagnostyki synchronizacji fazowej jest analiza częstotliwości supermodu a przez to stanu synchronizacji. Pełna synchronizacja emisji szeregu laserów, rejestrowana metodą detekcji homodynowej, charakteryzuje się zanikiem sygnałów dudnieniowych między laserami szeregu. W przypadku "wyskoczenia" jednego lub więcej kanałów ze stanu synchronizacji, w widmie promieniowania w polu dalekim pojawiają się sygnały dudnieniowe łatwo rejestrowane szybkim fotodetektorem w analizatorze widma. Analiza homodynowa pozwala również rejestrować moment pojawienia się synchronizacji, a przez to umożliwia pomiar pasma chwytania $\Delta\nu_l$.

6.5. TECHNIKI SYNCHRONIZACJI FAZOWEJ PROMIENIOWANIA FALOWODOWYCH LASERÓW CO₂

Układy szeregów laserów falowodowych CO₂, zwłaszcza wzbudzanych w.cz., są szczególnie predystynowane do synchronizacji fazowej ich emisji. Przemawia za tym kilka względów technologicznych: dobrze zdefiniowane parametry falowodu; wygodny, pozwalający na duże upakowanie kanałów sposób zasilania; stosunkowo łatwe formowanie różnych konfiguracji sprzęgania laserów przez stosowanie różnych geometrii falowodów; stosowanie wspólnych zwierciadeł rezonatora i wspólnej mieszaniny gazowej.

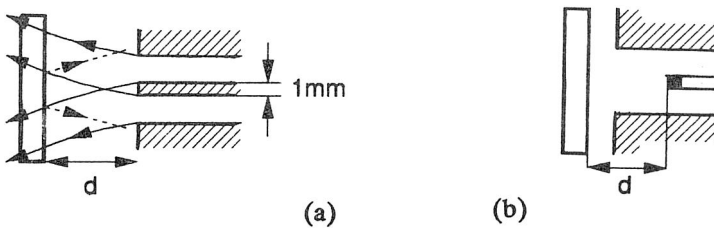
Technika synchronizacji fazowej promieniowania laserów gazowych różni się jakościowo od synchronizacji szeregu laserów półprzewodnikowych, chociaż mechanizm synchronizacji pozostaje ten sam. Lasery półprzewodnikowe charakteryzujące się ogromnym wzmocnieniem nienasyconym g_0 , a więc dużą nieliniowością oraz dużą szerokością linii biernego rezonatora $\Delta\nu_c$, wykazują wyjątkową łatwość synchronizacji. Pasma chwytania synchronizacji jest porównywalne z częstotliwością międzymodową modów podłużnych i nawet bardzo duże niestałości częstotliwości laserów półprzewodnikowych nie zaburzają synchronizacji. Lasery gazowe, charakteryzujące się znacznie mniejszym wzmocnieniem, wymagają szczególnej kontroli geometrii, warunków wzbudzenia i biernej stałości generacji częstotliwości szeregu laserów, bowiem ich chwilowe dewiacje częstotliwości mogą być większe od pasma chwytania synchronizacji.

Głównym motywem aplikacyjnym badań synchronizacji falowodowych laserów CO_2 jest konstrukcja laserowego szeregu o maksymalnej liczbie kanałów i ekstrakcji mocy każdego kanału w szeregu, porównywalnej z maksymalną mocą indywidualnego lasera.

W niniejszym rozdziale przedstawiony zostanie przegląd układów synchronizacji laserów falowodowych CO_2 . Dziedzina ta znajduje się dopiero w początkowym stadium rozwoju. W 1984 r. Youmans [6.10] opublikował pierwsze wyniki synchronizacji laserów falowodowych CO_2 o mocy wyjściowej kilku watów. Obecnie otrzymuje się lasery dające w synchronizmie moce ponad 100 W [6.11].

6.5.1. DYFRAKCYJNE SPRZĘGANIE LASERÓW FALOWODOWYCH

Jednym z najprostszych sposobów zapewnienia sprzężenia między kanałami jest odsuwanie wspólnego zwierciadła od końca szeregu kanałów [6.12–13]. Dyfrakcyjne rozbieganie się wiązki powoduje, że część promieniowania z jednego kanału trafia do sąsiedniego kanału zapewniając sprzężenie laserów (rys. 6.8).



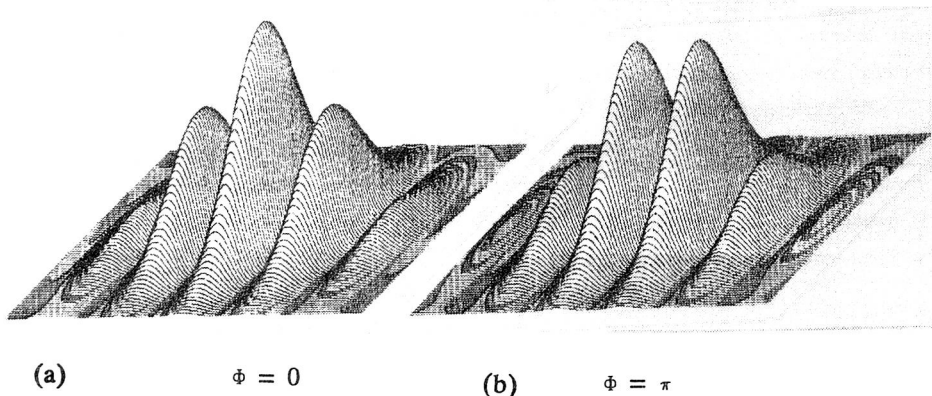
Rys. 6.8. Dyfrakcyjne sprzężenie między kanałami laserów falowodowych:

- przez odsuwanie wspólnego zwierciadła,
- przez stosowanie krótkiej ścianki między falowodami z odbijającym zwierciadłem na końcu ścianki

Fig. 6.8. Diffraction coupling between channels:

- by removing a common mirror,
- by using short partition with small reflecting mirror

Badania wykorzystujące dyfrakcyjne sprzężenie laserów falowodowych CO_2 [6.14] o standardowych wymiarach ($2,25 \times 2,25 \times 376$ mm) pokazały, że metoda ta jest nieefektywna. Dla ścianki o grubości 1 mm między dwoma kanałami, pierwsze obserwacje słabej synchronizacji (pasmo chwytania $\Delta\nu_l \approx 100$ kHz) występowały przy odsunięciu zwierciadła o $d = 20$ mm, co jednak powodowało 20% spadek mocy wyjściowej laserów. Obserwowano charakterystyczne obrazy interferencyjne w polu dalekim dwóch synchronizowanych laserów: dla przypadku, gdy lasery oscylowały w fazie ($\Phi = 0$) i przeciwfazie ($\Phi = \pi$), jak ilustruje rys. 6.9. Odsuwanie zwierciadeł o więcej niż 20 mm zwiększało wprawdzie sprzężenie, ale drastycznie zmniejszało moc laserów ze względu na rosnące straty dyfrakcyjne sprzężenia falowod-zwierciadło (rozd. 4.5).



Rys. 6.9. Profile obrazów interferencyjnych w polu dalekim synchronizowanych laserów pracujących w fazie (a) i przeciwfazie (b)

Fig. 6.9. Profiles of interference patterns of phase-locked double-channel laser operating in symmetric (a) and antisymmetric (b) modes

Synchronizację otrzymano przez piezoceramiczne przechylenie jednego ze zwierciadeł rezonatora, zmieniając częstotliwość różnicową między laserami (wzór (5.4)). Istotną modyfikację dyfrakcyjnego sprzężenia, poprawiającą warunki synchronizacji, przedstawiono na rys. 6.8b. Dzięki skracaniu alundowej ścianki (o grubości 0,5 i 1,0 mm) dzielącej lasery falowodowe, zakończonej małym odbijającym zwierciadłem, straty dyfrakcyjne były istotnie zredukowane. Aktywna długość lasera wynosiła 200 mm. Stosując różne długości odcięcia ścianki, dokonano skalowania efektu synchronizacji, mierząc moc wyjściową laserów, pasmo chwywania synchronizacji oraz typ sprzężenia. Wyniki zestawiono w tabeli 6.1.

Tabela. 6.1. Warunki synchronizacji dwóch laserów falowodowych z regulowaną długością ścianki
Table. 6.1. Phase-locking conditions for double-channel array with partial cut-back of separation wall

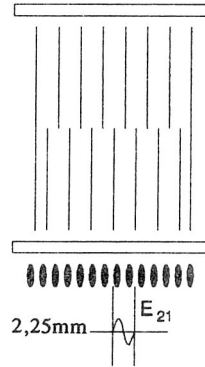
Grubość ścianki [mm]	Moc laserów		Długość odcięcia ścianki d [mm]	Pasma chwywania synchr. $\Delta\nu_l$ [kHz]	Typ modu
	nie-synchron. [W]	z synchron. [W]			
1	15	15	28	~ 50	$\pi, 0$
	14	15	63	~ 200	$\pi, 0$
	13	17	73	~ 1000	π
	12,5	17,5	93	~ 1200	π
0,5	15	15	11	> 30	$\pi, 0$
	15	15	21	-100	$\pi, 0$
	13	13,5	32	500	π
	13	13,5	63	~ 3200	π

6.5.2. SPRZĘŻENIE MIĘDZYKANALOWE TYPU "Y"

Wykorzystując technikę sprzężenia kanałów laserów półprzewodnikowych polegającą na kształtowaniu kanałów w taki sposób, że jeden kanał przechodzi w dwa poprzez sprzężenie typu "Y" [6.15], Hart i inni [6.16] zastosowali podobną technikę sprzężenia laserów falowodowych CO₂ (rys. 6.10).

Rys. 6.10. Widok sześciokanałowego szeregu falowodowych laserów CO₂ pobudzanego w.c.z. ze sprzężeniem typu "Y" wymuszającym propagację modu EH₂₁ w kanałach [6.17]

Fig. 6.10 The view of a six-channel staggered-array propagating EH₂₁ mode in each channel [6.17]



Przedstawiona struktura wymusza generację modu EH₂₁ w każdym kanale. Stosując bardzo cienkie ścianki (127 μm) otrzymano synchronizację fazową w pasmie chwytania synchronizacji $\Delta\nu_l = 26$ MHz. Ze względu na naprzemienny rozkład pola supermodu (+-+...+-), w polu dalekim (w ognisku zwierciadła) otrzymano dwa prążki. Maksymalna moc takiego szeregu laserów sprzężonych fazowo wynosiła 62 W, a sprawność 5,4 %. Ta nieduża sprawność może być wyjaśniona znacznymi stratami dyfrakcyjnymi wprowadzanymi przez krawędzie ścianek oraz małą zdolnością odprowadzania ciepła przez cienkie ścianki dzielące (rozdz. 5.2).

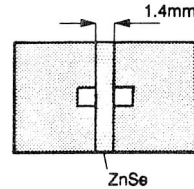
6.5.3. SPRZĘŻENIE ROZŁOŻONE WZDŁUŻ KANAŁÓW

Większość laserowych szeregów półprzewodnikowych oparta jest na takim kształtowaniu przekroju współczynnika załamania obszaru między kanałami, aby część energii wzajemnie przeciekała do laserów, zapewniając sprzężenie podtrzymujące synchronizację fazową. Sprzężenie zachodzi na całej długości laserów i może być projektowane i kontrolowane w procesie technologicznym z dużą dokładnością [6.17–18]. W przypadku laserów gazowych idea rozłożonego sprzężenia może być realizowana w dwojaki sposób: przez stosowanie transparentnych ścianek między kanałami lub przez kształtowanie przekroju kanałów zapewniające najefektywniejsze sprzężenie. Pierwszą jakościową demonstrację synchronizacji fazowej falowodowych laserów CO₂ zasilanych prądem stałym przedstawił Youmans [6.10]. Dwa kanały wydrążone w ceramice

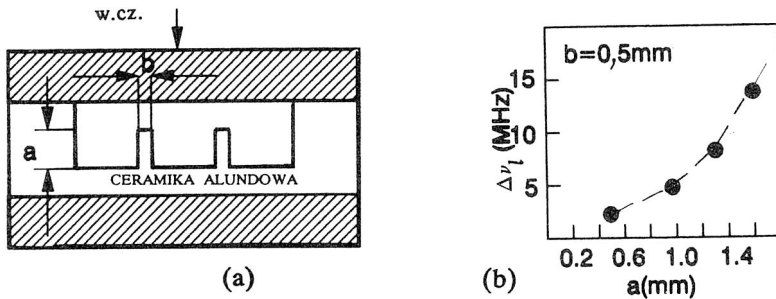
alundowej ($1 \times 1 \times 100$ mm) przedzielone były wypolerowaną ścianką z selenku cynku spełniającą rolę transparentnej ścianki (rys. 6.11). Stosowanie transparentnych ścianek jest niepraktyczne ze względu na ich małą przewodność cieplną i trudności w otrzymaniu długich płasko-równoległych cienkich płytek transmisyjnych.

Rys. 6.11. Przekrój dwukanałowego lasera falowodowego z transmisyjną ścianką ZnSe [6.10]

Fig. 6.11. The cross-section of a double-channel waveguide laser with ZnSe partition [6.10]



Znacznie efektywniejsze konfiguracje rozłożonego sprzężenia były ostatnio demonstrowane w kilku pracach [6.11, 6.19–20]. Newman i inni [6.20] przedstawili układ szeregu falowodowych laserów CO_2 pobudzanych w.cz. sprzężonych przez formowanie ścianki dzielącej między kanałami laserów falowodowych (rys. 6.12).



Rys.6.12.(a) Przekrój trójkanałowego szeregu falowodowych laserów CO_2 wzbudzanych w.cz. z rozłożonym sprzężeniem uformowanym przez szczelinę w ściance dzielącej [6.19],

(b) pasmo chwytania synchronizacji dla dwóch kanałów w funkcji grubości szczeliny

Fig.6.12.(a) The cross-section of a laser channel coupled ridge hollow waveguide laser array [6.19],

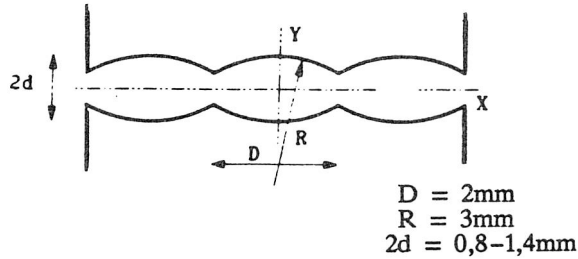
(b) the locking-range of two-channels as the function of gap width

Dla typowych rozmiarów falowodów ($2,25 \times 2,25 \times 376$ mm), trójkanałowy szereg laserów dawał maksymalną moc 50 W ze sprawnością 10 %. W wyniku precyzyjnego przechyłu wspólnego zwierciadła obserwowano supermody: symetryczny (+++) i antysymetryczny (+--+). Pomiar pasma chwytania synchronizacji tej struktury pozwala sformułować istotny wniosek, iż w celu otrzymania synchronizacji laserów falowodowych należy zapewnić kontrolę częstotliwości różnicowej między poszczególnymi kanałami z dokładnością 10–20 MHz.

Bourdet i inni [6.20] badali trójkanałowy szereg tak zwanych samoogniskujących laserów CO_2 (rys. 6.13) pod kątem selekcji supermodów takiego szeregu.

Rys. 6.13. Przekrój trójkanałowego szeregu falowodowych laserów samoogniskujących [6.21]

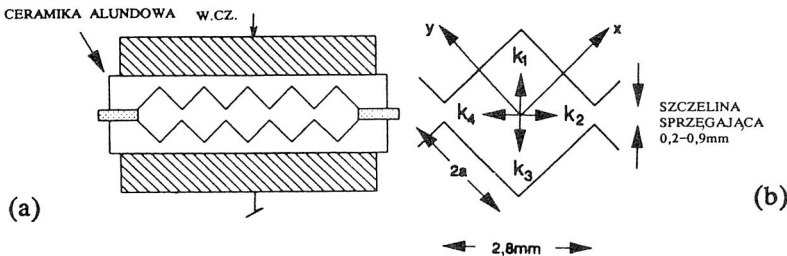
Fig. 6.13. The cross-section of three-channel self-focusing waveguide laser array [6.21]



Taki szereg laserów o długości 100 mm oscylował w supermodzie (+++) z mocą wyjściową 4 W.

6.5.4. SZEREG LASERÓW FALOWODOWYCH ZE SPRZĘŻENIEM DIAGONALNYM

Inną geometrię sprzężenia rozłożonego laserów falowodowych, nazwaną szeregiem laserów z rozłożonym sprzężeniem diagonalnym [6.11], polegającym na uformowaniu falowodowych kanałów o przekroju kwadratowym wzdłuż ich wspólnej przekątnej, przedstawiono na rys. 6.14.



Rys. 6.14. Przekrój pięciokanałowego szeregu diagonalnie sprzężonych laserów (a) i orientacja wektorów falowych czterech fal płaskich tworzących strukturę modu falowodowego (b), [6.11]

Fig. 6.14. Structure of five-channel diagonally coupled laser array (a) and the orientation of the four wave vectors making up the waveguide mode (b), [6.11]

Mechanizm sprzęgania takiego układu można wyjaśnić powołując się na czterofalowy model rozkładu pola w rezonatorze falowodowym (rozd. 4.4) o przekroju kwadratowym. Mod EH_{11} opisany wyrażeniem (4.31)

$$E(x, y) = E_0 \cos \left[\frac{\pi x}{2a} \right] \cos \left[\frac{\pi y}{2a} \right],$$

może być traktowany jako superpozycja czterech fal płaskich, propagowanych symetrycznie pod kątem $\theta = \lambda/(4a)$ względem osi falowodu. Dwie z nich (k_2, k_4) są skierowane w kierunku wspólnej przekątnej, tworząc rozłożone sprzężenie zależne od wymiarów szczeliny g . Pomijając efekty dyfrakcji na krawędziach, mody laserów w sąsiednich

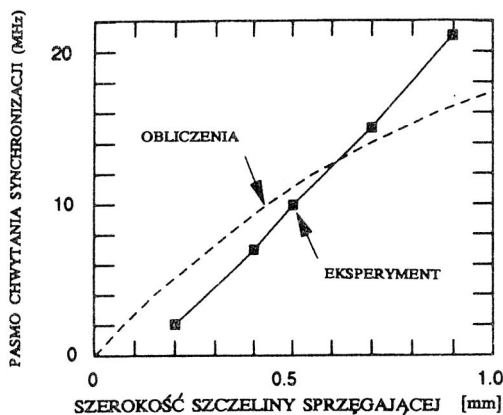
kanałach naturalnie pasują do siebie, jeśli tylko wymiary kanałów są jednakowe z dużą dokładnością. Geometria ta pozwala zdefiniować geometryczny współczynnik sprzężenia κ jako stosunek mocy (P_i) przeciekającej do sąsiedniego kanału do mocy (P_0) w tym kanale. Czterofalowy model pozwala określić współczynnik sprzężenia z rozmiarów geometrycznych; jako stosunek przekątnej d kanału do szerokości g szczeliny ze współczynnikiem $1/4$, bowiem tylko jedna z czterech fal przecieka do sąsiedniego kanału

$$\kappa = \frac{P_i}{P_0} = \frac{g}{4a} \quad (6.32)$$

W praktycznej realizacji płytki ceramiczne z wyfrezowanymi kanałami o długości 386 mm zaciśnięto między dwiema metalowymi elektrodami chłodzonymi wodą. Stosując częstotliwość wzbudzenia 125 MHz, obserwowano jednorodnie uformowane wyładowanie mimo niekonwencjonalnej geometrii elektrod. Rezonator tworzyły płaskie zwierciadła ($R_1 = 0,92$, $R_2 = 1$) położone blisko końców falowódów (konfiguracja I). Synchronizacja fazowa była monitorowana przez obserwacje zaniku częstotliwości dudnień między laserami w analizatorze widma i na oscyloskopie oraz obserwacje przestrzennego widma fourierowskiego synchronizowanych wiązek na termoczułym ekranie w ognisku zwierciadła skupiającego. Badania obejmowały pomiar pasma chwytania synchronizacji promieniowania z dwóch kanałów podczas piezoelektrycznego przechyłu i przestrajania jednego ze zwierciadeł w funkcji szerokości szczeliny g (rys. 6.15).

Rys. 6.15. Zmierzone i obliczone pasmo chwytania synchronizacji dla pary kanałów w funkcji zmieniającej się szczeliny

Fig. 6.15. Measured and calculated phase-locking range for pairs of channels in array, with varying coupling gap



Opierając się na modelu synchronizacji fazowej, opisanym w rozdziale 6.2 dla lasera pierścieniowego, pasmo chwytania synchronizacji ma postać

$$\Delta\nu_l = 2\Delta\nu_c \sqrt{\frac{P_z}{P_0}} \quad (6.33)$$

gdzie $\Delta\nu_c$ jest szerokością linii rezonansowej biernego rezonatora lasera, P_z , P_0 są odpowiednio mocą "wstrzykiwaną" i mocą wyjściową. Modyfikacja wyrażenia (6.33) dla przypadku rozłożonego sprzężenia między dwoma laserami z diagonalnym sprzężeniem, o współczynniku sprzężenia κ danym wyrażeniem (6.32), przybiera postać

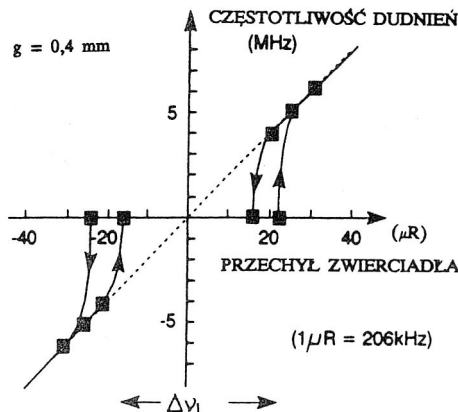
$$\Delta\nu_l = 2\Delta\nu_c \sqrt{4\kappa} = 4\Delta\nu_c \sqrt{\kappa} \quad (6.34)$$

Współczynnik 4 pod pierwiastkiem odpowiada za dwa efekty: każda z biegnących fal w rezonatorze składająca się na falę stojącą podwaja sprzężenie, a fakt, że oba lasery biorą udział w synchronizacji powoduje dodatkowe podwojenie sprzężenia.

Szerokość linii biernego rezonatora obliczona z wyrażen (6.15) i (6.16) wynosi

$$\Delta\nu_c = \frac{c}{2l} \frac{[1 - (R_1^* R_2)]^{\frac{1}{2}}}{\pi (R_1^* R_2)^{\frac{1}{4}}}, \quad (6.35)$$

gdzie $R_1^* = R_1' - 2\kappa - \alpha$ - współczynnik odbicia zwierciadła wyjściowego ($R_1' = 0,92$) pomniejszony o podwojony współczynnik sprzężenia i wewnętrzne straty rezonatora ($\alpha = 0,035$), $R_2 = 1$. Pasma chwywania synchronizacji, obliczone z (6.34), dla badanych szerokości szczeliny g pokazano na rys. 6.15. Wyniki pomiarów i obliczeń pasma synchronizacji są w bardzo dobrej zgodności. Różnica częstotliwości między synchronizowanymi laserami wykazuje wyraźną bistabilność w okolicy pasma chwywania synchronizacji (rys. 6.16).

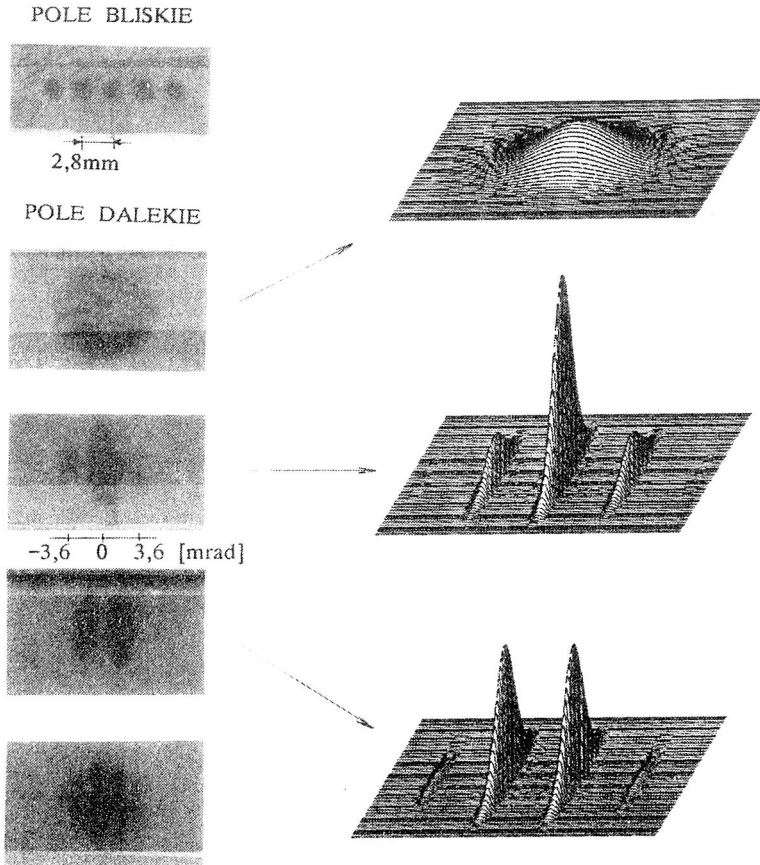


Rys. 6.16. Zmierzona w okolicach pasma synchronizacji różnica częstotliwości między dwoma laserami

Fig. 6.16. Offset frequency plot measured near the locking range between two lasers as a function of tilting

Warunek synchronizacji wszystkich pięciu laserów wymaga, aby ich chwilowe częstotliwości generacji leżały w pasmie chwywania synchronizacji. Głównym czynnikiem powodującym, że częstotliwości między kanałami różnią się, jest rozrzut wymiarów poprzecznych falowodów w szeregu. W rozdziale 4.4 oszacowano wpływ zmian

poprzecznych wymiarów falowodu na częstotliwość generacji lasera (wzór (4.38)) i dla powyższego przypadku zmiany te wynoszą $\partial\nu/\partial a \approx 200 \text{ kHz}/\mu\text{m}$. Zmierzone wymiary laserów wykazywały rozrzuty wymiarów poprzecznych $\Delta a = 40 \mu\text{m}$, co odpowiada rozrzutom częstotliwości $\Delta\nu = 8 \text{ MHz}$.



Rys. 6.17. Przykłady pola bliskiego oraz pola dalekiego synchronizowanych pięciu laserów ze sprzężeniem diagonalnym

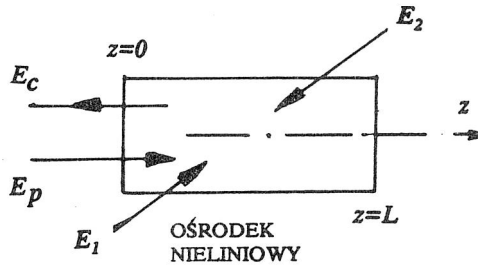
Fig. 6.17. Examples of near field and far field of phase-locked five-channel laser with diagonal coupling

Zastosowanie szczeliny $g = 0,5 \text{ mm}$, dla której $\Delta\nu_l \approx 10 \text{ MHz}$, zapewniało warunki efektywnej synchronizacji wszystkich laserów. Maksymalna moc wyjściowa układu pięciu diagonalnie sprzężonych laserów falowodowych wynosiła 125 W (sprawność 13% , ciśnienie 100 Tr). Przykład profili wiązek w polu bliskim i polu dalekim, w różnych modach synchronizacji wraz z ich komputerowymi modelami, pokazano na rys. 6.17.

6.6. SPÓJNE SPRZĘGANIE LASERÓW GAZOWYCH PRZEZ MIESZANIE CZTERECH FAL

Mieszanie czterech fal jest popularną techniką badania nieliniowych własności optycznych materiałów [6.21].

Przecinanie się pod małym kątem w ośrodku nieliniowym trzech fal (rys. 6.18): fali stojącej (tak zwana fala odniesienia albo fala pompująca), na którą składają się dwie fale biegnące E_1 i E_2 , z falą próbną E_p , wywołuje przestrzennie okresową modulację optycznych własności ośrodka nieliniowego.



Rys. 6.18. Elementarny schemat zdegenerowanego mieszania czterech fal

Fig. 6.18. Basic scheme of degenerate four-wave mixing

Fakt, że częstotliwości wszystkich trzech fal $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3$ są sobie równe (tak zwane mieszanie zdegenerowane) implikuje powstawanie stacjonarnych siatek dyfrakcyjnych współczynnika załamania ośrodka. W wyniku interferencji fal E_p i E_1 , przy zachowaniu odpowiednich warunków geometrycznych, w ośrodku nieliniowym powstaje braggowska stacjonarna przestrzenna siatka dyfrakcyjna, na której fala E_2 , ulegając braggowskiej dyfrakcji, kreuje falę E_c , sprzężoną fazowo do fali próbnej E_p .

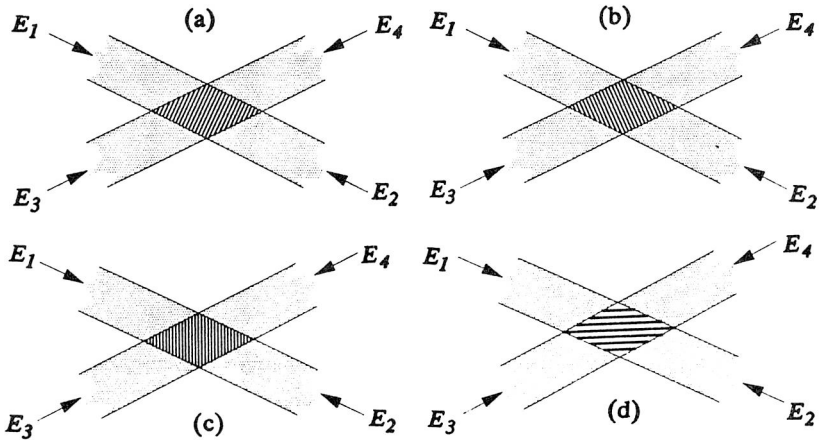
Spektakularna metoda synchronizacji fazowej promieniowania laserów oparta na mieszanii czterech fal polega na takim ustawieniu laserów, że ich stojące fale przecinają się wewnątrz rezonatorów w obrębie nieliniowego ośrodka. Czterofalowe przecinanie się wiązek wywołuje interferencję w obrębie ośrodka nieliniowego, którego przestrzenny rozkład wektora polaryzacji zależy od natężenia oddziałujących pól. Nasycalne absorbery i ośrodki wzmacniające są dobrymi mediami dla mieszania czterech fal. W wyniku interferencji obu fal stojących w rozkładzie natężenia promieniowania pojawia się system przestrzenny siatek interferencyjnych. Można wyróżnić trzy typy takich siatek, co ilustruje rys. 6.19. Na rysunku tym fale lasera (1) oznaczono przez E_1 i E_2 a lasera (2) przez E_3 i E_4 . Siatki (a) i (b) są siatkami wywołanymi falami stojącymi. Siatki (c) i (d) wywołane są falami biegnącymi z obu laserów. I tak siatka (c) jest utworzona przez interferencję par fal E_2, E_3 i E_1, E_4 , a siatka (d) przez interferencję par fal E_1, E_3 i E_2, E_4 . Periodek siatek (a) i (b) $\Lambda = \lambda/2$ (gdzie λ - długość fali świetlnej). Periodek siatki (c), (tak zwana siatka o małej periodyczności)

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2n\cos(\theta/2)} \quad (6.36a)$$

Period siatki (d), odgrywającej dominującą rolę w procesie mieszania czterech fal

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2n\sin(\theta/2)} \quad (6.36b)$$

Siatki (a), (b) i (c) charakteryzują się małą periodycznością i w wyniku termicznej dyfuzji ich kontrastowość zostaje mocno zredukowana, bądź całkowicie rozmyta [6.22]. Siatka dyfrakcyjna typu (d) przez ustalenie małego kąta θ między osiami rezonatora (od kilku do około 100 mrad) ma dużo większy period ($\Lambda \gg \lambda$) i może być efektywnie zachowana w ośrodku. Ten typ siatki interferencyjnej ma największe znaczenie dla mieszania czterech fal i synchronizacji fazowej laserów.



Rys. 6.19. Interferencyjne siatki powstałe w wyniku wektorowego sumowania dwóch fal stojących

a) $E_1 + E_2$, b) $E_3 + E_4$, c) $E_2 + E_3$, $E_1 + E_4$ d) $E_1 + E_3$, $E_2 + E_4$

Fig. 6.19. Interference gratings resulting from the vector sum of two standing waves

a) $E_1 + E_2$, b) $E_3 + E_4$, c) $E_2 + E_3$, $E_1 + E_4$ d) $E_1 + E_3$, $E_2 + E_4$

W zależności od natury ośrodka nieliniowego, opisanego ogólnie współczynnikiem załamania, można rozróżnić trzy typy indukowanych siatek dyfrakcyjnych.

(i) Siatki amplitudowe, gdy interferujące fale wywołują tylko modulację części urojonej współczynnika załamania (absorpcja, wzmocnienie).

(ii) Siatki fazowe, gdy interferujące fale wywołują tylko modulację części rzeczywistej współczynnika załamania.

(iii) Mieszane siatki amplitudowo-fazowe, gdy interferujące fale wywołują modulację części rzeczywistej i urojonej współczynnika załamania.

Własności indukowanej siatki dyfrakcyjnej zależą od jej grubości. Przez analogię z dyfrakcją fali świetlnej na fali ultradźwiękowej, gdzie periodyczne zaburzenie ośrodka jest wywołane falą ultradźwiękową (siatka fazowa), wprowadzając parametr [6.23]

$$Q = \frac{2\pi L\lambda}{\Lambda^2 n}, \quad (6.37)$$

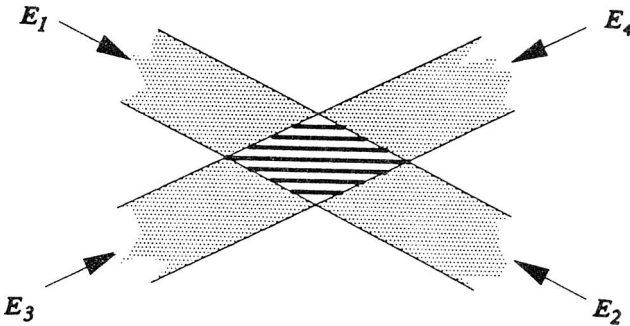
gdzie L jest grubością siatki, rozróżnia się dwa typy siatek ze względu na ich grubość:

(i) Gdy $Q \gg 1$, mamy do czynienia z siatką braggowską (siatka gruba).

(ii) Gdy $Q \ll 1$, mamy do czynienia z dyfrakcją Ramana–Natha (siatka cienka).

Oczywiście dla efektywnej konwersji mieszania czterech fal wymagane jest formowanie grubych siatek braggowskich.

W przypadku synchronizacji fazowej promieniowania dwóch laserów metodą mieszania czterech fal mamy do czynienia z czterema elementarnymi zjawiskami tego mieszania (rys. 6.20). Każda z fal biegnących E_i ulega braggowskiej dyfrakcji na siatce utworzonej przez fale biegnące w przeciwnym kierunku z obu laserów, i tak na przykład fala E_1 dyfraguje w kierunku zwierciadła Z_4 na siatce wytworzonej przez fale E_2 i E_4 .



Rys. 6.20. Gruba siatka braggowska utworzona przez przecięcie się dwóch laserowych fal stojących
Fig. 6.20. Thick Bragg grating formed by intersection of two standing laser waves

Należy podkreślić, że taka geometria mieszania czterech fal ma zasadniczą zaletę; struktury modowe fal wzajemnie ugiętych na siatce braggowskiej, wytworzonej przez parę przecinających się fal stojących, naturalnie pasują do wewnętrznych struktur modowych fal obu wnek laserowych.

Stosunek ugiętego do sąsiedniego rezonatora natężenia promieniowania fali do natężenia promieniowania jednej z fal biegnących w tym rezonatorze jest miarą sprzężenia laserów.

Przedstawiony powyżej jakościowy opis spójnego sprzężenia wymaga ilościowego uzupełnienia, które zostanie omówione w rozdziałach 6.6.1–2.

6.6.1. MODEL SPRZĘGANIA W MIESZANIU CZTERECH FAL

W każdym realnym układzie atomowym polaryzacja ośrodka nie jest proporcjonalna do pola elektrycznego i może być wyrażona przez szereg

$$P_i = \epsilon_0 \chi_{ij} E_j + 2d_{ijk} E_j E_k + 4\chi_{ijkl} E_j E_k E_l + \dots, \quad (6.38)$$

gdzie P_i jest i -tą składową chwilowej polaryzacji ośrodka, E_i jest i -tą składową pola, a χ_{ij} , d_{ijk} , χ_{ijkl} są tensorami podatności elektrycznej [6.24].

Za zjawisko fazowego sprzężenia fali w ośrodku nieliniowym odpowiedzialny jest nieliniowy człon trzeciego rzędu [6.25]:

$$P_{NL}^{(\omega=\omega_1+\omega_2-\omega_3)}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \chi^{(3)} A_1 A_2 A_3^* \exp i [(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3)t - (\vec{k}_1 + \vec{k}_2)r + kz], \quad (6.39)$$

gdzie zgodnie z rysunkiem 6.18

$$\left. \begin{aligned} E_1(\vec{r}, t) &= A_1(\vec{r}) \exp i(\omega_1 t - \vec{k}_1 \vec{r}) + c.c. \\ E_2(\vec{r}, t) &= A_2(\vec{r}) \exp i(\omega_2 t - \vec{k}_2 \vec{r}) + c.c. \\ E_p(\vec{r}, t) &= A_3(\vec{r}) \exp i(\omega_3 t - \vec{k} \vec{r}) + c.c. \end{aligned} \right\} \quad (6.40)$$

a $\chi^{(3)} = 6\chi_{ijkl}$ jest podatnością elektryczną trzeciego rzędu ośrodka (dla uproszczenia założono ośrodek izotropowy).

Ponieważ fale pompujące E_1, E_2 mają tę samą częstotliwość $\omega = \omega_1 = \omega_2$, a ich wektory falowe spełniają warunek $\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = 0$, nieliniowa polaryzacja ośrodka opisana wyrażeniem (6.39) przybiera prostszą postać

$$P_{NL}^{(\omega=2\omega-\omega_3)}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \chi^{(3)} A_1 A_2 A_3^* \exp i [(2\omega - \omega_3)t + kz] + c.c. \quad (6.41)$$

Gdy częstotliwość ω_3 fali próbnej równa się częstotliwości fal pompujących $\omega = \omega_3$, mamy do czynienia ze zdegenerowanym mieszanym czterech fal i równanie (6.41) odpowiada fali polaryzacji ośrodka o częstotliwości ω i wektorze falowym $\vec{k} = -i_z \vec{k}$. Polaryzacja ta wytwarza falę E_c postaci

$$E_c = \frac{1}{2} A_4(z) \exp i(\omega t + kz) + c.c., \quad (6.42)$$

która spełnia warunki fali fazowo sprzężonej. Ta nowa fala E_c będzie się mieszała z falami E_1, E_2 kształtując w ośrodku polaryzację

$$P_{NL}^{(\omega=\omega+\omega-\omega)}(z, t) = -\frac{1}{2}\chi^{(3)} A_1 A_2 A_3^* \exp i(\omega t - kz) + c.c. \quad , \quad (6.43)$$

która ma tą samą częstotliwość i stałą propagacji, jak fala E_p . Jest to przykład oddziaływania i wymiany mocy fal E_p i E_c za pośrednictwem fal pompujących E_1, E_2 . Zakłada się, że natężenie fali pompującej jest tak duże, że powstająca jej kosztem fala odbita E_c nie zmienia zasadniczo rozkładu jej natężenia. W celu sformułowania miary sprzężenia między falami: próbna E_p i odbita E_c zapiszmy ogólną postać równania falowego:

$$\nabla^2 E - \mu\epsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2} \quad , \quad (6.44)$$

gdzie P_{NL} jest nieliniowym członem polaryzacji, opisanym równaniem (6.43).

Ponieważ w rozważanym ośrodku istnieją cztery fale biegnące, równanie falowe może być zastosowane do każdej fali osobno. I tak, obliczając laplasjan dla fali E_p

$$\nabla^2 E_p = \frac{1}{2} \left[-k^2 A_3 - 2ik \frac{dA_3}{dz} + \frac{d^2 A_3}{dz^2} \right] \exp i(\omega t - kz) + c.c. \quad (6.45)$$

i wstawiając do (6.44) otrzymujemy

$$\frac{1}{2} \left[(\omega^2 \mu\epsilon - k^2) A_3 - 2ik \frac{dA_3}{dz} + \frac{d^2 A_3}{dz^2} \right] \exp i(\omega t - kz) + c.c. = \mu \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2} \quad . \quad (6.46)$$

Zakładając przybliżenie "wolnozmienniającej się obwiedni fali" [6.27] co oznacza, że $d^2 A_3 / dz^2 \ll kdA_3 / dz$, ostatnie równanie przybiera postać

$$ik \frac{dA_3}{dz} \exp i(\omega t - kz) + c.c. = \mu \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2} \quad . \quad (6.47)$$

Podstawiając (6.43) do (6.47) otrzymujemy

$$\frac{dA_3}{dz} = i \frac{\omega}{2\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon}}} \chi^{(3)} A_1 A_2 A_4^* \quad , \quad (6.48)$$

a dokonując podobnej procedury dla fali E_p

$$\frac{dA_4^*}{dz} = i \frac{\omega}{2\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon}}} \chi^{(3)} A_1^* A_2^* A_3 \quad , \quad (6.49)$$

gdzie wprowadzono $k = \sqrt{\mu_0 \epsilon}$. Dwa ostatnie równania mogą być zapisane w prostszej postaci układu równań różniczkowych:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dA_3}{dz} &= i\kappa^* A_4^* \\ \frac{dA_4^*}{dz} &= i\kappa A_3 \end{aligned} \right\} \quad (6.50)$$

gdzie

$$\kappa^* = \frac{\omega}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon}} \chi^{(3)} A_1 A_2 = \frac{\omega}{2c} \chi^{(3)} A_1 A_2 \quad (6.51)$$

jest współczynnikiem sprzężenia i zależy od nieliniowości ośrodka i natężenia fali pompującej.

Fala próbna E_p propagowana jest w kierunku $+z$ (rys. 6.18), a fala fazowo sprzężona w kierunku $-z$. Zakładając warunki brzegowe dla amplitud fal E_p i E_c w płaszczyznach $z=0$ i $z=L$ (rys. 6.18), wnoszące odpowiednio $A_3(0)$ i $A_4(L)$, z (6.50) otrzymuje się wyrażenie dla rozkładu amplitud $A_4(z)$ i $A_3(z)$:

$$\left. \begin{aligned} A_4(z) &= \frac{\cos(|\kappa|z)}{\cos(|\kappa|L)} A_4(L) + i \frac{\kappa^* \sin(|\kappa|(z-L))}{|\kappa| \cos(|\kappa|L)} A_3^*(0) \\ A_3(z) &= -i \frac{|\kappa| \sin(|\kappa|z)}{|\kappa| \cos(|\kappa|L)} A_4^*(L) + \frac{\cos(|\kappa|(z-L))}{\cos(|\kappa|L)} A_3(0) \end{aligned} \right\} \quad (6.52)$$

Z natury zjawiska mieszania czterech fal wynika, że $A_4(L) = 0$, stąd z (6.52) otrzymujemy równanie

$$A_4(0) = -i \left[\frac{\kappa^*}{|\kappa|} \operatorname{tg}(|\kappa|L) \right] A_3^*(0) \quad (6.53)$$

z którego można obliczyć stosunek natężeń promieniowania fali fazowo sprzężonej E_c do fali próbnej E_p w płaszczyźnie $z = 0$

$$\left| \frac{A_4(0)}{A_3(0)} \right|^2 = \operatorname{tg}^2(|\kappa|L) \quad (6.54)$$

Równanie (6.54) opisuje "wzmocnienie" ośrodka nieliniowego. Dla korzystnych warunków mieszania czterech fal wzmocnienie może być większe od jedności, gdy $|\kappa|L > \pi/4$. Skuteczna konwersja fali dyfragującej wymaga zatem maksymalizacji współczynnika sprzężenia fazowego κ i długości L obszaru mieszania wiązek. Osiągnięcie jak największego współczynnika sprzężenia κ , opisanego wzorem (6.51), wymaga zatem stosowania dużych natężeń wiązek pompujących i maksymalizacji nieliniowej podatności $\chi^{(3)}$.

6.6.2. NIELINIOWOŚĆ PODATNOŚCI OŚRODKA GAZOWEGO

Nieliniowość optyczna ujawnia się w ośrodkach o dużej absorpcji lub wzmocnieniu oświetlanych dużymi natężeniami fali pompującej. Fazowo sprzężone odbicie fali w wyniku mieszania czterech fal w różnych ośrodkach nieliniowych, zwłaszcza w cieczach i ciałach stałych, było demonstrowane w licznych eksperymentach. Prezentowano również eksperymenty mieszania czterech fal promieniowania $10,6 \mu\text{m}$, głównie przy użyciu impulsowych laserów TEA CO_2 ;

(i) 20% współczynnik odbicia otrzymali Bigio i inni [6.26], w wyniku mieszania czterech fal w germanowej płytce umieszczonej wewnątrz lasera TEA CO_2 .

(ii) Konwersję jednoprocentową otrzymali Dyer i Leggatt, dokonując mieszania czterech fal promieniowania z lasera TEA CO_2 w CS_2 [6.27].

(iii) Dwuprocentowe odbicie fali w komórce CO_2 umieszczonej wewnątrz lasera TEA CO_2 , otrzymali Fisher i Feldman [6.28].

W przypadku ośrodków gazowych największe zmiany współczynnika załamania indukowane promieniowaniem monochromatycznym występują na liniach absorpcyjnych bądź emisyjnych gazów. Zatem ośrodek wzmacniający lasera sam w sobie może być obiektem mieszania czterech fal, jak pokazano w [6.28].

Rozważmy dwupoziomowy układ gazowy atomów lub molekuł o jednorodnym charakterze poszerzenia jego wyodrębnionej linii spektralnej o częstotliwości centralnej ω_0 , napromieniowany monochromatyczną falą o natężeniu I . Podatność elektryczna tego ośrodka, $\chi(I, \Delta)$, jest funkcją częstotliwości i natężenia fali transmitowanej przez ośrodek i wyraża się zależnością [6.25, 6.29]:

$$\chi(I, \Delta) = \pm \frac{2g_0}{k} \frac{i + \Delta}{1 + \Delta + I/I_s}, \quad (6.55)$$

gdzie:

$\Delta = (\omega - \omega_0)T_2$ jest unormowanym odstrojeniem częstotliwości od centrum linii ω_0 ,

$I_s = \hbar^2 / (T_1 T_2 \mu^2)$ jest natężeniem nasycenia centrum linii,

T_1, T_2 – podłużne i poprzeczne czasy relaksacji,

μ – moment dipolowy przejścia dwupoziomowego,

$g_0 = \mu^2 \Delta N_0 T_2 k / 2 \epsilon_0 \hbar$ jest nienasyconym wzmocnieniem,

k – stała propagacji fali,

ΔN_0 – inwersja obsadzeń.

Uzależniając współczynnik załamania ośrodka od podatności:

$$n = \left[\frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right]^{\frac{1}{2}} = (1 + \chi)^{\frac{1}{2}} = 1 + \frac{1}{2} \chi \quad (6.56)$$

oraz rozwijając w szereg wyrażenie (6.55) opisujące podatność ośrodka i ograniczając się do pierwszego członu nieliniowego ze względu na natężenie I , otrzymujemy

$$\chi(I, \Delta) = \chi^{(1)} + \chi^{(3)}(\Delta)I = \pm \frac{2g_0}{k} \frac{i + \Delta}{1 + \Delta^2} \pm \frac{2g_0}{k} \frac{i + \Delta}{(1 + \Delta^2)^2} \frac{I}{I_s} \quad (6.57)$$

Zmiana współczynnika załamania δn ośrodka indukowana polem o natężeniu I obliczona z porównania (6.56) i (6.57) wynosi

$$\delta n = \frac{1}{2} \chi^{(3)}(\Delta, I) = \pm \frac{g_0}{k} \frac{i + \Delta}{(1 + \Delta^2)^2} \frac{I}{I_s} = \delta n' + i \delta n'', \quad (6.58a)$$

a jej wartość, ogólnie zespolona, zależy od współczynnika nienasyconego wzmocnienia (absorpcji) g_0 i parametru nasycenia I/I_s .

Część rzeczywista zmian współczynnika załamania

$$\delta n' = \pm \frac{g_0}{k} \frac{\Delta}{(1 + \Delta^2)^2} \frac{I}{I_s} \quad (6.58b)$$

odpowiada w przypadku interferencji fal indukowaniu się w ośrodku siatki fazowej, a część urojona

$$\delta n'' = \pm \frac{g_0}{k} \frac{1}{(1 + \Delta^2)^2} \frac{I}{I_s} \quad (6.58c)$$

odpowiada tworzeniu siatki amplitudowej.

W ogólnym przypadku mieszania czterech fal w ośrodku indukuje się mieszana siatka amplitudowo-fazowa. Dla centrum linii ($\Delta = 0$) siatka fazowa znika, a siatka amplitudowa osiąga maksimum zmian współczynnika załamania.

W przypadku falowodowego lasera CO_2 , w wyniku przeskoków linii generacji (rys. 4.20), częstotliwość promieniowania lasera nie odstraja się daleko od centrum linii emisyjnej i we wzorach (6.58) można założyć $\Delta \approx 0$. Praktycznie oznacza to, że w wyniku mieszania czterech fal w obszarze przecinających się laserów falowodowych indukuje się tylko braggowska siatka amplitudowa. Poniżej zostanie omówiony eksperyment synchronizacji laserów falowodowych CO_2 przez mieszanie czterech fal.

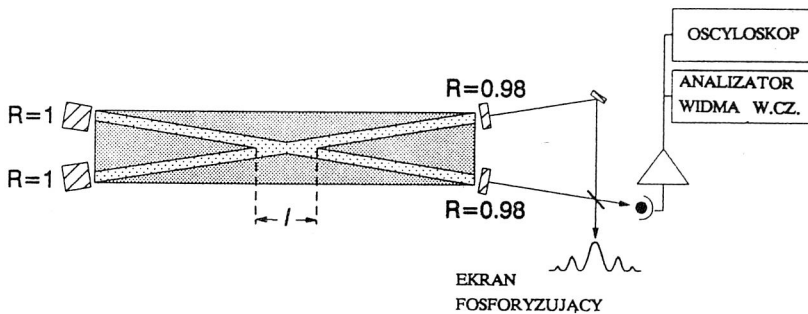
6.6.3. SYNCHRONIZACJA FAZOWA PROMIENIOWANIA PRZECINAJĄCYCH SIĘ FALOWODOWYCH LASERÓW CO₂

Metoda synchronizacji promieniowania laserów przez mieszanie czterech fal, polegająca na wstawieniu w obszar przecinających się rezonatorów laserowych ośrodka nieliniowego, była zaproponowana przez Lichanskiego i innych [6.30].

Brown i inni [6.31] zademonstrowali synchronizację fazową dwóch laserów barwnikowych (Rodamina 6G) w wyniku mieszania czterech fal w komórce absorpcyjnej na parach sodu umieszczonej na przecięciu się osi rezonatorów. Lasery przestrajane były na absorpcyjną linię sodu ($\lambda = 0,5890 \mu\text{m}$, nienasycony współczynnik absorpcji $\alpha \approx 0,2 \text{ m}^{-1}$, natężenie nasycenia $I_s \approx 20 \text{ mW/cm}^2$).

Pierwszą demonstrację synchronizacji fazowej impulsowych falowodowych laserów CO₂ przedstawili Bondarenko i inni [6.32]. Polegała ona na mieszanii czterech fal w zewnętrznej cieczonej komórce absorpcyjnej (toluen).

Bardziej szczegółowo zostanie tutaj opisany eksperyment synchronizacji między dwoma przecinającymi się laserami falowodowymi CO₂ wzbudzonymi częstotliwością radiową, wykorzystujący nieliniowość ośrodka wzmacniającego [6.33]. Dwa kanały falowodowe o przekroju kwadratowym 2×2 mm wyfrezowane w płytce alundowej o długości 386 mm przecinały się pod kątem $\theta = 78 \text{ mrad}$ ($\approx 4,5^\circ$), jak pokazano na rys. 6.21.



Rys. 6.21. Układ laserów falowodowych sprzężonych przez mieszanie czterech fal
Fig. 6.21. Laser waveguide construction for coupling by four-wave mixing

Dla powyższych warunków eksperymentu, obliczony z wyrażenia (6.36b) period wytworzonej w wyniku mieszania czterech fal przestrzennej siatki dyfrakcyjnej $\Lambda = 155 \mu\text{m}$. Obliczony z (6.37) parametr Q siatki ($Q = 71 \gg 1$) potwierdza fakt, że wytworzona siatka spełnia warunki siatki braggowskiej.

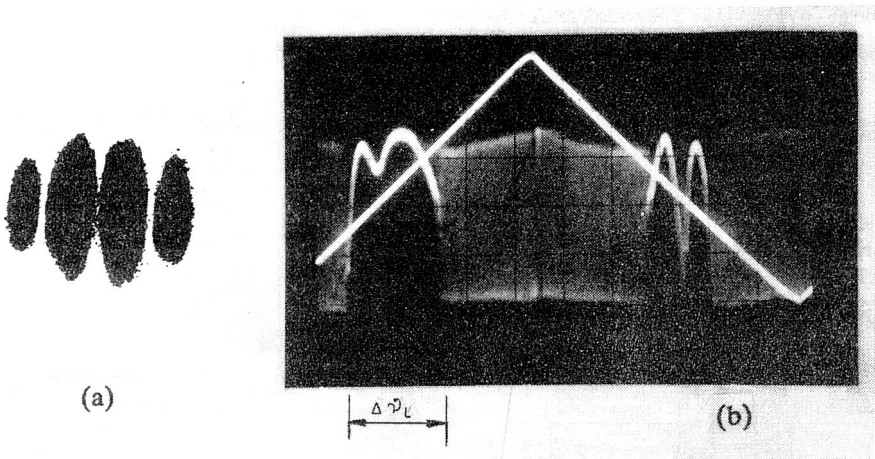
W celu maksymalizacji natężenia fal stojących wewnątrz rezonatorów, zastosowano

zwierciadła transmisyjne o dużym współczynniku odbicia ($R_3 = R_4 = 98\%$), w wyniku czego moc wyjściowa każdego z laserów była stosunkowo mała i wynosiła zaledwie 6 W (w porównaniu do 26 W dla identycznych konstrukcji z optymalnym zwierciadłem transmisyjnym, $R = 92\%$). Nienasycone wzmocnienie linii P20, na której oscylowały oba lasery $g_0 \approx 0,6 \text{ m}^{-1}$, a natężenie nasycenia $I_s \approx 10 \text{ kW/cm}^2$ (rozdz. 4.10). Natężenie jednej biegnącej fali w laserze falowodowym $I \approx 6 \text{ kW/cm}^2$ i jest porównywalne z natężeniem nasycenia I_s . Jeden z laserów przestrajany był przesuwnikiem piezoelektrycznym.

Szacowanie amplitudy zmian współczynnika załamania indukowanej siatki, danej równaniem (6.58c), przy założeniach: parametr nasycenia ośrodka $I/I_s \approx 1$, wzmocnienie nienasycone $g_0 = 0,6 \text{ m}^{-1}$, długość fali $\lambda = 10,6 \text{ }\mu\text{m}$, daje wartość $\delta n'' \approx 1 \cdot 10^{-6}$.

Obliczony z (6.54) i (6.51) współczynnik braggowskiej konwersji jednej z fal biegnących w przecinających się laserach falowodowych, których efektywna długość mieszania $L = 25,6 \text{ mm}$, przybiera wartość

$$R = \frac{I_{dyf}}{I} = \text{tg}^2 [|\kappa|L] = \text{tg}^2 \left[\frac{\pi}{\lambda} \delta n'' L \right] \approx 6 \cdot 10^{-5} . \quad (6.59)$$



Rys.6.22. a) Interferencja wiązek synchronizowanych laserów falowodowych,
 b) Oscylogram sygnału heterodynowania z zaznaczonym pasmem synchronizacji
 Fig. 6.22. a) Beam interference profile of two phase-locked waveguide lasers,
 b) Oscillogram of heterodyne signal with indicated phase-locking range

Ponieważ w rozważanym eksperymencie zachodzą cztery elementarne zjawiska odbicia braggowskiego każdej z czterech fal biegnących dwufalowodowego układu, całkowity współczynnik konwersji opisany równaniem (6.59) jest czterokrotnie większy i wynosi $4R$. Znajomość współczynnika sprzężenia pozwala oszacować jeden z najważniejszych

parametrów synchronizacji, jakim jest pasmo jej chwywania $\Delta\nu_l$. Ze względu na pełną analogię synchronizacji laserów w wyniku czterofalowego mieszania i synchronizacji laserów falowodowych o rozłożonym sprzężeniu diagonalnym (rozd. 6.5.4), modyfikacja wyrażenia (6.34) na pasmo chwywania $\Delta\nu_l$ ma postać:

$$\Delta\nu_l = 2\Delta\nu_c (4R)^{\frac{1}{2}} = 4\Delta\nu_c (R)^{\frac{1}{2}}. \quad (6.60)$$

Dla omawianych warunków eksperymentalnych, oszacowana z (6.35) szerokość spektralna biernej wnęki rezonansowej lasera falowodowego $\Delta\nu_l \approx 10$ MHz, a obliczone pasmo chwywania synchronizacji $\Delta\nu_l \approx 0,32$ MHz.

Na rys. 6.22 przedstawiono zdjęcie stacjonarnego obrazu interferencyjnego wiązek laserowych w synchronizmie oraz oscylogram sygnału heterodynowania z charakterystycznym dla synchronizmu laserów zanikiem dudnień, gdy jeden z laserów przestrajano piezoelektrycznie. Zmierzone pasmo synchronizacji $\Delta\nu_l \approx 400$ kHz i dobrze potwierdza zaprezentowany powyżej prosty model teoretyczny.

6.7. FILTRACJA SUPERMODU LASERA FALOWODOWO-SZCZELINOWEGO

Laserowe źródła o dużym natężeniu mogą być otrzymywane przez synchronizację fazową promieniowania kilku laserów. W przypadku laserów gazowych synchronizacja fazowa napotyka na spore trudności techniczne. Jest to spowodowane trudnościami utrzymania wszystkich synchronizowanych kanałów w pasmie chwywania synchronizacji, które w zależności od stosowanej techniki sprzężenia laserów wynosi od kilkuset kHz do około 20 MHz. Niestalność i rozrzuty częstotliwości generacji poszczególnych laserów w synchronizowanym szeregu są porównywalne albo i większe od pasma chwywania, co stanowi główną przyczynę braku efektywnych, komercyjnych układów synchronizowanych laserów gazowych i inspirowane do poszukiwań takich układów.

W rozdziale tym zostanie przedstawiona oryginalna metoda otrzymywania spójnego źródła symulującego wielokanałową pracę synchronizowanych laserów przez filtrację supermodu lasera falowodowo-szczelinowego. Jak pokazano w rozdziale 5.6, wiązka laserowa z lasera falowodowo-szczelinowego z płaskimi zwierciadłami zawiera zwykle kilkanaście modów poprzecznych [5.13], których struktura jest czuła na warunki zjustowania (przechył zwierciadeł, zmiany mocy wzbudzającej). Jest to wynikiem dużej liczby Fresnela dla kierunku horyzontalnego rezonatora ($N = a^2/(4L\lambda) \gg 1$). Zakładając idealnie odbijające ścianki falowodu, przynajmniej dla modów niskiego rzędu, strukturę modową EH_{mn} rezonatora szczelinowego o wymiarach $a \times b$ (rys. 6.23) można opisać wyrażeniem (4.26)

$$E_{mn}(x, y) = E_0 \left\{ \frac{\cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right)}{\sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right)} \right\} \times \left\{ \frac{\cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right)}{\sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right)} \right\} = E_0 \left\{ \frac{\cos(k_x x)}{\sin(k_x x)} \right\} \times \left\{ \frac{\cos(k_y y)}{\sin(k_y y)} \right\}, \quad (6.61)$$

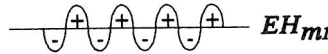
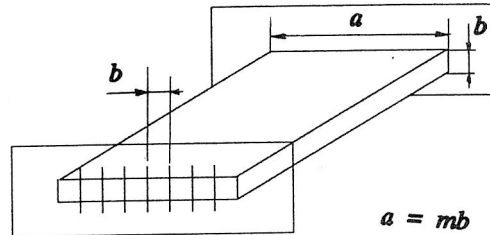
gdzie

$$k_x = k_0 \sin \theta_x^m, \quad k_y = k_0 \sin \theta_y^n$$

$$\theta_x^m = \frac{m\lambda}{2a}, \quad \theta_y^n = \frac{n\lambda}{2b}$$

Rys. 6.23. Rezonator falowodowo-szczelinowy z wyselekcjonowanym modem EH_{m1}

Fig. 6.23. Slab-waveguide resonator and its selected EH_{m1} mode



stała propagacji modu EH_{mn} dana jest wyrażeniem

$$k_z = [k_0^2 - k_x^2 - k_y^2]^{\frac{1}{2}} = k_0 \left[1 - \frac{1}{2} \left[\frac{\lambda m}{2a} \right]^2 - \frac{1}{2} \left[\frac{\lambda n}{2b} \right]^2 \right]. \quad (6.62)$$

Sformułujemy następujący problem: jakie warunki geometryczne musi spełniać wnęka optycznego rezonatora falowodowo-szczelinowego, aby selekcjonowała tylko jeden mod poprzeczny typu EH_{m1}

$$E_{m1} = E_0 \cos \left[\frac{m\pi x}{a} \right] \cos \left[\frac{\pi y}{b} \right]. \quad (6.63)$$

Załóżmy warunek $a = mb$ oznaczający, że rezonator lasera falowodowo-szczelinowego wygląda jak m ustawionych szeregowo obok siebie laserów falowodowym o przekroju kwadratowym $b \times b$. Strukturę modu pokazano na rys. 6.23b i jest ona równoważna promieniowaniu m -elementowego szeregu laserów fazowo zsynchronizowanych w supermodzie typu $(+--+...+)$. W polu dalekim spójne sumowanie promieniowania takiego modu daje fourierowskie spektrum w postaci dwóch maksimum o dużym natężeniu (rozdz. 6.3-4). Aby znaleźć długość rezonatora L podtrzymującą generację takiego modu, obliczymy przestrzenną transformatę Fouriera $A(f_x, f_y, z=0)$ modu EH_{m1} w płaszczyźnie $z = 0$ (płaszczyzna jednego zwierciadła płaskiego). Z definicji rozkład pola elektrycznego tego modu wynosi

$$E_{m1}(x, y, z=0) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} A(f_x, f_y, z=0) \exp[i2\pi(f_x x + f_y y)] df_x df_y, \quad (6.64)$$

gdzie $f_x = I/\lambda \sin \Theta_x$, $f_y = I/\lambda \sin \Theta_y$ są częstotliwościami przestrzennymi dla kierunków x, y . Dokonując rozdzielenia zmiennych, transformata Fouriera opisanego równaniem (6.63) rozkładu pola przybiera postać

$$\begin{aligned} A(f_x, f_y, z=0) &= E_0 A_x(f_x, z=0) A_y(f_y, z=0) \\ &= \frac{E_0}{4} \left[\delta(f_x - f_{0x}) + \delta(f_x + f_{0x}) \right] \left[\delta(f_y - f_{0y}) + \delta(f_y + f_{0y}) \right], \end{aligned} \quad (6.65)$$

gdzie

$$f_{0x} = \frac{m}{2a}, \quad f_{0y} = \frac{1}{2b}.$$

Wstawienie wyrażenia (6.65) do (6.64) daje opisaną wyrażeniem (6.63) strukturę pola $E_{m1}(x, y, z=0)$. Zakładając propagację modu EH_{m1} w kierunku osi z , to transformata Fouriera propagowanej fali w odległości z od płaszczyzny $z = 0$ [6.9]

$$A(f_x, f_y, z) = A(f_x, f_y, z=0) H(f_x, f_y, z), \quad (6.66)$$

gdzie

$$H(f_x, f_y, z) = \exp \left[i 2 \pi \frac{z}{\lambda} \sqrt{1 - (\lambda f_x)^2 - (\lambda f_y)^2} \right] \quad (6.67)$$

jest transformata Fouriera wolnej przestrzeni. Dla rozważanego rozkładu pola transformata Fouriera fali opisanej wyrażeniem (6.63) w odległości z , zgodnie z (6.66) wynosi

$$\begin{aligned} A(f_x, f_y, z) &= \frac{E_0}{4} \exp \left[i 2 \pi \frac{z}{\lambda} \right] \left[\delta(f_x - f_{0x}) + \delta(f_x + f_{0x}) \right] \\ &\times \left[\delta(f_y - f_{0y}) + \delta(f_y + f_{0y}) \right] \exp \left[i 2 \pi \frac{z}{\lambda} \left[\sqrt{1 - (\lambda f_x)^2 - (\lambda f_y)^2} - 1 \right] \right], \end{aligned} \quad (6.68)$$

a rozkład pola elektrycznego fali w odległości z jest równy

$$\begin{aligned} E_{m1}(x, y, z) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} A(f_x, f_y, z) \exp \left[i 2 \pi (f_x x + f_y y) \right] df_x df_y \\ &= E_0 \cos(\pi f_{0x} x) \cos(\pi f_{0y} y) \exp \left[i 2 \pi \frac{z}{\lambda} \right] \exp \left[i 2 \pi \frac{z}{\lambda} \left[\sqrt{1 - (\lambda f_{0x})^2 - (\lambda f_{0y})^2} - 1 \right] \right] \end{aligned} \quad (6.69)$$

Z (6.69) wynika, że rozkład pola rozważanej fali w płaszczyźnie z jest identyczny z rozkładem pola w płaszczyźnie $z = 0$, gdy spełniony jest warunek

$$z = \frac{k\lambda}{\left[\sqrt{1 - (\lambda f_{0x})^2 - (\lambda f_{0y})^2} - 1 \right]}, \quad (6.70)$$

gdzie k jest liczbą całkowitą dodatnią. Gdy $(\lambda f_{0x}), (\lambda f_{0y}) \ll 1$, co jest spełnione dla rozważanego rezonatora falowodowo-szczelinowego, warunek (6.70) przybiera postać

$$z = \frac{k\lambda}{\left[\left[\frac{\lambda f_{0x}}{2} \right]^2 + \left[\frac{\lambda f_{0y}}{2} \right]^2 \right]} = \frac{k}{\lambda \left[\frac{m^2}{4a^2} + \frac{1}{4b^2} \right]} \quad (6.71)$$

i dla przypadku $a = bm$

$$z = z_T = \frac{2kb^2}{\lambda} \quad (6.72)$$

jest odległością, dla której rozkład pola fali odtwarza się, nazywaną odległością z_T Talbota [6.34–35]).

Powyzsza analiza pozwala sformułować ważny wniosek; rozmiary rezonatora falowodowo-szczelinowego zapewniają samoodtworzenie się modu EH_{m1} , gdy jego wymiary poprzeczne spełniają warunek $a = mb$ i podwójna długość $2L$ rezonatora jest równa odległości Talbota z_T . Z (6.72) otrzymujemy wówczas warunek dla długości rezonatora

$$L = \frac{kb^2}{\lambda} \quad (6.73)$$

6.7.1. PRAKTYCZNA REALIZACJA FILTRACJI TALBOTA

Dla typowej długości $L = 392$ mm rezonatora falowodowo-szczelinowego lasera CO_2 wzbudzanego w.c.z., wartości b obliczone z warunku Talbota (6.73) wynoszą:

$$\left. \begin{array}{ll} k = 1 & b = 2,038 \text{ mm} \\ k = 2 & b = 1,441 \text{ mm} \\ k = 3 & b = 1,176 \text{ mm} \end{array} \right\} \quad (6.74)$$

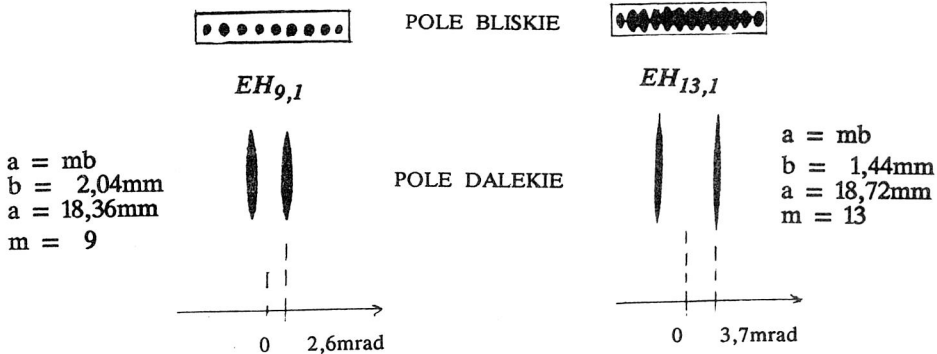
W celu wyselekcjonowania modu EH_{m1} , spełniającego warunki Talbota, oprócz geometrycznych warunków narzuconych wymiarom rezonatora, należy we wnętrzu rezonatora wstawić filtr przestrzenny o okresie b w kierunku horyzontalnym spełniający warunek $a=mb$, jak schematycznie pokazano na rys.6.23. Można to zrealizować na kilka sposobów:

- (i) wstawiając periodyczną siatkę cienkich drutów,
- (ii) stosując zwierciadła z naciętymi cienkimi rysami,
- (iii) stosując zwierciadła z periodycznie zmieniającą się transmisją lub fazą.

Pierwszą bardzo efektywną i spektakularną filtrację supermodu $EH_{m,1}$ przez zastosowanie filtru w postaci periodycznego grzebienia cienkich złotych drutów o średnicy $25 \mu\text{m}$ zademonstrowano dla dwóch rezonatorów falowodowo-szczelinowych [6.36], badając dwie geometrie rezonatora falowodowo-szczelinowego o długości $L = 392 \text{ mm}$ i szerokościach:

- (i) $b = 18,36 \text{ mm}$ ($a = 9b = 9 \times 2,04 \text{ mm}$) z selekcją modu $EH_{9,1}$
- (ii) $b = 18,72 \text{ mm}$ ($a = 13b = 13 \times 1,44 \text{ mm}$) z selekcją modu $EH_{13,1}$.

Na rys. 6.24 przedstawiono profile obu wyselekcjonowanych modów w polu bliskim i polu dalekim.



Rys. 6.24. Profile wyselekcjonowanych metodą filtracji Talbota modów

$EH_{9,1}$ i $EH_{13,1}$ w polu bliskim i w polu dalekim

Fig. 6.24. Profiles of modes $EH_{9,1}$ i $EH_{13,1}$ selected by Talbot filtering at near and far fields.

Wstawienie filtru selekcjonującego mod wprowadza dodatkowe straty dyfrakcyjne wewnątrz rezonatora. W celu określenia wpływu filtru na moc wyjściową lasera przeprowadzono badania mocy wyjściowej laserów z filtrem i bez filtru. Wyniki badań przedstawiono w tabeli 6.2.

Tabela 6.2. Wyniki eksperymentalne badań dwóch geometrii laserów

falowodowo-szczelinowych z filtracją i bez filtracji Talbota

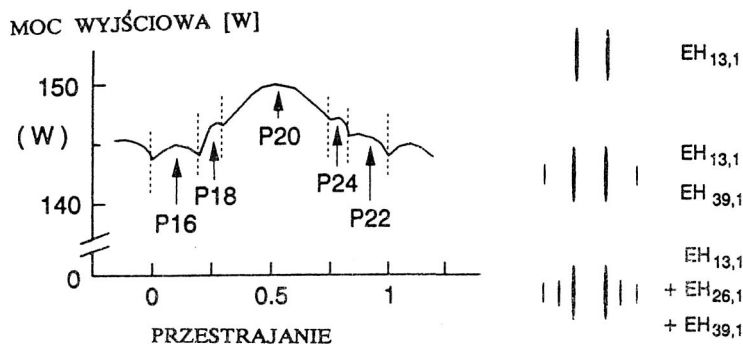
Table 6.2. Experimental results for two geometries of slab-waveguide lasers with and without Talbot filtration

Wymiary falowodu	Warunki eksperymentu	Moc wyjściowa [W]	Moc wejściowa [W]	Ciśnienie [Tr]	P_A [kW/m ²]
$b = 2,04 \text{ mm}$ $a = 18,36 \text{ mm}$ $a = 9 \times b$	bez filtracji	151	1250	95	22,1
	z filtracją	131	1200	95	19,5
$b = 1,44 \text{ mm}$ $a = 18,72 \text{ mm}$ $a = 13 \times b$	bez filtracji	202	1500	140	28,6
	z filtracją	155	1300	130	22,0

Z zaprezentowanych badań wynika, iż wstawienie filtru powoduje redukcję mocy wyjściowej lasera o około 20 %. Jest to wynik dodatkowych strat dyfrakcyjnych wprowadzanych przez filtr oraz zmniejszenia się efektywnej objętości modowej wnęki, spowodowanego procesem filtracji. Laser bez filtracji modowej generuje wiele niekontrolowanych modów z większym wykorzystaniem objętości ośrodka wzmacniającego. Dodatkowym źródłem strat jest niedokładność przestrzennej synchronizacji periodu filtru z płaszczyznami węzłowymi selekcionowanego modu, które w wyniku niejednorodności ośrodka (efekt termiczny, rozdz. 4.9) ulegają trudnym do kontroli przesunięciom.

6.7.2. ANALIZA CZĘSTOTLIWOŚCI PROMIENIOWANIA LASERÓW FALOWODOWO-SZCZELINOWYCH Z FILTRACJĄ TALBOTA

Jak pokazano w rozdziale 5.6, laser falowodowo-szczelinowy bez filtracji generuje permanentnie na linii P_{20} charakteryzującej się największym wzmocnieniem [5.13]. Optyczna analiza spektralna promieniowania lasera z filtracją Talbota wykazuje charakterystyczne dla jednokanałowego lasera falowodowego przesłoki linii (rozdz. 4.11). Na rys. 6.25 pokazano sygnaturę lasera falowodowo-szczelinowego z filtracją Talbota, z zaznaczonymi liniami emisyjnymi generacji w czasie przestrajania lasera. Ponieważ filtracja Talbota spełnia warunki selekcji nie tylko dla modu $EH_{m,1}$, ale również dla modów będących jego harmonicznymi ($EH_{2m,1}$, $EH_{3m,1}$, itd), możliwe jest wzbudzenie się tych modów, gdy tylko spełnione są warunki generacji wymagające przewyższenia nienasyconego wzmocnienia nad stratami. Sytuację taką zilustrowano na rys. 6.25, gdzie obok sygnatury lasera falowodowo-szczelinowego pokazano zarejestrowane struktury modowe (widmo fourierowskie), ujawniające obecność słabych modów harmonicznych ($EH_{2m,1}$ i $EH_{3m,1}$).



Rys. 6.25. Sygnatura lasera falowodowo-szczelinowego z filtracją Talbota i przestrzenne widmo Fouriera jego trzech typowych struktur modowych

Fig. 6.25. Signature of slab-waveguide laser with Talbot filtration and its three typical mode structures

W przypadku dobrze spełnionych warunków filtracji laser ten może generować jedną częstotliwość. Modyfikacja wzoru (4.37) daje wyrażenie określające częstotliwość własną rezonatora falowodowo-szczelinowego

$$\nu_{mq} = \frac{qc}{2L} + \frac{c\lambda}{8} \left[\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} \right], \quad (6.75)$$

a dla warunku $a = mb$ i $n = 1$ otrzymujemy

$$\nu_{m1q} = \frac{qc}{2L} + \frac{c\lambda}{4b^2} = q\Delta\nu_m + \frac{c\lambda}{4b^2}, \quad (6.76)$$

gdzie $\Delta\nu_m = c/(2L)$. Z (6.76) wynika, że dla warunku Talbota ($k = 2$ we wzorze (6.73)), to znaczy dla długości rezonatora spełniającej warunek

$$L = \frac{2b^2}{\lambda}, \quad (6.77)$$

występuje degeneracja częstotliwości wszystkich modów o nieparzystym m . W interpretacji fizycznej oznacza to, że wszystkie mody nieparzyste wzbudzone w takiej wnęce mają tę samą częstotliwość, a więc występuje zjawisko ich synchronizacji fazowej.

Powyższa prosta analiza dokonana została przy założeniu, że ośrodek laserowy jest jednorodny, a ścianki falowodu idealnie odbijające. W rzeczywistym rezonatorze zjawiska termiczne (rozdz. 4.9) i przesunięcie fazy fali przy odbiciu od ścianek oraz efekty nieliniowe spowodowane wysycaniem przestrzennym ośrodka powodują, że rozkład modowy laserów falowodowo-szczelinowych oraz ich widmo modowe, obliczone z prostego modelu geometrycznego traktującego rezonator jak jednorodnie wypełnioną wnącę prostopadłościenną, jest tylko przybliżeniem. Należy jednak dodać, że ośrodek wzmacniający wykazuje cechy układu samostabilizującego; na skutek indukowanej spójnym promieniowaniem nieliniowej anomalnej dyspersji ośrodka wewnątrz rezonatora, mechanizmy samostabilizacji są w stanie kompensować pewne jego niejednorodności.

Promieniowanie wyselekcjonowanego jednego modu lasera falowodowo-szczelinowego daje w polu dalekim (ognisko soczewki) dwa maksima natężenia. Można sobie wyobrazić transformację tych dwóch maksimumów w jedno przez stosowanie zewnętrznych, fazowych siatek dyfrakcyjnych. Takie układy były demonstrowane dla promieniowania widzialnego [6.37].

Zagadnienie wewnątrzrezonatorowej filtracji Talbota promieniowania laserów nie jest jeszcze dokładnie poznane. Przedstawione powyżej pierwsze wyniki badań świadczą o dużej efektywności laserów falowodowo-szczelinowych z filtracją Talbota z punktu widzenia otrzymywania laserów o dużej ekstrakcji mocy w wyselekcjonowanym i kontrolowanym modzie. Należy się spodziewać adaptacji tej metody do innych typów laserów, takich jak półprzewodnikowe, cieczone czy lasery na ciele stałym.

7. PODSUMOWANIE

W monografii podjęto próbę przeglądu zagadnień analizy i kontroli częstotliwości promieniowania laserów gazowych i na ich bazie dokonano wprowadzenia w nową dziedzinę, jaką jest synchronizacja fazowa wiązek laserowych.

Pierwsza część pracy zawiera ogólne wprowadzenie w problematykę analizy fluktuacji częstotliwości promieniowania laserów oraz ich stabilizacji. Wielość praktycznych układów stabilizacji częstotliwości, opartych na różnych rozwiązaniach i pomysłach, może być sprowadzona do jednego uniwersalnego schematu, którego analizę przedstawiono. Przedstawiono ogólny przegląd układów stabilizacji częstotliwości promieniowania laserowego, starając się dać zarys najnowszych tendencji i osiągnięć tej pasjonującej dziedziny.

Drugą część pracy poświęcono zagadnieniom synchronizacji częstotliwości (fazy) laserów. Ponieważ głównymi praktycznymi obiektami synchronizacji laserów gazowych są molekularne lasery falowodowe wzbudzone częstotliwością radiową, dokonano obszernego wprowadzenia w zagadnienia fizyki i technologii tych laserów. Zaprezentowano dwie nowe generacje laserów, rozwijających się na bazie molekularnych laserów falowodowych; laserów wielofalowodowych i falowodowo-szczelinowych. Te dwa typy laserów mogą być źródłami spójnego synchronicznego promieniowania, gdy zapewni się i kontrolę ich częstotliwości, warunki sprzężenia i selekcję modową. Spośród przedstawionych metod synchronizacji, najefektywniejszą, zdaniem autora, wydaje się być metoda selekcji modu lasera falowodowo-szczelinowego za pomocą filtracji Talbota. Atrakcyjność tej metody polega na tym, że laser falowodowo-szczelinowy chłodzony dyfuzyjnie może generować bardzo duże moce (kilkaset watów i więcej), z dobrze zdefiniowanym rozkładem promieniowania, bez konieczności drastycznego zwiększania jego podłużnych rozmiarów. Laser ten może być również laserem jednoczęstotliwościowym, co czyni go potencjalnym źródłem układów lidarowych.

Niniejsza praca jest wynikiem badań naukowych autora, prowadzonych w kilku ośrodkach badawczych w okresie ostatnich dziesięciu lat. Podstawę monografii stanowią indywidualne bądź współautorskie, publikowane oraz niepublikowane prace autora. W celu uzyskania spójnego i w miarę wyczerpującego zarysu poruszanej tematyki, w pracy przedstawiono również publikowane wyniki innych autorów. W podsumowaniu więc autor uznał za stosowne wypunktowanie swojego indywidualnego wkładu w rozwój kilku wątków badawczych stanowiących istotę pracy, z powołaniem się na własne prace publikowane i oryginalne wyniki niepublikowane zawarte w pracy. W przypadku prac współautorskich autor cytuje dalej tylko te, których jest głównym autorem, bądź te,

których, ze względu na autorstwo koncepcji, nie waha się zaliczyć do swoich osiągnięć. Poniżej zestawiono istotne indywidualne osiągnięcia autora w ramach tematyki prezentowanej w monografii.

1. Heterodynowe metody spektralnej analizy promieniowania laserowego:

- Koncepcja i model heterodynowej analizy promieniowania laserowego [2.9, 2.16, rozdz. 2.5 pracy], oraz heterodynowej analizy struktury modowej promieniowania laserowego, zrealizowanej dla kilku typów laserów gazowych: He-Ne [2.11], falowodowych laserów CO₂ [rozdz. 4.11 pracy] i falowodowo-szczelinowych laserów CO₂ [rozdz. 5.5 i 5.6 pracy].
- Uogólnienie pojęć miar stałości częstotliwości promieniowania laserowego [2.8, 2.10, rozdz. 2.4 pracy].
- Koncepcja i współrealizacja heterodynowego układu diagnostyki modulacji częstotliwości promieniowania laserów falowodowych [4.36, rozdz. 4.12 pracy].
- Zastosowanie analizy heterodynowej do diagnostyki synchronizacji promieniowania laserów falowodowych [rozdz. 6.1 i 6.4 pracy].

2. Stabilizacja częstotliwości promieniowania laserów gazowych:

- Opracowanie modelu układu stabilizacji częstotliwości promieniowania laserów gazowych [3.14, rozdz. 3.3 pracy].
- Cykl eksperymentów optymalizacyjnych lasera He-Ne 3,39 μm stabilizowanego na pik absorpcyjnej linii metanu [3.10, 3.17, 3.37] oraz realizacja stabilizacji częstotliwości zeemanowskiego lasera He-Ne 0,63 μm [3.23].
- Realizacja układów heterodyn laserowych o stabilizowanej częstotliwości różnicowej laserów He-Ne 3,39 μm [3.39] wykorzystanych do oryginalnej superczułej diagnostyki plazmy [3.42, 3.43].
- Koncepcja i realizacja układów stabilizacji częstotliwości różnicowej dwukanałowych falowodowych laserów CO₂ [4.16, 4.18, 4.29, 5.4, 5.7, rozdz. 5.3 pracy].
- Odkrycie efektu optowoltanicznego promieniowania laserowego w chłodzonym płaszczu wodnym laserów molekularnych [3.46] i wykorzystanie tego typu detekcji promieniowania do stabilizacji częstotliwości tych laserów [3.52] oraz koncepcja i współrealizacja identyfikacji efektu optogalwanicznego w falowodowych laserach CO₂ wzbudzanych częstotliwością radiową [3.53].

3. Fizyka i technologia laserów falowodowych:

- Wprowadzenie oryginalnego modelu propagacji czterech fal w falowodzie o przekroju prostokątnym, umożliwiającego prostą interpretację fizyczną mechanizmu generacji fali w laserze falowodowym [rozdz. 4.2 pracy].
- Obliczenia rozkładu temperatury gazu w przekroju poprzecznym falowodowego i falowodowo-szczelinowego lasera CO₂ umożliwiające optymalizację parametrów konstrukcyjnych tych laserów [rozdz. 4.8 pracy].

- Obliczenia profilu współczynnika załamania gazu w przekroju poprzecznym falowodowego lasera CO₂ wzbudzanego częstotliwością radiową [rozd.4.8 pracy].
 - Uzyskanie rekordowego wyniku ekstrakcji mocy wyjściowej falowodowego lasera CO₂ [4.29, rozdz. 4.10 pracy].
4. Technologia wielokanałowych laserów falowodowych:
- Koncepcja laserów wielofalowodowych i istotny wkład w rozwój ich technologii [5.1, rozdz. 5.1 pracy].
 - Konstrukcja i uruchomienie macierzowego lasera CO₂ wzbudzanego w.cz. 39-kanalowego (3 x 13) o całkowitej mocy wyjściowej 750 W [rozd. 5.1 pracy].
5. Lasery falowodowo-szczelinowe:
- Koncepcja i uruchomienie pierwszego falowodowo-szczelinowego lasera CO₂ dającego początek nowej generacji laserów molekularnych [4.29].
 - Eksperymentalna identyfikacja i teoretyczna interpretacja struktur modowych promieniowania laserów falowodowo-szczelinowych [5.13, rozdz. 5.6 pracy].
6. Układy synchronizacji fazowej promieniowania laserów molekularnych:
- Opracowanie modelu synchronizacji fazy promieniowania sprzężonych laserów [rozd. 6.1 i 6.2 pracy].
 - Koncepcja i realizacja układu laserów falowodowych sprzężonych diagonalnie [6.11, rozdz. 6.5 pracy].
 - Koncepcja i współrealizacja układu sprzężonych laserów falowodowych przez mieszanie czterech fal [6.33, rozdz. 6.6 pracy].
7. Filtracja supermodu laserów falowodowo-szczelinowych:
- Koncepcja i realizacja oryginalnej metody selekcji modu lasera falowodowo-szczelinowego, polegająca na samoodtwarzaniu się struktury modowej rezonatora, oparta na zmodyfikowanym efekcie Talbota [6.36, rozdz. 6.7 pracy].

LITERATURA

Rozdział 1

- 1.1 A.L. Schawlow, C.H. Townes, Infrared and optical masers, *Physical Review*, vol.112, No.6, 1958, p.1940-1949
- 1.2 R.Adler, A study of locking phenomena in oscillators, *Proceedings of I.R.E. and Waves and Electrons*, June 1946, p.351-357

Rozdział 2

- 2.1 H.Kogelnik, T.Li: Laser beams and resonators, *Proceedings of the IEEE*, vol.54, No.2, 1966, p.221-230
- 2.2 P.W.Smith, Mode selection in lasers, *Proceedings of the IEEE*, vol.60, No.4, 1972, p.422-440
- 2.3 M.Lax, Fluctuation and Coherence Phenomena in Classical and Quantum Physics, Gordon and Breach, New York, 1968
- 2.4 F.Arecchi, M.Scully, H.Haken, W.Weidlich, *Quantum Optics*, Academic Press, New York, 1969
- 2.5 L.Mandel, E.Wolf, Coherent properties of optical fields, *Review of Modern Physics*, vol.37, No.2, 1965, p.231-287
- 2.6 J.S.Bendat, A.G.Piersol, *Metody analizy i pomiaru sygnałów losowych*, PWN, Warszawa, 1976
- 2.7 L.S.Cuttler, C.L.Searle, Some aspects of the theory and measurements of frequency fluctuation in frequency standards, *Proceedings of the IEEE*, vol.54, No.2, 1966, p.136-154
- 2.8 K.M.Abramski, Miary stabilności częstotliwości laserów, *Rozprawy Elektrotechniczne*, vol.27, z.4, 1981, s.1161-1171
- 2.9 K.M.Abramski, E.F.Pliński, Some aspects of heterodyne detection of laser beams, *Optica Applicata*, vol.11, No.4, 1981, p.563-570
- 2.10 K.M.Abramski, D.R.Hall, Frequency stabilisation of lasers, in "The Physics and Technology of Laser Resonators", edited by D.R.Hall and P.E.Jackson, Adam Hilgar, Bristol and New York, 1989, ch.8, p.117-131
- 2.11 K.M.Abramski, E.F.Pliński, Heterodyne analysis of laser modes, *Optica Applicata*, vol.12, No.3-4, 1982, p.329-340
- 2.12 H.Z.Cummins, E.R.Pike, Editors, *Photon Correlation and Light Beating Spectroscopy*, Plenum Press, New York and London, 1974
- 2.13 R.T.Menzies, R.M.Hardesty, Coherent Doppler lidar for measurements of wind fields, *Proceedings of the IEEE*, vol.77, 1989, p.449-462
- 2.14 Yu.N.Dubnischczew, B.S.Rinkeviczjus, *Metody lazernoj dopplerovskoj anemometrii*, Izd."Nauka", Moskwa, 1982
- 2.15 R.Foord, R.Jones, J.M.Voughan, D.V.Willetts, Precise comparison of experimental and theoretical SNSs in CO₂ laser heterodyne systems, *Applied Optics*, vol.22, No.23, 1983, p.3787-3795
- 2.16 K.M.Abramski, Frequency response of photodetector measurements by means of heterodyne and interferometric technique of detection, *Optica Applicata*, vol.13, No.3, 1983, p.223-229
- 2.17 J.A.Barnes at al., Characterization of frequency stability, *IEEE Transaction on Instrument. and Measur.*, IM-20, No.2, 1971, p.105-120
- 2.18 D.W.Allan, Statistics of atomic frequency standards, *Proceedings of the IEEE*, vol.54, No.2, 1966, p.221-230

Rozdział 3

- 3.1 V.S.Letokhov, V.P.Chebotayev, *Nonlinear Laser Spectroscopy*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1977
- 3.2 R.W.P.Drever, J.L.Hall, F.V.Kowalski, J.Hough, G.M.Ford, A.J.Munley, H.Ward, Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator, *Applied Physics B*, 31, 1983, p.33-40
- 3.3 C.N.Cohen-Tannoudji, W.D.Phillips, New mechanism for laser cooling, *Physics Today*, October 1990, p.33-40
- 3.4 C.Freed, Ultrastable carbon dioxide (CO₂) lasers, *SPIE*, vol.894, *Gas Laser Technology*, 1988, p.86-95
- 3.5 K.M.Abramski, Z.Godziński, Krajowa ceramika piezoelektryczna; własności, parametry i zastosowanie w technice laserowej, *Pomiary Automatyka Kontrola* Nr 12, 1977, s.452-254
- 3.6 K.M.Abramski, Z.Godziński, Przesuwniki piezoceramiczne dla celów technik laserowych i interferometrii, *Pomiary Automatyka Kontrola*, Nr 12, 1981, s.452-454
- 3.7 J.L.Hall, Ma Long-Sheng, G.Kramer, Principle of optical phase-locking: Application to internal mirror He-Ne lasers phase-locked via fast control of the discharge current, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol.23, No.4, 1987, p.427-437
- 3.8 R.G.DeVoe, A blue dye laser with sub-kilohertz stability, *Optics Communication*, vol.70, No.1, 1989, p.56-61
- 3.9 R.J.Arndt, Analytical line shape for Lorentzian signals broadened by modulation, *Applied Physics*, vol.36, 1965, p.2522-2525
- 3.10 K.M.Abramski, Double modulation of the laser line, *Optica Applicata*, vol.16, No.4, 1986, p.265-272
- 3.11 A.J.Wallard, Frequency stabilisation of the helium-neon laser by saturated absorption in iodine vapour, *Journal of Physics E; Scientific Instruments*, vol.5, No.9, 1972, p.926-930
- 3.12 Z.Godziński, E.Matras, K.M.Abramski, Ultrastabilne lasery z częstotliwością stabilizowaną przy wykorzystaniu zjawiska nasycalnej absorpcji. *Lasery He-Ne/J₂*, *Elektronika*, Nr 7-8, 1981, s.23-26
- 3.13 Z.Godziński, K.M.Abramski, E.Matras, Ultrastabilne lasery wykorzystujące zjawisko nasycalnej absorpcji. *Lasery He-Ne/CH₄*, *Elektronika*, Nr 6, 1981, s.16-19
- 3.14 K.M.Abramski, Analiza układu stabilizacji częstotliwości laserów gazowych, *Rozprawy Elektrotechniczne*, vol.30, z.3, 1984, s.813-822
- 3.15 V.S.Letochov, B.D.Pavlik, Fluktuacji czastoty v gazovom lazere s nelinejnom pogloszczenijem, *Kvantovaja Elektronika*, vol.10, Nr 2, 1972, s.32-39
- 3.16 T.Suzuki, Discharge current noise in He-Ne laser and its suppression, *Japanese Journal of Applied Physics*, vol.9, No.3, 1970, p.132-133
- 3.17 K.M.Abramski, The investigation of low-noise discharge tubes in short single-mode He-Ne/CH₄ lasers, *Japanese Journal of Applied Physics*, vol.22, No.6, 1983, p.1068
- 3.18 W.R.Leeb, H.K.Phillipp, A.R.Scholtz, E.Bonek, Frequency synchronization and phase-locking of CO₂ lasers, *Applied Physics Letters*, vol.41, No 7, 1982, p.592-594
- 3.19 M.Hellwig, H.E.Bell, P.Kartashoff, J.C.Berquist, Frequency stability of methane-stabilized He-Ne lasers, *Journal of Applied Physics*, vol.43, No.2, 1972, p.450-452
- 3.20 I.Tobias, M.L.Skolnick, R.A.Wallace, T.G.Polanyi, Derivation of a frequency-sensitive signal from a gas laser in an axial magnetic field, *Applied Physics Letters*, vol.6, No.10, 1965, p.198-200
- 3.21 M.Sargent, W.E.Lamb, R.L.Fork, Theory of a Zeeman laser, *Physical Review* vol.164, No.2, 1967, p.436-465
- 3.22 T.Baer, F.V.Kowalski, J.L.Hall, Frequency stabilization of a 0.633 μ m He-Ne longitudinal Zeeman laser, *Applied Optics*, vol.19, No.18, 1980, p.3173-3177

- 3.23 K.M.Abramski, A.Pietrzak, Stabilizacja częstotliwości zeemanowskiego lasera He-Ne, Komunikaty II Sympozjum Techniki Laserowej, Szczecin, 1987, kom.31, s.132-134
- 3.24 K.M.Abramski, Ob invertirovannoj dyrke Bennetta v lazere s vnerezonatornoj poglaszczajuszczej jaczejkoj, Kvantovaja Elektronika, vol.5, Nr 10, 1978, s.2289-2291
- 3.25 K.M.Abramski, Optymalizacja parametrów układu jednodowego lasera He-Ne 3,39 μ m stabilizowanego metodą nasycalnej absorpcji przy użyciu wewnętrznej metanowej komórki absorpcyjnej, Praca doktorska, Wrocław, Raport Politechniki Wrocławskiej, I28/PRE-025/79, 1979
- 3.26 R.L.Barger, J.L.Hall, Pressure shift and broadening of methane line at 3.39 μ m studied by laser-saturated molecular absorption, Physical Review Letters, vol.22, No.1, 1969, p.4-8
- 3.27 V.P.Chebotayev, Use of ultranarrow resonance in spectroscopy and for stabilizing gas laser frequencies, Soviet Journal Quantum Electronics, vol.8, No.9, 1978, p.1130-1135, (Kvantovaja Elektronika, 5, 1978, 1130-1135)
- 3.28 J.Vanier, C.Audoin, The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards, Adam Hilgar, Bristol and Philadelphia, 1989, vol.2, ch.8
- 3.29 C.Freed, R.D.O'Donnell, Advance in CO₂ laser stabilization using 4.3 μ m fluorescence technique, Metrologia, vol.13, 1977, p.151-161
- 3.30 E.F.Pliński, K.M.Abramski, Saturation of infrared absorption in sulfer hexafluoride near 10.5 μ m at P12,P14,P16,P18 and P20 of emission CO₂ laser lines, Optica Applicata, vol.14, No.3, 1984, p.301-306
- 3.31 A. van Lerberghé, S.Avrillier, C.J.Bordé, High stability cw waveguide CO₂ laser for high resolution saturation spectroscopy, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol.14, No.7, 1978, p.481-486
- 3.32 Ch.Salomon, D.Hills, J.L.Hall, Laser stabilization of the milihertz level, Journal Optical Society of America B, vol.5, No.8, 1988, p.1576-1587
- 3.33 T.W.Hansch, A.L.Schawlow, Cooling of gases by laser radiation, Optics Communications, vol.13, No.1, 1975, p.68-69
- 3.34 J.Dalibard, Laser cooling of an optically thick gas, the simplest radiaton pressure trap, Optics Communications, vol.68, No.3, 1988, p.203-208
- 3.35 G.Janik, W.Nagourney, H.Dehmelt, Doppler-free optical spectroscopy on the Ba⁺ mono-ion oscillator, Journal of Optical Society of America B, vol.2, No.8, 1985, p.1251-1257
- 3.36 A.S.Bell, P.Gill, H.A.Klein, A.P.Levick, W.R.C.Rowley, Precision measurement of the ²F_{7/2}-²D_{5/2} 3.43 μ m interval in trapped Yb⁺, European Quantum Electronics Conference and Tenth National Quantum Electronics Conference, August, 1991, Edinburgh, Contributed paper, LSThP2, p.342
- 3.37 K.M.Abramski, Uczot vlijanija efekta modulacji na izmerenija fluktuacii czastoty Iazero, Kvantovaja Elektronika, vol.2, Nr 9, 1982, s.1904-1907
- 3.38 D.Crocker, R.J.Butcher, CO₂ lasers using boron nitride waveguides for high resolution spectroscopy, Infrared Physics, vol.21,1981, p.85-91
- 3.39 K.M.Abramski, A.Bieniek, Stabilizacja częstotliwości różnicowej między dwoma laserami gazowymi, Archiwum Elektrotechniki, vol.23, Nr 1/2, s.249-256
- 3.40 T.R.Gurski, R.T.Ku, M.D.Zimmerman, Frequency stability consideration for coherent laser radar using master oscillator/power amplifier, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol.15, no.9, 1979, p.39D-41D
- 3.41 K.M.Evenson, D.A.Jennings, F.R.Peterson, J.S.Wells, Laser frequency measurements. A review, limitation, extention to 197 THz (1.5 μ m)., "Laser Spectroscopy", Springer Series in Optical Sciences, vol.7, Editors: J.L.Hall, J.L.Carlsten, Springer-Verlag, 1977, p.56-67
- 3.42 K.M.Abramski, R.Nowicki, J.Rzepka, Laser heterodyne system for plasma diagnostics, XVI International Conference on Phenomena in Ionized Gases, ICPIG 83, Duesseldorf, 1983, Contributed paper, vol.3, p.420-421
- 3.43 K.M.Abramski, On the modified laser heterodyne system in plasma diagnostics XVIII International Conference on Phenomena in Ionized Gases, ICPIG 87, Swansea, 1987, Contributed paper, vol.4, p.624-625

- 3.44 C.R.Webster, C.T.Rettner, Laser optogalvanic spectroscopy of molecules, *Laser Focus*, vol.19, No.2, 1983, p.41-52
- 3.45 A.L.S. Smith, S.Moffat, Optogalvanic stabilized CO₂ laser, *Optics Communications*, vol.30, No.2, 1979, p.213-218
- 3.46 K.M.Abramski, J.van Spiker, W.J.Witte-man, On the opto-voltaic measurements in CO and CO₂ laser, *Applied Physics B*, vol.36, 1985, p.149-153
- 3.47 M.L.Skolnick, Use of plasma tube impedance variation to frequency stabilize a CO₂ laser, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol.6, No.2, 1970, p.139-140
- 3.48 M.J.Kavaya, R.T.Menzies, U.P.Oppenheim, Optogalvanic stabilization and offset tuning of carbon dioxide waveguide laser, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol.16, No.1, 1982, p.19-21
- 3.49 E.F.Pliński, K.M.Abramski, Opto-voltaic representation of a gain profile in cw CO₂ laser, *Optics Communications*, vol.50, No.3, 1984, p.162-164
- 3.50 E.F.Pliński, R.Nowicki, K.M.Abramski, J.Pieńkowski, J.Rzepka, Laser molekularny CO₂ malej mocy o stabilizowanej częstotliwości promieniowania wyjściowego, *Pomiary Automatyka Kontrola*, Nr 11, 1983, s.366-369
- 3.51 H.Yan, T.Kurosawa, A.Onae, E.Sakuma, Frequency stabilization of a CO₂ laser using Lamb-dip from a photo-acoustic cell, *Optics Communications*, vol.73, No.2, 1989, p.136-140
- 3.52 K.M.Abramski, W.J.Witte-man, Opto-voltaic effect and line stabilisation of gas lasers, XVII International Conference on Phenomena in Ionized Gases, ICPIG 85, Budapest, July, 1985, Contributed paper, vol.1, p.210-211
- 3.53 P.E.Jackson, K.M.Abramski, D.R.Hall, Automatic impedance matching and Opto-Hertzian effect in RF excited CO₂ waveguide lasers, *Applied Physics B*, vol.47, 1988, p.149-157
- 3.54 K.M.Abramski, A.D.Colley, R.J.Morley, G.N. Pearson, H.J.Baker, D.R.Hall, Frequency stabilisation and tuning of RF discharge excited CO₂ laser, Ninth National Quantum Electronics Conference, QE9, September, 1989, University of Oxford, Contributed paper, p.9
- 3.55 G.N.Pearson, D.R.Hall, RF-excited tunable CO laser with Opto-Hertzian frequency stabilization, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol.25, No.3, 1989, p.245-248

Rozdział 4

- 4.1 E.A.J.Marcatili, R.A.Schmeltzer, Hollow metallic and dielectric waveguides for long distance optical transmission and lasers, *The Bell System Technical Journal*, July 1964, p.1783-1809
- 4.2 K.D.Laakmann, W.H.Steier, Waveguides: characteristics modes of hollow rectangular dielectric waveguides, *Applied Optics*, vol.15, No.5, 1976, p.1334-1340
- 4.3 H.Kramer, Field configuration and propagation constants of modes in hollow rectangular dielectric waveguides, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, August, 1976, p.505-506
- 4.4 E.A.Marcatili, Dielectric rectangular waveguide and dielectric coupler for integrated optics, *The Bell System Technical Journal*, vol.48, 1969, p.2071-2152
- 4.5 B.Adam, F.Kneubuehl, Transversely excited 337 μ m HCN waveguide laser, *Applied Physics*, No.8, 1975, p.281-291
- 4.6 E.Germire, T. McMahon, M.Bass, Flexible infrared-transmissive metal waveguides, *Applied Physics Letters*, vol.29, 1976, p.254-256
- 4.7 R.M.Jenkins, R.W.J.Devereux, Dispersion phenomena in hollow alumina waveguides, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol.QE-21, 1985, p.1722-1727
- 4.8 T.Matsushima, K.Tanaka, Y.Okuda, T.Sueta, AlN ceramics for 10.6 μ m band hollow waveguides, *Japanese Journal of Applied Physics*, vol.27, No.7, 1988, p.1357-1358
- 4.9 R.L.Abrams, Coupling losses in hollow waveguide laser resonators, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol.8, No.11, 1972, p.838-843
- 4.10 R.L.Abrams, A.N.Chester, Resonator theory for hollow waveguide lasers, *Applied Optics*, vol.13, No.9, 1974, p.2117-2125

- 4.11 J.J.Degnan, D.R.Hall, Finite aperture waveguide laser resonator, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol.9, No.9, 1973, p.901-910
- 4.12 C.Hill, D.R.Hall, Coupling loss theory of single-mode waveguide resonator *Applied Optics*, vol.24, No.9, 1985, 1283-1290
- 4.13 D.M.Henderson, Waveguide lasers with intercavity electrooptic modulators, *Applied Optics*, vol.15, No.4, 1976, p.1066-1070
- 4.14 S.C.Brown, *Introduction to Electrical Discharges in Gases*, John Wiley & Sons, New-York, London, Sydney, 1966
- 4.15 J.J.Lowke, A.V.Phelps,, B.W.Irwin, Predicted electron transport coefficient and operating characteristics of CO₂-N₂-He laser mixtures, *Journal of Applied Physics*, vol.14, No.10, 1973, p.4664-4671
- 4.16 K.M.Abramski, RF excited CO₂ waveguide laser, Raport Instytutu Telekomunikacji i Akustyki Politechniki Wrocławskiej Nr I28/s-006/85
- 4.17 D.He, D.R.Hall, Discharge striation in rf excited waveguide lasers, *Journal of Applied Physics*, vol.55, No.11, 1984, p.4120-4122
- 4.18 K.M.Abramski, K.Beszta, Transversaly RF-excited parallel-spaced CO₂ waveguide lasers, *Optica Applicata*, vol.18, No.2,1988, p.109-114
- 4.19 P.Vidaud, D.He, D.R.Hall, High efficiency RF excited CO₂ laser, *Optics Communications*, vol.56, No.3, 1985, p.185-190
- 4.20 S.M.Levitskij, Issledovanija potencijala zažiganija v.cz. razriada w gaze v perechodnoj oblasti czastot i davlenij, *Zurnal Techničeskoj Fiziki*, T.27, Nr 5, 1957, s.979-1000
- 4.21 J.P.Velichov, A.S.Kovalev, A.T.Rachimov, *Fizičeskiye javlenija v Gazorazradnoj Plazme*, Izd."Nauka", Moskwa, 1987
- 4.22 H.H.Skilling, *Electric Transmission Lines*, McGraw-Hill, New York, 1951, ch.3 Standing waves on low-loss lines
- 4.23 P.P.Chenausky, L.A.Newman, Uniformly Excited RF waveguide laser, US Patent 4,443,877, 1984
- 4.24 A.J.Laderman, S.R.Byron, Temperature rise and radial profiles in CO₂ lasers, *Journal of Applied Physics*, vol.42, No.8, 1971, p.3138-3143
- 4.25 B.F.Gordiets, N.N.Sobolev, L.A.Shelepin, Kinetics of physical processes in CO₂ lasers, *Soviet Physics JETP*, vol.26, No.5, 1968, p.1039-1045 (*Zurnal Ekperimentalnoj i Teoretičeskoj Fizyki*, 53, 1967, 1822-1834)
- 4.26 M.J.Adams, *An Introduction to Optical Waveguides*, John Wiley & Sons, Chichester, 1981, ch.3, Two-dimensional parabolic-index media
- 4.27 K.Iizuka, *Engineering Optics*, Springer Series in Optical Sciences, vol.35, Springer-Verlag, Berlin, 1983, ch.5, Geometrical optics
- 4.28 D.He, D.R.Hall, Frequency dependence in rf discharge excited waveguide CO₂ lasers, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE-20, No.5, 1984, p.509-514
- 4.29 K.M.Abramski, A.D.Colley, P.E.Jackson, H.J.Baker, D.R.Hall, Power scaling in slab waveguide CO₂ lasers, Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO 2989, Baltimore, Contributed paper, TH61
- 4.30 W.W.Rigrod, Saturation effects in high-gain lasers, *Journal of Applied Physics*, vol.36, No.8, 1965, p.2487-2490
- 4.31 W.W.Rigrod, Homogeneously broadened cw lasers with uniform distributed loss, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol.14, 1978, p.377-381
- 4.32 W.J.Witteman, *The CO₂ Laser*, Springer Series in Optical Science, vol.54, Springer-Verlag, Berlin, 1987, ch.4, Continuous discharge laser
- 4.33 C.A.Hill, P.E.Jackson, Hooping modes in CO₂ waveguide lasers, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol.24, No.10, 1988, p.1976-1980
- 4.34 H.W.Mocker, Pressure and current dependent shift in the frequency oscillation of the CO₂ laser, *Applied Physics Letters*, vol.12, No.1, 1968, p.20-23
- 4.35 T.Kurosawa, Anomalous refractive index of the amplifying medium in a waveguide CO₂ laser, *Applied Optics*, vol.25, No.21, 1986, p.3811-3823
- 4.36 A.D.Colley, K.M.Abramski, H.J.Baker, D.R.Hall, Discharge-induced frequency modulation of RF excited CO₂ waveguide lasers, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol.27, No.7, 1991, p.1939-1945

- 4.37 J.A.Macken, S.K.Yagnik, H.L.Semis, CO₂ laser performance with distributed gold catalyst, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol.24, No.7, 1983, p.1895-1703

Rozdział 5

- 5.1 K.M.Abramski, Transverse RF excitation of two parallel coupled CO₂ waveguide lasers, *Proceedings of Symposium of Physics of Ionized Gases, SPIG'86, Sibenik, Yugoslavia, Contributed paper, 1986, p.485-488*
- 5.2 L.A.Newman, R.A.Hart, Technology trends in low-to midium power CO₂ lasers, *SPIE vol.737, New Developments and Application in Gas Lasers, 1987, p.36-46*
- 5.3 A.D.Colley, K.M.Abramski, H.J.Baker, D.R.Hall, Power and frequency balance in large waveguide CO₂ laser array, *Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO'90, Anaheim, 1990, Contributed paper, CTU B7*
- 5.4 K.M.Abramski, H.J.Baker, D.R.Hall, Stable frequency offset of parallel-rf-excited CO₂ lasers. *Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO'88, Anaheim, 1988, Contributed paper, TH M61*
- 5.5 A.D.Colley, Phase-locking of CO₂ waveguide laser arrays, *Ph.D Thesis, Heriot-Watt University, Edinburgh, Scotland, May 1991*
- 5.6 A.D.Colley, K.M.Abramski, H.J.Baker, D.R.Hall, Frequency tracking twin-channel laser, *Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO'89, Baltimore, 1989, Contributed paper, WN4*
- 5.7 K.M.Abramski, A.D.Colley, H.J.Baker, D.R.Hall, Offset frequency stabilization of RF excited waveguide CO₂ laser array, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol.26, No.4, 1990, p.711-717
- 5.8 M.J.Padgett, N.Bett, R.J.Butcher, A single frequency discriminator circuit for offset locking of lasers, *Journal Physics E; Scientific Instruments*, vol.21, 1988, p.554-557
- 5.9 C.A.Hill, D.R.Hall, Waveguide laser resonators with tilted mirror, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol.22, No.7, 1986, p.1078-1087
- 5.10 A.F.Glova, Yu.A.Dreizin, O.R.Kachurin, F.V.Lebedev, V.D.Pismennyj, Phase-locking of two-dimensional array of CO₂ lasers, *Sov. Tech. Phys. Lett.*, vol.11, No.2, 1985, p.102-103, (*Pis'ma Z.T.F.*, 11, 1985, 249-252)
- 5.11 K.M.Abramski, A.D.Colley, H.J.Baker, D.R.Hall, Two-dimensional high power CO₂ laser arrays, *praca przygotowywana do druku.*
- 5.12 K.M.Abramski, A.D.Colley, H.J.Baker, D.R.Hall, Power scaling of large-area transverse radio frequency discharge CO₂ lasers, *Applied Physics Letters*, vol.54, No.19, 1989, p.1833-1835
- 5.13 C.J.Shackleton, K.M.Abramski, H.J.Baker, D.R.Hall, Lateral and transverse mode properties of CO₂ slab waveguide lasers, *Optics Communications*, vol.89, No.5,6, 1992, p.423-428
- 5.14 P.E.Jackson, K.M.Abramski, A.D.Colley, C.J.Shackleton, H.J.Baker, D.R.Hall, Optical resonators for lasers with large area gain media, *Conference on Lasers and Electro-Optics, CLFO'90, Anaheim, 1990, Contributed paper, CTU B6*
- 5.15 B.Sterman, A.Gabay, S.Yatsiv, E.Degnan, Off-axis folded laser beam trajectories in a strip-line CO₂ laser, *Optics Letters*, vol.14, No.23, 1989, p.1309-1311
- 5.16 R.Nowack, H.Opower, U.Schaefer, K.Wessel, Th.Hall, High power CO₂ waveguide laser of the 1kW category, *SPIE, vol.1272, CO₂ Lasers and Application II, 1990, p.18-28*
- 5.17 E.F.Yelden, H.J.J.Seguín, C.E.Capjack, S.K.Nikumb, Multichannel slab discharge for CO₂ laser excitation, *Applied Physics Letters*, vol.58, No.7, 1991, p.693-694
- 5.18 A.E.Siegman, Stabilizing output with unstable resonators, *Laser Focus*, May 1971, p.42-47
- 5.19 P.E.Dyer, Unstable Resonators, in the book "The Physics and Technology of Laser Resonators", Adam Hilgar, Bristol, 1989, ch.2, Unstable resonator
- 5.20 P.E.Jackson, H.J.Baker, D.R.Hall, CO₂ large-area discharge laser using an unstable-waveguide hybrid resonator, *Applied Physics Letters*, vol.54, No.20, 1989, p.1950-1952

- 5.21 P.E.Jackson, K.M.Abramski, A.D.Colley, C.J.Shackleton, H.J.Baker, D.R.Hall, Szczelinowy laser CO₂ pobudzany w.cz. z niestabilnym rezonatorem konfokalnym, Materiały Konferencyjne III Sympozjum Techniki Laserowej, Szczecin, 1990

Rozdział 6

- 6.1 W.E.Lamb, Theory of an optical maser, *Physical Review*, vol.134, No.64, 1964, p.1429–1450
- 6.2 C.J.Buczek, R.J.Freiberg, Hybrid injection locking of higher power CO₂ lasers, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol.8, No.7, 1972, p.641–650
- 6.3 A.E.Siegman, *Lasers*, University Science Books, Oxford University Press, 1986, ch.29, Laser injection locking
- 6.4 J.T.Verdeyen, *Laser Electronics*, Prentice–Hall International Edition, 1989, ch.6, Resonant optical cavities
- 6.5 E.Kapon, J.Katz, A.Yariv, Supermode analysis of phase-locked arrays of semiconductor lasers, *Optics Letters*, vol.10, No.4, 1984, p.125–127
- 6.6 D.R.Scifres, R.D.Burnham, C.Lindstrom, W.Streifer, T.L. Paoli, Phase-locked (GaAl)As laser emitting 1.5W cw per mirror, *Electronics Letters*, No.19, 1963, p.169–171
- 6.7 W.Streifer, M.Osiński, D.R.Scifres, D.F.Welch, P.S.Cross, Phased-array lasers with a uniform, stable supermode, *Applied Physics Letters*, vol.49, No.22, 1986, p.1986–1988
- 6.8 D.Mehuys, K.Mitsanga, L.Eng, W.K.Marshall, A.Yariv, Supermode control in diffraction-coupled semiconductor laser arrays, *Applied Physics Letters*, vol.53, No.13, 1988, p.1165–1167
- 6.9 J.W.Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, Mc Graw–Hill, 1968, ch.6, Frequency analysis of optical imaging systems
- 6.10 D.G.Youmans, Phase-locking of adjacent channel leaky waveguide CO₂ lasers, *Applied Physics Letters*, vol.44, 1984, p.365–367
- 6.11 K.M.Abramski, A.D.Colley, H.J.Baker, D.R.Hall, RF excited CO₂ phase-locked laser array using diagonal coupling of waveguide channels, CLEO'91, Baltimore, 1991, Contributed paper, CWN5, Phase-locked CO₂ laser array using diagonal coupling of waveguide channels, *Applied Physics Letters*, vol.60, No.5, 1992, p.530–532
- 6.12 J.R. Leger, M.L.Scott, W.B.Veldkamp, Coherent addition of AlGaAs lasers using microlenses and diffractive coupling, *Applied Physics Letters*, vol.52, No.21, 1988, p.1771–1773
- 6.13 V.V.Antyukov, A.F.Glova, O.R.Kachurin, F.V.Lebedev, V.V.Likhanskii, A.P.Napartovich, V.D.Pis'mennyi, Effective phase locking of an array of lasers, *Journal of Experimental and Technical Physics*, vol.44, No.2, p.78–81, (*Pisma ZETF*, 44, 2, 1986, 63–65)
- 6.14 K.M.Abramski, A.D.Colley, H.J.Baker, D.R.Hall, Single and multi-frequency operation of tandem waveguide CO₂ lasers, *SPIE*, vol.1181, *Coherent Laser Radar, Technology and Application*, 1989, p.163–167
- 6.15 D.F.Welch, P.Gross, D.Scifres, W.Streifer, R.D.Burnham, In-phase emission from index-guided laser array up to 400mW, *Electronics Letters*, vol.22, 1986, p.293–295
- 6.16 R.A.Hart, L.A.Newman, A.J.Cantor, J.T.Kennedy, Staggered hollow-bore CO₂ laser array, *Applied Physics Letters*, vol.51, No.14, 1987, p.1057–1059
- 6.17 G.R.Hadley, J.P.Hohimer, A.Owyoung, Free running modes for gain-guided diode laser arrays, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, No.6, 1987, p.765–774
- 6.18 A.Hardy, W.Streifer, Coupled mode solution of multiwaveguide systems, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol.22, No.4, 1986, p.528–534
- 6.19 L.A. Newman, R.A.Hart, J.T. Kennedy, A.J.Cantor, A.J.DeMaria, W.B.Bridges, High power coupled CO₂ waveguide laser array, *Applied Physics Letters*, vol.48, No.25, 1986, p.1701–1703

- 6.20 G.L.Bourdet, G.M.Mulot, J.Y.Vinet, Linear array of self-focusing CO₂ lasers, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol.26, No.4, 1990, p.701-710
- 6.21 A.Yariv, D.M.Pepper, Amplified reflection, phase conjugation, and oscillation in degenerate four-wave mixing, Optics Letters, vol.1, 1977, p.16-19
- 6.22 S.M.Wandzura, Effect of atomic motion on wavefront conjugation by resonantly enhanced degenerate four-wave mixing, Optics Letters, vol.4, no.7, 1979, p.208-210
- 6.23 L.Bergmann, Der Ultraschall, Hirzel, Stuttgart, 1954, ch.5
- 6.24 A.Yariv, P.Yeh, Optical Waves in Crystals. Propagation and Control of Laser Radiation, John Wiley & Sons, New York, 1984, ch.12, Nonlinear optics
- 6.25 A.Yariv, Optical Electronics, Holt, Rinehart and Winston, New York, 1985, ch.12, Phase conjugate optics - theory and applications
- 6.26 I.J.Bigia, B.J.Feldman, R.A.Fisher, E.E.Bergman, High efficiency wave front reversal in germanium and in inverted CO₂, Soviet Journal Quantum Electronics, vol.9, No.11, 1979, p.1365-1369 (Kwantowaja Elektronika, 6, 1979, 2318-2325)
- 6.27 P.E.Dyer, J.S.Legatt, Phase conjugation in CS₂ using a CO₂ laser, Eight National Quantum Electronics Conference, QE8, St.Andrews, September, 1987, Contributed paper, p.134-135
- 6.28 R.A.Fisher, B.J.Feldman, On resonant phase-conjugate reflection and amplification at 10.6 μ m in inverted CO₂, Optics Letters, vol.4, No.5, 1979, p.140-142
- 6.29 D.G.Steel, R.C.Lind, J.F.Lam, Degenerate four-wave mixing in a resonant homogeneously broadened system, Physical Review A, vol.23, No.5, 1981, p.2513-2524
- 6.30 V.V.Likhanskii, A.P. Napartovich, A.G.Sukharev, Phase locking of lasers with a shared nonlinear cell, Soviet Journal Quantum Electronics, vol.17, No.9, 1987, p.1105-1106, (Kvantovaja Elektronika, 15, 1988, 877-878)
- 6.31 W.P.Brown, C.J.Gaeta, R.C.Lind, C.R.Giuliano, Coherent Coupling of cw laser oscillators using intracavity four-wave mixing, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol.25, No.3, 1989, p.607-618
- 6.32 A.V.Bondarenko, A.F.Glova, F.V.Lebedev, V.V.Likhanskii, A.P.Napartovich, V.D.Pismennyi, V.P.Yartsev, Phase locking of waveguide CO₂ lasers as a result of four-wave interaction of light beams in an absorption liquid, Soviet Journal Quantum Electronics, vol.18, 1988, p.563-564, (Kvantovaja Elektronika, 15, 1988, 877-878)
- 6.33 K.M.Abramski, A.D.Colley, H.J.Baker, D.R.Hall, Phase-locking of CO₂ waveguide lasers by intra-cavity four-wave mixing, European Quantum Electronics Conference and Tenth National Quantum Electronics Conference, Edinburgh, August 1991, Contributed paper, PL Tu15, p.13, Phase-locked operation of intersecting CO₂ waveguide lasers by four-wave mixing, Optics Communications, vol.90, No.1,2,3, 1992, p.61-64
- 6.34 L.Liu, Talbot and Lau effects on incident beams of arbitrary wavefront, and their use, Applied Optics, vol.28, No.21, 1989, p.4668-4678
- 6.35 J.R.Leger, M.A.Snyder, Real-time depth measurements and display using Fresnel diffraction and white-light processing, Applied Optics, vol.23, No.10, 1984, p.1655-1670
- 6.36 K.M.Abramski, H.J.Baker, A.D.Colley D.R.Hall, Single mode selection using coherent imaging within a slab waveguide CO₂ laser, Applied Physics Letters, vol.60, No.20, 1992, p.2469-2471
- 6.37 J.R.Leger, G.J.Swanson, W.B.Veldkamp, Coherent laser addition using binary phase grating, Applied Optics, vol.26, No.20, 1987, p.4391-4399

METHODS OF ANALYSIS, CONTROL AND LOCKING OF GAS LASER FREQUENCIES

Frequency stabilised and tunable lasers are the basic instruments of modern optical, spectroscopic and metrological laboratories. Analysis and the subsequent control of the laser's output frequency is the primary technique used to perform investigations of the coherent properties of optical radiation. Recently, a new technique has been developed to control the output radiation of a laser device. This approach is based on the frequency/phase-locking of laser arrays. In general, the method consists of the coherent addition of the output radiation from each of the individual elements of laser structure. When implemented, this procedure results in the attainment of high power and high brightness source of coherent laser radiation. This monograph reviews recent developments and achievements in the broad areas of frequency control and phase-locking in gas lasers.

Specific methods of frequency fluctuation analysis, including the technique of heterodyne detection are described. Fundamental definitions of laser frequency stability are also introduced. A theoretical model of laser frequency stabilisation is presented and analysed. Various strategies and methods for laser frequency stabilisation are discussed and classified.

A wide introduction to the physics and technology of radio frequency excited CO_2 waveguide laser is presented. These devices are prime candidates to benefit from advances in frequency stabilisation and phase-locking technologies. Included in this treatment are the properties of rectangular optical waveguides and resonator structures. Such parameters as loss factor, mode structure and propagation characteristics are described. In addition, the mechanism of RF excitation, including the inherent influence of this technique on laser frequency tunability, is discussed and demonstrated. Basic parameters of RF excited waveguide lasers are described inclusive of their power and mode-frequency characteristics. The description of two new gas laser generations, known as multi-channel and slab-waveguide lasers, are introduced. Both of these approaches offer an improvement in the technology of ultra-compact diffusion cooled, sealed-off laser devices.

A theoretical model, diagnostic procedures and various parameters associated with laser locking techniques are described. Recent developments and advances in multi-channel laser array locking methods are documented. A novel approach to the production of high power, yet single frequency and high modal purity operation of a slab-waveguide laser array is demonstrated. This result is based on the application of coherent imaging of waveguide modes within the optical resonator: a technique which is also outlined within. The methods and results presented herein are of fundamental importance to the continued development of compact, high power, stable laser devices.

МЕТОДЫ АНАЛИЗА, КОНТРОЛЯ И СИНХРОНИЗАЦИИ ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРОВ

Анализ и контроль частоты газовых лазеров являются принципиальными техниками исследования когерентных свойств лазерного излучения. Частотно стабилизируемые и перестраиваемые лазеры – это основные инструменты современных оптических, спектральных и метрологических лабораторий. В последнее время развивается новая техника, основанная на вышеупомянутых, так называемая техника синхронизации частоты/фазы лазеров. Она заключается в когерентном суммировании излучения ряда лазеров и дает возможность получения когерентных источников высокой мощности и интенсивности. Настоящая монография дает обзор прогресса и достижений в области контроля и синхронизации частоты газовых лазеров. Представлены методы анализа флуктуации частоты, основанные на гетеродинном детектировании и введены определения стабильности частоты лазеров. Введена модель стабилизации частоты лазеров и на ее основе представлены основные системы и параметры разных методов стабилизации. Осуществлено широкое введение в физику и технологию волноводных лазеров CO_2 , возбуждаемых высокой частотой, которые являются главным предметом исследования синхронизации. Обобщены свойства распространения оптических волноводов и резонаторов прямоугольного сечения, их модовые структуры и потери. Указаны механизм возбуждения плазмы в.ч. в волноводных лазерах и его влияние на частоту лазера. Представлены основные параметры волноводных лазеров CO_2 , их характеристики выходной мощности и частотно-модовые характеристики. Обсуждены две новые генерации лазеров: волноводных многоканальных и волноводно-целевых, будучих интересной перспективой в развитии диффузионно-охлаждаемых молекулярных малогабаритных лазеров большой мощности. Представлены модель, параметры и методы диагностики синхронизации лазеров. На примере многоканальных лазеров обобщены самые новые достижения в области синхронизации лазеров. Введена новая техника модовой фильтрации волноводно-целевых лазеров, моделирующей генерацию синхронного излучения многоканального ряда волноводных лазеров.

Проверил Станислав Ганцаж

SPIS TREŚCI

1.	WPROWADZENIE	4
2.	FLUKTUACJE CZĘSTOTLIWOŚCI PROMIENIOWANIA LASERA	7
2.1.	Struktura modowa promieniowania laserowego	7
2.2.	Kwantowe poszerzenie widma promieniowania lasera	8
2.3.	Fluktuacje środowiskowe	9
2.4.	Stochastyczny model fluktuacji częstotliwości	10
2.5.	Analiza fluktuacji częstotliwości promieniowania laserowego metodą detekcji heterodynowej	11
2.6.	Miary stałości częstotliwości promieniowania laserowego	14
3.	METODY KONTROLI CZĘSTOTLIWOŚCI PROMIENIOWANIA LASEROWEGO	17
3.1.	Bierna stabilizacja częstotliwości promieniowania laserów	18
3.2.	Aktywna stabilizacja częstotliwości promieniowania laserów	18
3.3.	Analiza układu aktywnej stabilizacji częstotliwości promieniowania laserów	19
3.4.	Zeemanowski laser He-Ne	25
3.5.	Nieliniowe nasycalne absorbery	27
3.5.1.	Laser He-Ne/CH ₄	29
3.5.2.	Laser He-Ne/J ₂	30
3.5.3.	Lasery CO ₂ z nieliniowymi absorberami	31
3.6.	Szybkie dyskryminatory optyczne - metoda stabilizacji Pound-Drevera	31
3.7.	Wąskie spektralne linie chłodzonych gazów	33
3.8.	Synchronizacja częstotliwości różnicowej wiązek laserowych	34
3.9.	Optyczna stabilizacja częstotliwości promieniowania laserów gazowych	36
4.	FIZYKA I TECHNOLOGIA LASERÓW FALOWODOWYCH	38
4.1.	Propagacyjne własności falowodów optycznych	38
4.2.	Czterofalowy obraz propagacji w falowodzie prostokątnym	46
4.3.	Materiały falowodów optycznych	47
4.4.	Rezonator lasera falowodowego	49
4.5.	Straty rezonatora falowodowego	50
4.6.	Wzbudzenie plazmy częstotliwością radiową	52
4.7.	Rozkład napięcia w.cz. wzdłuż kanału lasera falowodowego	56
4.8.	Rozkład temperatury gazu w laserze falowodowym	59
4.9.	Profil współczynnika załamania gazu w falowodzie	61
4.10.	Podstawowe parametry falowodowego lasera CO ₂	65
4.11.	Analiza częstotliwości promieniowania lasera falowodowego	69
4.12.	Wpływ zmian mocy wzbudzenia na częstotliwość generacji lasera falowodowego	71
4.13.	Modulacja częstotliwości generacji lasera w wyniku modulacji mocy wzbudzenia	76

5.	FALOWODOWE LASERY WIELOKANALOWE I FALOWODOWO-SZCZELINOWE	78
5.1.	Wielokanałowy szereg laserów falowodowych	78
5.2.	Problem chłodzenia ścianek falowodu	80
5.3.	Stabilizacja częstotliwości różnicowej dwukanałowego lasera falowodowego	82
5.4.	Wielofalowodowe lasery macierzowe	85
5.5.	Lasery falowodowo-szczelinowe	86
5.6.	Lasery falowodowo-szczelinowe z niestabilnym rezonatorem konfokalnym	89
6.	SYNCHRONIZACJA FAZOWA PROMIENIOWANIA LASERÓW FALOWODOWYCH	93
6.1.	Lasery sprzężone	94
6.2.	Model synchronizacji fazowej promieniowania laserów	96
6.3.	Supermody synchronizowanego szeregu laserów	99
6.4.	Diagnostyka spójnego sumowania pola promieniowania synchronizowanych laserów	103
6.5.	Techniki synchronizacji fazowej promieniowania falowodowych laserów CO ₂	104
6.5.1.	Dyfrakcyjne sprzężenie laserów falowodowych	105
6.5.2.	Sprzężenie międzykanałowe typu "Y"	107
6.5.3.	Sprzężenie rozłożone wzdłuż kanałów	107
6.5.4.	Szereg laserów falowodowych ze sprzężeniem diagonalnym	109
6.6.	Spójne sprzężenie laserów gazowych przez mieszanie czterech fal	113
6.6.1.	Model sprzężania w mieszaniu czterech fal	116
6.6.2.	Nieliniowość podatności ośrodka gazowego	119
6.6.3.	Synchronizacja fazowa promieniowania przecinających się falowodowych laserów CO ₂	121
6.7.	Filtracja supermodu lasera falowodowo-szczelinowego	123
6.7.1.	Praktyczna realizacja filtracji Talbota	126
6.7.2.	Analiza częstotliwości promieniowania laserów falowodowo-szczelinowych z filtracją Talbota	128
7.	PODSUMOWANIE	130
	LITERATURA	133

CONTENTS

1.	INTRODUCTION	4
2.	LASER FREQUENCY FLUCTUATIONS	7
2.1.	Laser mode structure	7
2.2.	Quantum broadening of laser radiation	8
2.3.	Environmental fluctuations	9
2.4.	Stochastic model of laser frequency fluctuations	10
2.5.	Analysis of laser frequency fluctuations by heterodyne detection	11
2.6.	Measures of laser frequency stability	14
3.	METHODS OF LASER FREQUENCY CONTROL	17
3.1.	Passive stabilisation of laser frequency	18
3.2.	Active frequency stabilisation	18
3.3.	Analysis of active frequency stabilisation system	19
3.4.	Zeeman He-Ne laser	25
3.5.	Nonlinear saturated absorbers	27
3.5.1.	He-Ne/CH ₄ laser	29
3.5.2.	He-Ne/I ₂ laser	30
3.5.3.	CO ₂ lasers with nonlinear absorbers	31
3.6.	Fast optical discriminators - Pound-Drever method of stabilisation	31
3.7.	Narrow spectral lines of cooled gases	33
3.8.	Synchronisation of laser offset frequency	34
3.9.	Opto-galvanic stabilisation	36
4.	PHYSICS AND TECHNOLOGY OF WAVEGUIDE LASERS	38
4.1.	Propagation properties of optical waveguides	38
4.2.	Four-wave model of propagation in rectangular waveguide	46
4.3.	Materials of optical waveguides	47
4.4.	Waveguide laser resonator	49
4.5.	Losses of waveguide resonators	50
4.6.	RF plasma excitation	52
4.7.	Voltage distribution along RF excited channel of the waveguide laser	56
4.8.	Temperature distribution in the waveguide laser	59
4.9.	Profile of refractive index in the waveguide	61
4.10.	Basic parameters of the CO ₂ waveguide laser	65
4.11.	Frequency analysis of the waveguide laser radiation	69
4.12.	Power-induced frequency tuning of the waveguide laser	71
4.13.	RF power-induced laser frequency modulation	76

5.	MULTICHANNEL WAVEGUIDE AND SLAB-WAVEGUIDE LASERS	78
5.1.	Multichannel array of waveguide lasers	78
5.2.	Cooling problem of waveguide laser	80
5.3.	Offset frequency stabilisation of twin-channel waveguide laser	82
5.4.	Multichannel matrix lasers	85
5.5.	Slab-waveguide lasers	86
5.6.	Slab-waveguide lasers with unstable confocal resonator	89
6.	PHASE-LOCKING OF WAVEGUIDE LASERS	93
6.1.	Coupled lasers	94
6.2.	Model of laser phase-locking	96
6.3.	Supermodes of locked laser array	99
6.4.	Diagnostics of coherent summation of phase-locked lasers	103
6.5.	Phase-locking techniques of waveguide CO ₂ lasers	104
6.5.1.	Diffraction coupling of waveguide lasers	105
6.5.2.	"Y"-coupled channels	107
6.5.3.	Distributed coupling between channels	107
6.5.4.	Diagonally coupled waveguide laser array	109
6.6.	Coherent coupling of gas lasers by four-wave mixing	113
6.6.1.	Model of coupling by four-wave mixing	116
6.6.2.	Nonlinearity of gas media susceptibility	119
6.6.3.	Phase-locking of intersected CO ₂ waveguide lasers	121
6.7.	Supermode filtration of slab-waveguide laser	123
6.7.1.	Experimental results of Talbot filtration	126
6.7.2.	Frequency analysis of slab-waveguide laser with Talbot filtration	128
7.	SUMMARY	130
	REFERENCES	133



PRACE NAUKOWE INSTYTUTU TELEKOMUNIKACJI I AKUSTYKI
(wydane w latach 1990—1993)

- Nr 64, Monografie nr 31, B. Bogusz, H. Idczak, *Metody pomiaru natężenia akustycznego*, Wrocław 1990
- Nr 65, Konferencje nr 21, *II Szkoła Naukowa Intensometrii Akustycznej*, Wrocław 1990
- Nr 66, Monografie nr 32, *Metody parametryzacji sygnału mowy do automatycznego rozpoznawania głosów*, Wrocław 1990
- Nr 67, Monografie nr 33, K. Sachse, *Analiza i właściwości linii transmisyjnych i falowodów o wielu warstwach dielektrycznych i półprzewodnikowych*, Wrocław 1991
- Nr 68, Konferencje nr 22, *III Szkoła Naukowa Intensometrii Akustycznej*, Wrocław 1991
- Nr 69, Monografie nr 34, T. W. Więckowski, *Loop antenna in the electromagnetic field metrology*, Wrocław 1992
- Nr 70, Monografie nr 35, A. Dobrucki, *Numeryczne modelowanie układu drgającego głośnika magnetoelektrycznego cewkowego*, Wrocław 1992

Cena zł 24 000,—

Subscription should be sent (at any time of the year) to:

„Ars Polona”

Krakowskie Przedmieście 7, 00-068 Warszawa

Bank account number PBK XIII Oddz. W-wa 370044-1195-139-11

Zamówienia na prenumeratę można składać:

OR PAN, PKiN, 00-901 Warszawa

Nr konta bankowego: PBK IX Oddz. W-wa, 370031-4792

Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław

są do nabycia w następujących księgarniach:

„Politechnika”

Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław

(budynek A-1 PWr.)

oraz Wydawnictwa Politechniki Wrocławskiej

plac Grunwaldzki 13, 50-377 Wrocław

(budynek D-1 PWr.)

ISSN 0324-9328