

Rozdział 3

Lasery telekomunikacyjne

3.1. Wprowadzenie

Lasery jest sercem nadajnika optycznego. Kiedy pracowano nad pierwszymi laserami gazowymi, nikt nie myślał o komunikacji optycznej. Podczas budowania pierwszych łączy optycznych ze światłowodami, jako źródła promieniowania zastosowano diody świecące LED. Droga do lasera półprzewodnikowego była długa i trudna. Krok po kroku pokonywano ją, konstruując lasery Fabry'ego-Perota do pracy w oknie 2 i 3 transmisji światłowodu kwarcowego. Współczesne lasery półprzewodnikowe DFB (wkrótce rozszyfrujemy ten skrót) są małymi i bardzo złożonymi strukturami.

Lasery półprzewodnikowe pompowane prądowo wykazały ogromną przydatność do zastosowań telekomunikacyjnych. Wytwarzają czysty widmowo sygnał optyczny, a moc wyjściowa może być w prosty sposób modulowana przez zmianę prądu. Wyparty one z tego pola zastosowań lasery pompowane optycznie.

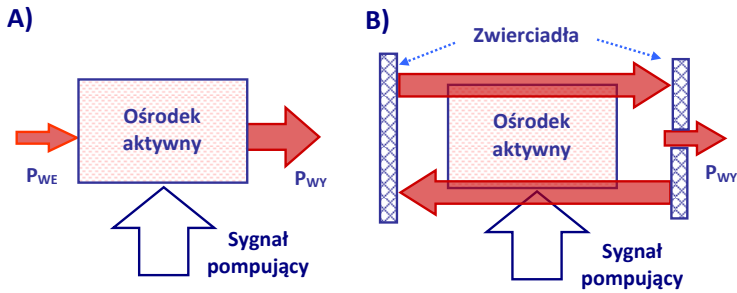
Lasery wraz z innymi elementami tworzą nadajnik optyczny. Ceny najlepszych z nich sięgają ceny średniego samochodu.

3.2. Wiadomości podstawowe

3.2.1. Elementy lasera

Lasery nazywamy określone typy źródeł sygnału optycznego. Nazwa lasera pochodzi od pierwszych liter angielskiej nazwy tego przyrządu: *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*. Zgodnie z terminologią stosowaną przez elektroników laser jest oscylatorem.

W największym skrócie podstawowymi elementami lasera są: ośrodek aktywny, pompa dostarczająca optycznego sygnału pompującego oraz układ zwierciadeł tworzących rezonator. Sygnał optyczny propagowany przez ośrodek aktywny ulega wzmocnieniu, kierunek propagacji sygnału nie jest zwykle istotny. Oczywiście, aby zachodził proces wzmocnienia, długość fali transmitowanego sygnału musi mieć określoną wartość. Uaktywnienie ośrodka optycznego wymaga dostarczenia odpowiedniej mocy optycznej z układu pompującego, co pokazano schematycznie na rys. 3.1A.



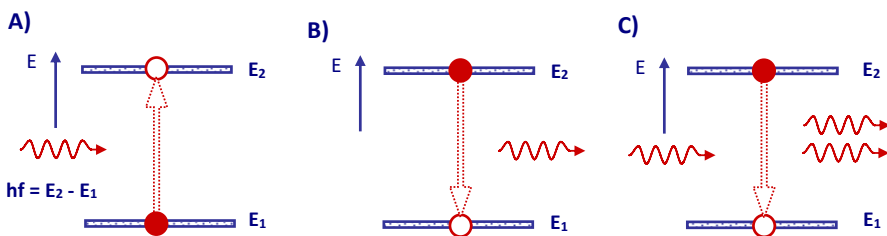
Rys. 3.1. Podstawowe elementy lasera. A) Ośrodek uaktywniony sygnałem pompującym. B) Dodanie zwierciadeł tworzy strukturę samowzbudzającą lasera.

Dodanie zwierciadeł tworzy rezonator optyczny o dużej dobroci, który – dla częstotliwości rezonansowych – działa jak dodatnie sprzężenie zwrotne, co pokazano na rys. 3.1.B. Sygnał optyczny, przechodząc przez ośrodek aktywny, ulega wzmocnieniu, odbija się od zwierciadeł i w drodze do następnego także ulega wzmocnieniu. Następuje wzbudzenie układu, powstają oscylacje; utworzony został laser. Wielokrotne odbicia nie prowadzą do nieskończonego wzrostu mocy ze względu na efekty nasycenia.

Część mocy może zostać wyprowadzona na zewnątrz w postaci koherentnej wiązki promieniowania, zwykle o mocy dużo mniejszej od mocy pompy.

3.2.2. Pobudzenie i emisja

W punkcie tym opisane zostaną mechanizmy umożliwiające uczynienie ośrodka aktywnym. Na rys. 3.2 zilustrowano niektóre mechanizmy oddziaływania fotonu z atomami (cząsteczkami) ośrodka. Zgodnie z zasadami fizyki kwantowej w pewnych przypadkach atomy nie mogą przyjmować dowolnych wartości energii, a jedynie ciąg dyskretnych wartości, zwanych poziomami energetycznymi.



Rys. 3.2. Ilustracja procesów pobudzenia atomów. A) Absorpcja fotonu skutkuje pobudzeniem atomu. B) Atom wraca do pierwotnego stanu po spontanicznym wyemitowaniu fotonu. C) Foton zewnętrzny wymusza powrót atomu do stanu pierwotnego przez emisję drugiego fotonu.

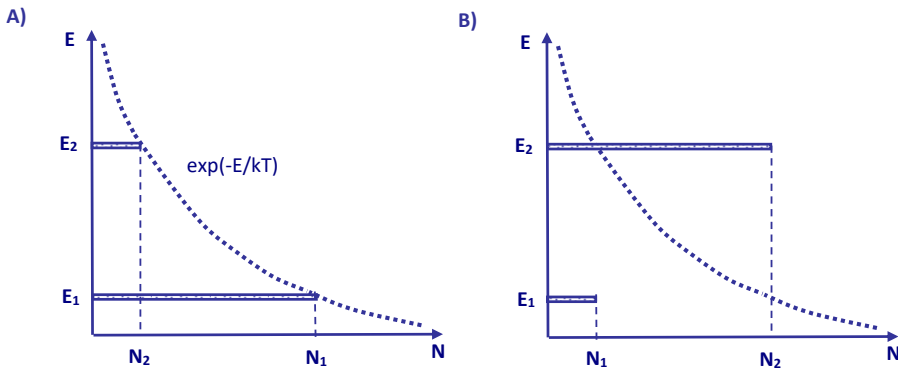
Na rys. 3.2a pokazano pobudzenie pojedynczego atomu po zaabsorbowaniu (absorpcja wymuszona) fotonu o energii $hf = E_2 - E_1$, co pozwoliło na przeniesienie atomu z poziomu o energii E_1 na poziom o energii E_2 . Tutaj h jest stałą Plancka, $f = c/\lambda$ jest częstotliwością związaną z prędkością c światła i długością fali λ . Po pewnym czasie atom wraca do poprzedniego stanu o energii E_1 po wyemitowaniu (emisja spontaniczna) fotonu o tej samej energii, jaka miał foton zaabsorbowany – rys. 3.2b. Powrót do stanu o energii E_1 może także nastąpić w obecności promieniowania zewnętrznego. Atom wypromieniowuje foton, efekt ten nazywamy emisją wymuszoną – rys. 3.2c.

Grupa N atomów wzajemnie oddziaływujących na siebie może pozostawać w równowadze termicznej w temperaturze bezwzględnej T , w której część N_1 atomów obsadza poziom E_1 , a część N_2 atomów ($N = N_1 + N_2$) obsadza poziom E_2 . Wartości N_1 i N_2 określa rozkład Boltzmanna opisany zależnością (3-1), w której k jest stałą Boltzmannna:

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right) \equiv \exp\left(-\frac{hf}{kT}\right); \quad (3-1)$$

W równowadze termicznej $N_1 > N_2$, a im większa jest energia E_2 poziomu, tym mniejsze jego obsadzenie.

Ośrodek w równowadze termicznej – rys. 3.3a – pochłania promieniowanie, którego kwanty niosą energię $hf = E_2 - E_1$. Przy odpowiednio dużej liczbie kwantów, przy silnym oświetleniu, może powstać inwersja obsadzeń, to znaczy $N_2 > N_1$ – rys. 3.3b. Po ustaniu czynnika pobudzającego, w rezultacie emisji spontanicznej, układ powraca po pewnym czasie do stanu termicznej równowagi.

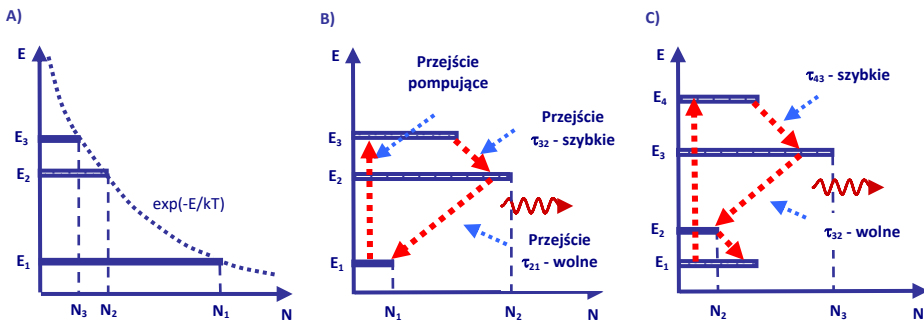


Rys. 3.3. Ilustracja inwersji obsadzeń. A) Układ atomów w równowadze termicznej. B) Układ atomów z inwersją obsadzeń.

Ośrodek wypełniony układem atomów pobudzonych w taki sposób, że powstała inwersja obsadzeń, staje się ośrodkiem aktywnym. Gdy ośrodek aktywny zostaje oświetlony sygnałem optycznym o odpowiedniej długości fali, to w wyniku emisji wymuszonej sygnał ten

zostanie wzmocniony. Efekt wzmocnienia można wykorzystać do otrzymania oscylacji, jeśli tylko ośrodek aktywny umieścić wewnątrz odpowiednio uformowanego rezonatora. Tak więc kluczem do uzyskania efektu wzmocnienia albo oscylacji jest wytworzenie i podtrzymanie inwersji obsadzeń.

Poniżej na dwóch przykładach przedstawione zostaną sposoby pozwalające uzyskać inwersję obsadzeń. Pierwszy z nich – w pewnym uproszczeniu – opisze mechanizm pobudzenia jonów chromu w laserze rubinowym Al_2O_3 . W równowadze termicznej atomy obsadzają 3 poziomy energetyczne o energiach E_1 , E_2 i E_3 , przy czym poziom E_1 jest najliczniej obsadzony, co pokazano na rys. 3.4A.



Rys. 3.4. Ilustracja mechanizmu uzyskiwania inwersji obsadzeń w laserach. A) Uproszczony schemat poziomów energetycznych w laserze trójpoziomowym, charakterystyczny dla lasera rubinowego. B) Obsadzenie poziomów energetycznych w laserze rubinowym pokazuje inwersję obsadzeń poziomów E_2 i E_3 . C) Uproszczona ilustracja powstania inwersji obsadzeń w laserze czteropoziomowym YAG.

Kryształ rubinu oświetlany jest silnym promieniowaniem pompującym o tak dobranej częstotliwości, aby $hf = E_3 - E_1$. W rezultacie znaczna część jonów zostanie pobudzona do poziomu E_3 . Pobudzone jony krótko przebywają w tym stanie i po czasie τ_{32} przechodzą – po spontanicznym wyemitowaniu odpowiedniego kwantu – na poziom o energii E_2 . Czas przebywania na tym poziomie jest stosunkowo długi, $\tau_{21} \gg \tau_{32}$. Tak więc liczba N_2 jonów o energii E_2 jest w tym przypadku większa od liczby N_1 jonów o energii E_1 . Powstał w tych warunkach stan inwersji obsadzeń, który trwa tak długo, jak długo działa mechanizm pompowania. Stan ten ilustruje rys. 3.4B.

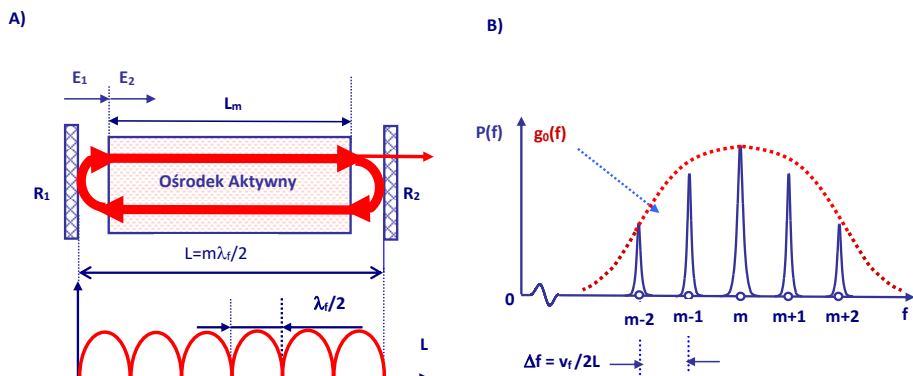
Na rys. 3.4C pokazano czteropoziomowy układ charakterystyczny dla lasera YAG z jonami neodymu Nd. Absorpcja promieniowania pompy optycznej przenosi atomy z poziomu E_1 na poziom E_4 . Pobudzone atomy, wypromieniowując spontanicznie kolejne kwanty, wracają do poziomu E_1 , przechodząc przez poziomy E_3 i E_2 . Zróżnicowanie czasu przebywania na tych poziomach powoduje, że poziom o energii E_3 jest silniej obsadzony niż poziom E_2 . Właśnie między nimi powstaje stan inwersji obsadzeń.

3.2.3. Warunek akcji laserowej

Ośrodek aktywny ograniczono zwierciadłami o współczynnikach odbicia R_1 i R_2 , co pokazano na rys. 3.5A. Odpowiednio uformowane zwierciadła tworzą obszar rezonatora. Fala elektromagnetyczna propagowana między zwierciadłami podlega wielokrotnemu odbiciu. Jest to znany rezonator Fabry'ego-Perota. Ośrodek aktywny częściowo wypełnia objętość rezonatora, $L_m \leq L$. Powstały warunki wzbudzenia oscylacji zainicjowanych promieniowaniem spontanicznym. Amplituda E_1 fali EM po dwukrotnym przejściu równa jest E_2 . W stanie ustalonym oscylacji spełniony jest następujący warunek:

$$E_2 = E_1 R_1 R_2 \exp[2(g_0 - \alpha_0)L_m - j2\beta L] \quad (3-2)$$

gdzie: $R_1 \leq 1$ i $R_2 \leq 1$ to współczynniki odbicia zwierciadeł, α_0 jest stałą tłumienia ośrodka bez pompowania, $g_0(f)$ jest stałą wzmocnienia ośrodka aktywnego, a β jest stałą fazowa, dla uproszczenia o jednakowej wartości w całym ośrodku.



Rys. 3.5. Ilustracja powstania oscylacji w rezonatorze Fabry'ego-Perota. A) Struktura idealnego lasera z ośrodkiem aktywnym ograniczonym zwierciadłami R_1 i R_2 . Rysunek dolny pokazuje rozkład składowej poprzecznej pola elektrycznego dla jednej z częstotliwości rezonansowych. B) Widmo promieniowania wzbudzonego lasera z rezonatorem Fabry'ego-Perota.

Można teraz napisać warunek amplitudy wzbudzenia drgań:

$$2L_m(g_0 - \alpha_0) = \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right); \quad (3-3)$$

oraz warunek fazy (m jest tutaj liczbą całkowitą):

$$2\beta L = m2\pi; \quad (3-4)$$

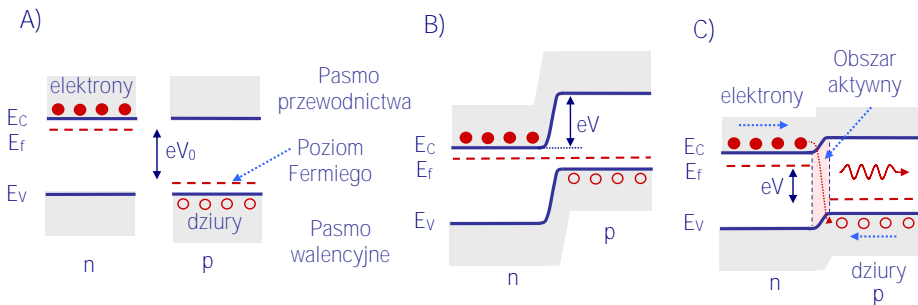
Na rys. 3.5A zwierciadła tworzą rezonator Fabry'ego-Perota. Jego kolejne częstotliwości rezonansowe odpowiadają całkowitej liczbie połówek fali mieszczącej się na odległości L . Częstotliwości rezonansowe leżą blisko siebie, bo L jest duże w porównaniu z długością fali λ .

Stała wzmocnienia $g_o(f)$ jest funkcją częstotliwości, a pasmo wzmocnienia jest niewielkie, co pokazano na rys. 3.5B. Niemniej warunek amplitudy wzbudzenia drgań jest spełniony dla kilku kolejnych częstotliwości rezonansowych. W rezultacie oscylacje mogą powstać na kilku częstotliwościach bliskich sobie, oddalonych o $\Delta f = v_f/2L$, co prezentuje rys. 3.5B.

3.3. Diody świecące typu LED

3.3.1. Złącze p-n

Kiedy pracowano nad pierwszymi laserami, nikt nie myślał o komunikacji optycznej. Lasery gazowe, lasery na ciele stałym nie znalazły zastosowania w komunikacji ze względu na swoje rozmiary i trudności z modulacją mocy optycznej. Poszukując nowych źródeł promieniowania optycznego, którego moc można by w prosty sposób modulować, zwrócono uwagę na właściwości złącza p-n. Wiadomo było, że gdy przez złącze p-n płynie prąd przewodzenia, to elektrony i dziury rekombinują w obszarze złącza, a rekombinacji często towarzyszy emisja fotonów. Energia fotonów, ich długość fali zależy od odległości energetycznej E_c dolnego poziomu pasma przewodzenia i E_v górnego poziomu pasma walencyjnego. Tak więc złącze p-n w warunkach przewodzenia jest źródłem chaotycznego promieniowania, które w jego typowej pracy (np. detektora sygnałów radiowych) nie odgrywa żadnej roli.



Rys. 3.6. Struktura energetyczna w złączu półprzewodników p-n: A) Pasma przewodnictwa i walencyjne w materiałach p i n. B) Materiały po złączeniu tworzą złącze p-n. C) Złącze p-n spolaryzowane w kierunku przewodzenia, rekombinacji towarzyszy emisja spontaniczna.

Rozpatrzmy proste złącze p-n, i rozważając położenie poziomów i pasm (rys. 3.6), przypominajmy proste mechanizmy jego działania. Jak wiemy, poziomy Fermiego E_f dla 2 materiałów p i n są bardzo różne – rys. 3.6A. W materiale typu n E_f leży blisko pasma przewodzenia, w materiale typu p E_f leży blisko pasma walencyjnego. Po połączeniu materiałów poziomy Fermiego wyrównują się, tworzy się bariera potencjału V_0 , elektrony i dziury nie

mogą jej przekroczyć – rys. 3.6B. Przyłożenie napięcia V zmniejsza barierę potencjału – co pokazano na rys. 3.6C.

Elektrony i dziury zaczynają swobodnie przepływać, pojawia się prąd przewodzenia I .

$$I = I_S[\exp(qV/kT) - 1]; \quad (3-5)$$

W powyższym wzorze I_S jest tzw. prądem nasycenia, q jest ładunkiem elektronu, k jest stałą Boltzmanna, a T bezwzględną temperaturą złącza.

W obszarze złącza zachodzi rekombinacja, przejściu elektronu z pasma przewodzenia do pasma walencyjnego towarzyszy oddanie energii $\sim(E_C - E_V)$ najczęściej siatce atomów materiału, z którego wytworzono złącze, co skutkuje wzrostem temperatury. Często rekombinacji elektronów i dziur towarzyszy spontaniczna emisja fotonów. Materiał, z którego wykonano złącze p-n, nie jest przezroczysty dla tego promieniowania, które zostaje zaabsorbowane.

Niektóre elektrony i dziury, które nie przeszły procesu rekombinacji, docierają do kontaktów metalowych; są to tzw. nośniki mniejszościowe.

3.3.2. Heterozłącze P-n-N

Szukając sposobów kontroli nad promieniowaniem złącza p-n, zwrócono uwagę na właściwości heterozłącza. Heterozłącze wykonane jest z 2 różnych materiałów: typu „n” z wąską przerwą energetyczną oraz typów „N” i „P” z szeroką przerwą. Trzy bardzo ważne właściwości czynią heterostrukturne złącze p-n użytecznym przy konstrukcji źródeł światła:

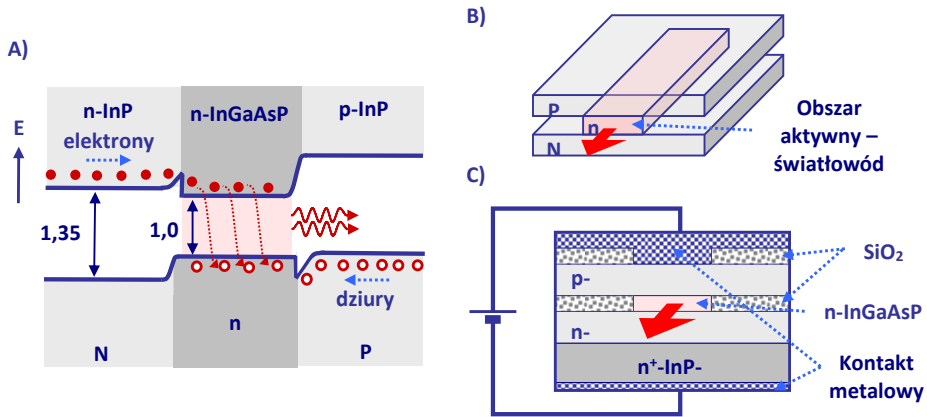
- bariera dla przepływu elektronów jest znacznie większa niż dla dziur. Umiarkowane napięcia w kierunku przewodzenia powodują przepływ dziur do materiału typu „n”, elektrony nie płyną do materiału typu „p”;
- wartości przenikalności elektrycznej ϵ , a tym samym współczynnika załamania n są dla materiałów z małą przerwą energetyczną większe niż dla materiału z dużą przerwą, co umożliwia uformowanie przewodnicy optycznej;
- promieniowanie optyczne generowane w materiale „n” ma energię E_{g1} i nie jest absorbowane przez materiał „p”, o przerwie dużej E_{g2} , materiał p jest przezroczysty dla tego promieniowania.

Diody świecące LED (ang. *Light Emitting Diode*) wykorzystują strukturę podwójnego heterozłącza, P-n-N utworzoną z trzech różnych materiałów:

- silnie domieszkowanego „N” z dużą przerwą energetyczną,
- słabo domieszkowanego „n” z małą przerwą energetyczną,
- silnie domieszkowanego „P” z dużą przerwą energetyczną.

Funkcjonowanie takiego złącza P-n-N pokazano na rys. 3.7. Dla niespolaryzowanego złącza w obszarze „n” nie ma dziur i elektronów, rekombinacja jest niemożliwa, promieniowanie optyczne nie jest wytwarzane. W przypadku złącza spolaryzowanego w kierunku przewo-

dzenia – rys. 3.7A – elektrony z warstwy „N” spolaryzowane potencjałem ujemnym wpływają do warstwy „n”. Z warstwy „P” spolaryzowane potencjałem dodatnim dziury także wpływają do warstwy „n”. W tych warunkach w warstwie n zachodzi proces rekombinacji, warstwa staje się aktywną. Procesom rekombinacji towarzyszy generacja fotonów; warstwa aktywna staje się źródłem światła.



Rys. 3.7. Podwójne heterozłącze jako źródło promieniowania. A) Struktura energetyczna podwójnego heterozłącza w warunkach przewodzenia. B) Struktura fizyczna podwójnego heterozłącza. C) Materiały tworzące podwójne heterozłącze – przykład.

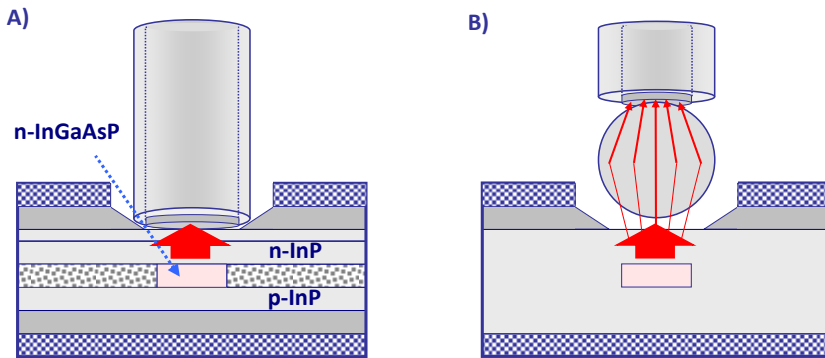
Na rys. 3.7B pokazano uproszczoną strukturę złącza P-n-N. Uformowany kształt warstw „P” i „N” może być różny. Istotnym jest kształt warstwy „n”. Materiał, z którego wykonano obszar aktywny „n” ma większą wartość przenikalności elektrycznej $\epsilon \sim n^2$ i można uformować go jako światłowód. Materiał otaczający warstwę aktywną ma nieco mniejszy współczynnik załamania. W ten sposób można uformować wiązkę fotonów i wyprowadzić ją na zewnątrz diody. Mówimy, że złącze N-n-P jest „zagrzebane” w materiale podłożowym i tworzy światłowód.

Na rys. 3.7C widać strukturę diody LED wraz z kontaktami metalowymi, warstwami dielektryka i podłożem, na który nałożono całą strukturę. Struktura jest wieloelementowa, musi spełniać rozliczne uwarunkowania technologiczne. Należy mieć na uwadze, że proporcje wymiarowe nie zostały zachowane.

Opracowano konstrukcję diod LED emitujących promieniowanie z powierzchni. Diody tego typu osiągają większą sprawność w porównaniu z diodami o emisji z krawędzi. Są chętnie używane do prostych łączy optycznych krótkiego dystansu, wykorzystujących światłowody wielomodowe i plastikowe, a także do transmisji w wolnej przestrzeni.

Przykład struktury diody i użytych do jej budowy materiałów prezentuje rys. 3.8A. Gdy średnica rdzenia wielomodowego światłowodu plastikowego jest odpowiednio duża, to promieniowanie obszaru aktywnego skierowane jest bezpośrednio do rdzenia. W układzie

sprężenia można także użyć soczewki, aby większa część wypromieniowanych fotonów trafiła do rdzenia, co pokazano na rys. 3.8B.



Rys. 3.8. Diody LED emitujące promieniowanie z powierzchni równoległej do powierzchni złącza. A) Struktura podwójnego heterozłącza sprzężonego bezpośrednio ze światłowodem. B) Sprężenie diody LED ze światłowodem wykorzystujące soczewkę kulistą.

Diody LED mogą pracować w szerokim zakresie długości fal, od bliskiego nadfioletu do podczerwieni. Zmiana długości fali generowanej przez diodę LED odbywa się przez dobór materiałów. Dobierając materiał, można dobrać wartość przerwy energetycznej E_g między pasmem przewodzenia i walencyjnym, a przez to – zgodnie z zależnością (3-6) – długość generowanej fali.

Tabela 3.1. Zestawienie parametrów kilku materiałów półprzewodnikowych stosowanych przy produkcji diod LED i laserów diodowych z podwójnymi heterozłączami

Materiał warstwy aktywnej	Materiał warstw sąsiednich	Przerwa energetyczna E_g [eV]	Długość fali λ [μm]
GaAs	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	1,42	0,87
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	$\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$	1,4–1,55	0,8–0,9
$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	$\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$	1,0–1,3	0,95–1,24
$\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{P}_y$	InP	0,73–1,35	0,9–1,7
$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$	GaNAs	0,8–0,95	1,3–1,55

W tabeli 3.1 zestawiono kilka popularnych materiałów wykorzystywanych przy konstruowaniu diod LED z podwójnym heterozłączem. Szczególne znaczenie mają materiały $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}$.

$x\text{As}$, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ oraz $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{Py}$, które przez dobór proporcji wymiennych atomów pozwalają dobierać wartość przerwy energetycznej, a tym samym dobierać długości fal od 0,9 do 1,7 μm . Struktury laserów diodowych wykorzystują te same materiały.

3.3.3. Charakterystyki diody LED

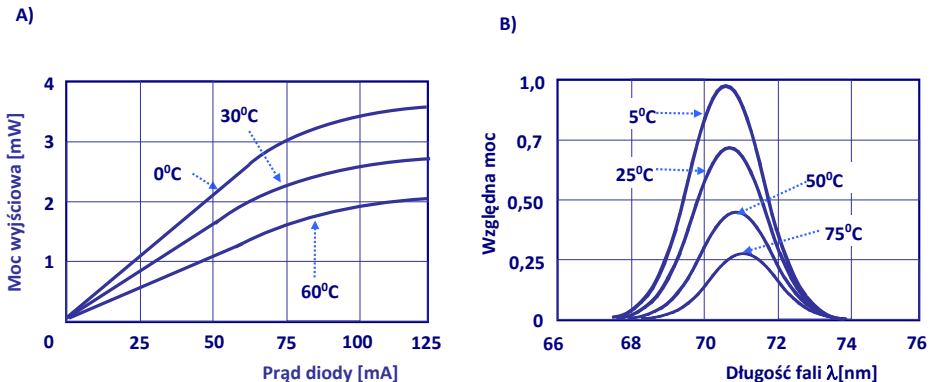
W diodach LED emisja promieniowania optycznego jest spontaniczna, a generowane promieniowanie nie jest koherentne. Rekombinacji elektronu o energii E_C z dziurą o energii E_V towarzyszy emisja fotonu o energii:

$$E_{\text{fot}} = hf = E_C - E_V; \quad (3-6)$$

Mechanizm promieniowania wskazuje na to, że moc optyczna P_{OPT} jest proporcjonalna do prądu I nośników wstrzykiwanych do obszaru, w którym następuje rekombinacja. Wielkości te związane są zależnością (3-7):

$$P_{\text{OPT}} = \frac{\eta hf}{q} I; \quad (3-7)$$

W zależności powyższej I jest prądem złącza, liczba wstrzykiwanych nośników do obszaru rekombinacji jest proporcjonalna do prądu I , q jest ładunkiem elektronu, hf jest energią fotonu odpowiadającą rekombinacji pary elektron–dziura, a η jest sprawnością kwantową (nie każda rekombinująca para generuje foton, który opuści diodę). Zależność powyższa jest słuszna jedynie w przybliżeniu, co pokazuje rys. 3.9A.



Rys. 3.9. Charakterystyki diody LED (przykłady). A) Charakterystyki wyjściowej mocy optycznej w funkcji prądu i temperatury. B) Widmo sygnału generowanego przez LED w funkcji temperatury.

Dokładniej analizując problem sprawności kwantowej, dochodzi się do wniosku, że należy uwzględnić sprawność wewnętrzną η_{int} :

$$\eta_{\text{int}} = \frac{\text{rekombinacje radiacyjne}}{\text{rekombinacje wszystkie}}; \quad (3-8A)$$

i zewnętrzną η_{ext} :

$$\eta_{\text{ext}} = \frac{\text{moc skierowana do światłowodu}}{\text{moc emitowana z obszaru aktywnego}}; \quad (3-8B)$$

Sprawność we wzorze (3-7) jest ich iloczynem.

Widmo promieniowania typowej diody LED jest szerokie. Wynika to z faktu, że pasma przewodzenia i walencyjne mają skończone szerokości ΔE , energia fotonu E_{fot} jest w przedziale:

$$\Delta E_{\text{fot}} = 2\Delta E \cong 3,3kT; \quad (3-9)$$

Szerokość widma promieniowania diody LED rośnie z temperaturą T , co pokazuje rys. 3.9B i zależność (3-10):

$$\Delta f = \frac{3,3kT}{h}; \quad \text{lub} \quad \Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{c} \frac{3,3kT}{h}; \quad (3-10)$$

W diodzie LED pracującej w nadajniku łączy optycznego informacja zapisywana jest drogą modulacji mocy optycznej, a ta powstaje w wyniku modulacji prądu diody. Dla konstruktorów łączy ważna jest odpowiedź na pytanie: jaka jest maksymalna częstotliwość modulacji mocy optycznej diody? Odpowiedzi na to pytanie szukano zarówno na drodze teoretycznej, jak i przez pomiary charakterystyk modulacji. Nie wnikając w szczegółowe wyprowadzenia, przyjmijmy, że gęstość J prądu diody obok składowej stałej J_0 ma – w wyniku modulacji – składową zmienną o pulsacji ω :

$$J = J_0 [1 + m_j \exp(j\omega t)]; \quad (3-11)$$

Moc optyczna P_{OPT} promieniowania diody zapisze się następującą zależnością:

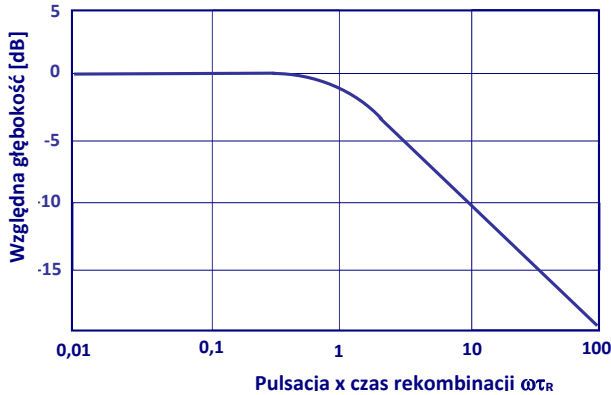
$$P_{\text{OPT}} = P_0 \left[1 + \frac{m_j}{1 + j\omega\tau_R} \exp(j\omega t) \right]; \quad (3-12)$$

w której τ_R jest średnim czasem rekombinacji elektronów i dziur w obszarze „n”. Opisaną tym wzorem charakterystykę głębokości modulacji pokazuje rys. 3.10.

Tak więc pasmo modulacji w pierwszym przybliżeniu ograniczone jest średnim czasem rekombinacji. Dla diod LED wynosi on zwykle ok. 1 ns, co oznacza, że częstotliwości modulacji nie przekraczają w praktycznych rozwiązaniach 1 GHz.

Ważną zaletą diod LED, zachęcającą do ich użycia, jest niska cena w porównaniu z laserami diodowymi. Diody LED wykorzystywane są powszechnie w łączach ze światłowodami plastikowymi, do transmisji na odległości poniżej 100 metrów i z prędkościami transmisji do 300 Mb/s. Moce optyczne generowane przez typowe diody LED mieszczą się w granicach kilku miliwatów. Specjalne konstrukcje pozwalają uzyskać moce do 70 miliwatów.

Sygnał optyczny generowany przez diody LED ma stosunkowo dużą szerokość widmową 50-100 nanometrów. Promieniowanie ma charakter spontaniczny, co uniemożliwia stosowanie odbiorników koherentnych. Wymienione wyżej cechy czynią niecelowym użycie światłowodów jednomodowych w łączach z nadajnikami z diodami LED.



Rys. 3.10. Znormalizowana charakterystyka zależności głębokości modulacji w funkcji pulsacji ω dla diod LED.

3.4. Półprzewodnikowe lasery diodowe

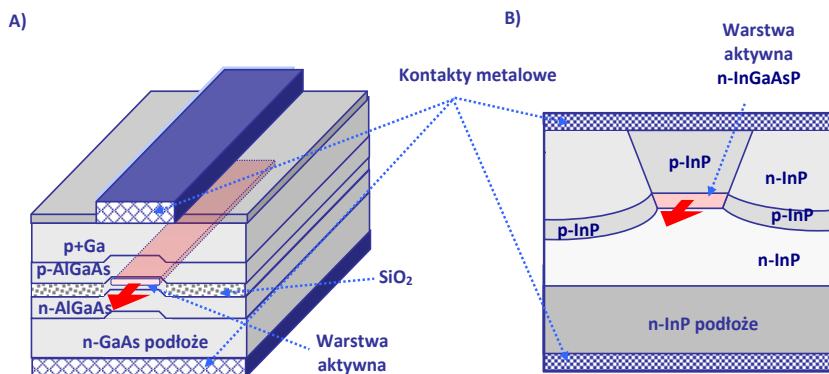
3.4.1. Budowa diodowego lasera półprzewodnikowego

Właściwie zaprojektowany i wykonany diodowy laser półprzewodnikowy winien posiadać:

- uformowany optyczny falowód/światłowód,
- odcinek aktywny o dużym wzmacnieniu,
- mechanizm selekcji częstotliwości w postaci struktury rezonansowej,
- właściwe sprzężenie sygnału optycznego.

Diodowe lasery półprzewodnikowe wykorzystują strukturę podwójnego heterozłącza, pokazanego na rys. 3.7A. Obszar aktywny heterozłącza jest cienką warstwą o grubości około 0,1 mikrometra, umieszczoną między warstwami półprzewodników typu „n” i „p”. Obszar aktywny uformowany jest w falowód optyczny w postaci cienkiego i długiego prostopadłościanu. Jego grubość i szerokość – zwykle w granicach 3–5 mikrometrów – są odpowiednio małe (rys. 3.11), aby nie powstały mody poprzeczne. Gdy złącze spolaryzowane jest w kierunku przewodzenia, to w warstwie tej zachodzi proces rekombinacji elektronów i dziur, generowane są fotony i zachodzi emisja wymuszona. Struktura heterozłącza jest tak zaprojektowana, by cały prąd przewodzenia przepływał przez warstwę aktywną. Użykuje się to, wykorzystując bądź warstwy dielektryczne SiO_2 , redukujące powierzchnię, przez którą płyną elektrony (rys. 3.11A), bądź umieszczając w sąsiedztwie warstwy aktywnej półprzewodnik o odpowiednio dobranych właściwościach – rys. 3.11B. Prąd przewodzenia płynie w tych warunkach przez centralną warstwę aktywną.

W przedstawionych na rys. 3.11 konstrukcjach warstwa aktywna otoczona jest kilkoma warstwami półprzewodników o mniejszych współczynnikach załamania. Różnice współczynników załamania są stosunkowo duże, $\Delta n \sim 0,1$. Struktura taka nazywana jest złączem zagrzebanym (ang. *buried heterostructure*).



Rys. 3.11. Uproszczone struktury diodowych laserów półprzewodnikowych. A) Struktura lasera na arsenku galu AlGaAs/GaAs. Szerokość w aktywnego światłowodu wynosi $3\text{--}5\ \mu\text{m}$, a jego długość $L = 100\text{--}400\ \mu\text{m}$. B) Struktura lasera na fosforu indu InGaAsP/InP.

W tabeli 3.1 zestawiono kilka materiałów półprzewodnikowych, które używane są do wytwarzania struktur półprzewodnikowych diod laserowych. Wartość przerwy energetycznej materiału warstwy aktywnej odgrywa podstawową rolę, choć nie decydującą, przy określaniu długości fali sygnału optycznego generowanego przez laser. Materiały warstw sąsiadujących z warstwą aktywną dobierane są nie tylko ze względu na wartość przerwy energetycznej, ale – co jest bardziej istotne – ze względu na wartość współczynnika załamania, aby warstwą aktywną uformować w postaci światłowodu.

3.4.2. Lasery z rezonatorem Fabry'ego-Perota

Aby otrzymać koherentne oscylacje w laserze półprzewodnikowym, wykorzystujące emisję wymuszoną, należy utworzyć rezonator. Dwa zwierciadła umieszczone na obu końcach obszaru aktywnego o długości L i współczynnika załamania n_A , tworzą rezonator Fabry'ego-Perota F-P, co pokazano na rys. 3.12A. Warunki powstania oscylacji w rezonatorze Fabry'ego-Perota dyskutowano wcześniej w punkcie 3.2.3. W stanie ustalonym długość fali λ generowanego sygnału można zapisać zależnością (3-13):

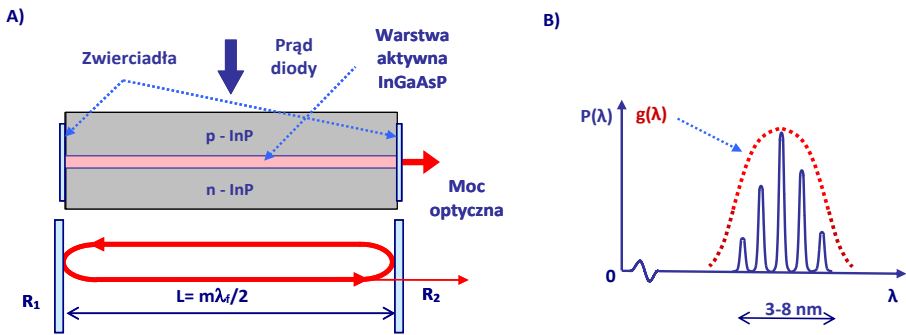
$$\lambda = L \frac{2n_A}{m}; \quad (3-13)$$

We wzorze powyższym m jest liczbą całkowitą określającą liczbę połówek fali na długości L obszaru aktywnego. Liczba częstotliwości rezonansowych jest dla rezonatora F-P bardzo duża. O tym, dla której z nich nastąpi wzbudzenie decyduje pasmo częstotliwości, w którym sygnał propagowany warstwą aktywną jest wzmacniany.

Laser oscyluje przy częstotliwościach rezonansowych rezonatora, dla których wzmocnienie jest wystarczająco duże. Warunek oscylacji zapisano w postaci równania (3-2). W obszarze aktywnym rozchodzą się dwie fale odbijające się od powierzchni granicznych.

Emisja wymuszona powiększa moc niesioną przez każdą z nich, efekt wzmocnienia reprezentuje czynnik $\exp(g_0L)$. Straty wewnętrzne zmniejszają moc sygnału optycznego, efekt ten reprezentuje czynnik $\exp(-\alpha_0L)$. Wzmocnienie musi równoważyć straty, warunek amplitudy musi być spełniony. Ponadto spełniony musi być warunek fazy. Jego realizacja warunkuje dobór częstotliwości.

Wzmocnienie rośnie, gdy zwiększymy prąd diody. Oscylacje są możliwe, gdy prąd przekracza wartość progową. Zwykle wzmocnienie przekracza wartość progową w paśmie, w którym mieści się kilka częstotliwości rezonansowych. Wtedy oscylacje powstają dla kilku częstotliwości równocześnie. Jeden prążek dominuje nad sąsiednimi. Odstęp między częstotliwościami poszczególnych prążków zależy od długości L rezonatora i mieści się w granicach 100–200 GHz, a szerokość generowanego widma zajmuje zwykle 3–8 nanometrów.



Rys. 3.12. Półprzewodnikowy laser diodowy Fabry'ego-Perota. A) Struktura lasera z obwodem aktywnym i zwierciadłami. B) Przykład charakterystyki widma generowanego sygnału lasera Fabry'ego-Perota.

W laserze Fabry'ego-Perota silne odbicia na końcu światłowodu uzyskuje się przez wykorzystanie nieciągłości współczynnika załamania n_A materiału, z którego wykonany jest obszar aktywny, przy transmisji sygnału do obszaru na zewnątrz diody. Wartość współczynnika odbicia R można w tym przypadku obliczyć z zależności (3-14):

$$R = \left(\frac{n_A - 1}{n_A + 1} \right)^2 ; \quad (3-14)$$

W typowych warunkach dla fosforu indu InP wartość $n_A = 3,5$, co daje $R = 31\%$. Aby powiększyć wartość R i ułatwić wzbudzenie [patrz zależność (3-2)], na ścianki rezonatora nałożone są dodatkowe warstwy zwiększające współczynnik odbicia zwierciadeł. Jedno ze zwierciadeł przepuszcza część promieniowania ($R < 1$), aby umożliwić wyprowadzenie sygnału wyjściowego.

3.4.3. Lasery wykorzystujące siatki (filtry) Bragga

Przedstawiono wyżej, że widmo sygnału generowanego przez lasery F-P zawiera kilka prążków i zajmuje stosunkowo szerokie pasmo częstotliwości. Właściwość ta w istotnym stopniu utrudnia transmisję światłowodami zmodulowanego sygnału optycznego ze względu na efekt dyspersji. Skutki efektu dyspersji można zmniejszyć, zwięzając widmo generowanego sygnału optycznego. Wymaga to zmniejszenia liczby częstotliwości rezonansowych obszaru aktywnego, na których może powstać wzbudzenie. Rozwiązaniem okazało się użycie siatek Bragga.

W punkcie 2.5.3 omówiono strukturę i właściwości światłowodowych siatek Bragga. Wykazano, że periodycznie powtarzające się, niewielkie zmiany δn współczynnika załamania $n(z)$ materiału, z którego wykonano rdzeń światłowodu, powodują powstanie struktury filtru zaporowego. Struktura periodyczna staje się filtrem dla określonej długości fali, dla której niewielkie odbicia fali sumują się, a współczynnik odbicia $R(\lambda)$ może osiągać wartości bliską 1. W analizie przyjmuje się, że współczynnik załamania $n(z)$ opisuje się zależnością (3-15):

$$n(z) = n_0 + \delta n \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi z}{\Lambda} \right) \right]; \quad (3-15)$$

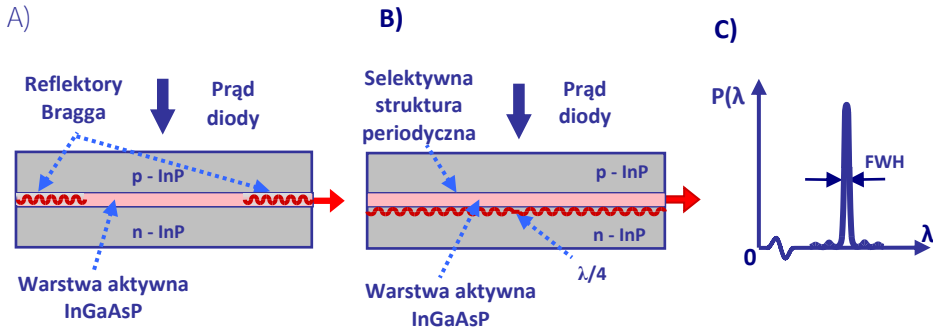
gdzie n_0 jest średnią wartością współczynnika załamania, a Λ jest okresem zmian. Dla tak określonego profilu zmian współczynnika załamania maksimum odbicia wystąpi dla długości fali λ_R opisanej zależnością (3-16).

$$\lambda_R = 2n_0\Lambda; \quad (3-16)$$

Na rys. 2.29 przedstawiono kilka charakterystyk $R(\lambda)$ dla światłowodowej siatki Bragga, uzyskanych drogą obliczeń symulacyjnych. Kształt charakterystyki $R(\lambda)$ można zmieniać, dobierając amplitudę δn zmian współczynnika odbicia i długość obszaru filtru. Utworzoną w ten sposób strukturę można traktować jako selektywne zwierciadło odbijające sygnał optyczny w bardzo wąskim paśmie częstotliwości. Poza pasmem odbicia struktura Bragga pozwala na transmisję sygnału optycznego bez przeszkód. Jeżeli w rezonatorze Fabry'ego-Perota zastąpić zwykłe zwierciadła dwoma nastrojonymi na tę samą częstotliwość zwierciadłami selektywnymi, to utworzony zostanie rezonator o jednej częstotliwości rezonansowej, dla której współczynnik odbicia zwierciadeł będzie miał maksymalną wartość.

Idea pracy lasera DBR (ang. *Distributed Bragg Reflector*) oparta jest na wykorzystaniu takiego właśnie, monoczęstotliwościowego rezonatora Fabry'ego-Perota ze zwierciadłami Bragga. Strukturę lasera DBR pokazano na rys. 3.13A. Zwierciadła umieszczone są na obu końcach obwodu aktywnego. Obszar, przez który płynie prąd lasera i w którym generowany jest sygnał optyczny jest zwykle skrócony. Jedno ze zwierciadeł jest półprzepuszczalne i część mocy sygnału optycznego fali docierającej do niego jest wypromieniowywana na zewnątrz struktury.

Widmo generowanego sygnału pokazano na rys. 3.13C. Generowany jest tylko jeden wąski prążek. Zmierzona w połowie wysokości szerokość prążka FWHM (ang. *Full Width Half Maximum*) w dobrze wykonanych laserach jest rzędu kilku MHz.



Rys. 3.13. Struktury diodowych laserów półprzewodnikowych z siatkami Bragga. A) Laser ze zwierciadłami Bragga – DBR. B) Laser z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym DFB. C) Widmo promieniowania DBR lub DFB.

Problem uprzywilejowania jednej częstotliwości rezonansowej rozwiązano inaczej w laserze DFB (ang. *Distributed Feedback Laser*). Struktura lasera DFB pokazana jest na rys. 3.13.B. Analiza warunków propagacji fali w ośrodku aktywnym, któremu towarzyszy struktura periodyczna, wykazuje możliwość propagacji 2 modów o nieco różnej częstotliwości. Oba mody mogą być sprzężone ze sobą przy odpowiednio dużym wzmacnieniu, a wtedy laser generuje tylko jedną częstotliwość.

Struktura periodyczna w laserze DFB nie tworzy rezonatora, jak w przypadku lasera DBR. Struktura periodyczna tworzy warunki, w których wzmacniana jest fala o jednej, wybranej częstotliwości.

Selektywna struktura periodyczna wykonywana jest w warstwie materiału sąsiadującego z warstwą aktywną, przez wywołanie okresowych zmian współczynnika załamania. Pole elektromagnetyczne fal propagowanych w warstwie aktywnej wnika do obszarów sąsiadujących, co powoduje periodyczność odbić cząstkowych i uprzywilejowanie wybranej długości fali.

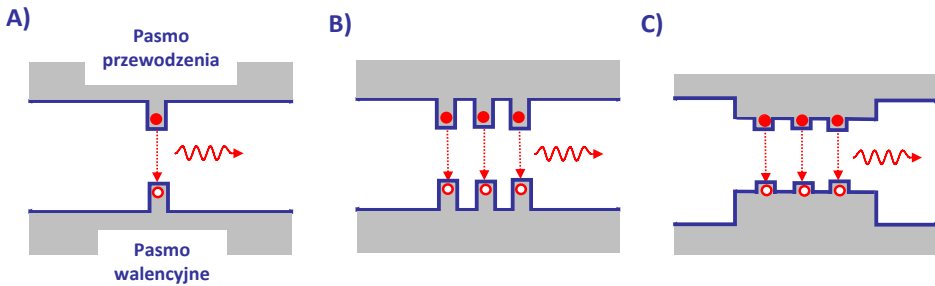
Połączenie obszarów aktywnych i rozłożonych reflektorów Bragga w laserze DFB obniża straty, zmniejsza wartość prądu progowego i zwiększa moc wyjściową. Lasery DBR mają większy prąd progowy i dlatego mniejsze moce.

Częstotliwość oscylacji określona jest okresem Λ struktury periodycznej. Dla $\lambda = 1550$ nm i dla współczynnika załamania $n = 3,3$ wartość okresu $\Lambda = 325$ nm. Wytwarzanie laserów DFB wymaga zastosowania najnowszych technik nanoelektroniki. Koszty produkcji są wysokie i takie też są ich ceny.

Charakterystyki widmowe sygnałów generowanych przez lasery DBR i DFB pokazują jeden dominujący prążek. Szerokość takiego prążka mierzona jest zwykle w połowie jego wysokości. W dobrze skonstruowanych laserach DFB wynosi ona kilka MHz, a więc w porównaniu do laserów Fabry’ego-Perota różnica jest ogromna. Badając zależności szerokości prążka od warunków pracy lasera, zauważono, że ze wzrostem mocy prążka (prądu pracy) staje się on węższy, widmo „czyści się”. Pomiar wykazały także, że wzrost długości L obszaru aktywnego istotnie poprawia charakterystykę widmową i w najlepszych konstrukcjach szerokość prążka spada do 2 MHz.

Przez dobór materiału, z którego wykonywany jest obszar aktywny można produkować lasery oscylujące na różnych długościach fali, w szerokich granicach 760–2300 nm. Także poziom generowanych mocy optycznych można dobrać od kilku miliwatów do 150 miliwatów.

Specjalną, intensywnie w ostatnich latach rozwijaną rodzinę laserów DFB stanowią lasery ze studniami kwantowymi MQW (ang. *MultiQuantum-Well*). W laserach DFB MQW obszar aktywny wykonany jest jako szereg bardzo cienkich warstw o grubościach około 10 nanometrów. Powstają studnie potencjału, które porządkują proces rekombinacji nośników. Na rys. 3.14 pokazano pasma energetyczne w obszarze aktywnym z jedną i z wieloma studniami kwantowymi.



Rys. 3.14. Pasma energetyczne w półprzewodniku ze studniami kwantowymi w obszarze aktywnym. A) Pojedyncza studnia kwantowa. B) System z wieloma studniami kwantowymi. C) System zmodyfikowany z wieloma studniami kwantowymi.

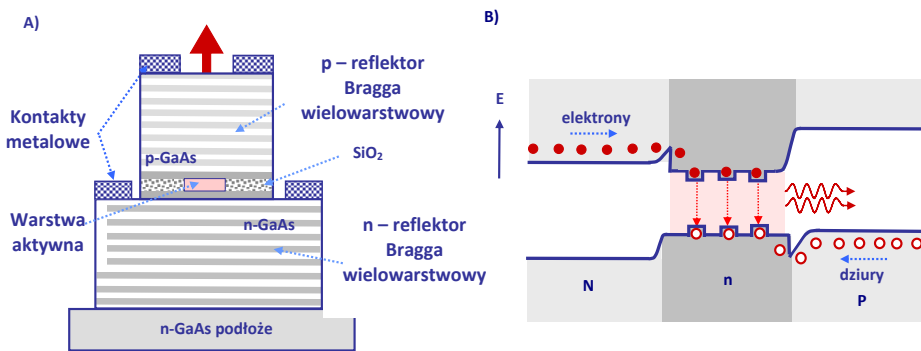
Proces technologiczny laserów DFB MQW jest trudny i kosztowny. Wpływa to oczywiście na koszty wykonania i cenę tych źródeł. Czytelnik zainteresowany tym bardzo ciekawym tematem znajdzie obszerną literaturę.

Lasery DFB wykorzystujące struktury studni kwantowych mają bardzo czyste widmo, mniejszy prąd progowy, większe pasmo częstotliwości modulacji, a mierzona w połowie wysokości szerokość prążka w najlepszych konstrukcjach jest rzędu 0,25 MHz. Lasery tego typu znalazły szerokie pole zastosowań w komunikacji światłowodowej na średnie i duże odległości.

3.4.4. Lasery o emisji powierzchniowej

Interesującym rozwiązaniem są lasery o emisji powierzchniowej z poprzecznym rezonatorem, zwane laserami VCSEL (ang. *Vertical Cavity Surface Emitting Laser*). W laserach tego typu promieniowanie emitowane jest w kierunku prostopadłym do powierzchni struktury półprzewodnikowej. O długości fali generowanej przez laser decyduje częstotliwość rezonansu rezonatora. W tym celu po obu stronach obszaru aktywnego wytwarzane są zwierciadła Bragga. Zwierciadła te są wielowarstwową strukturą, dla przykładu GaAs na przemian z AlAs, o grubości około $\lambda/4$. W rezonatorze między zwierciadłami uformowana jest pompowana prądem warstwa aktywna – rys. 3.15A.

W laserze z rys. 3.15 obszar aktywny utworzony jest z kilkunastu studni kwantowych i ma długość kilku mikrometrów. Jego działanie ilustruje rys. 3.15B. Spotykane są także inne rozwiązania. Lasery VCSEL pracują zasilane prądem rzędu kilku-kilkunastu miliamperów i generują zwykle niewielkie moce, rzędu 1–5 mW. Obecność studni kwantowych stabilizuje pracę lasera i poprawia czystość widmową generowanego sygnału optycznego.



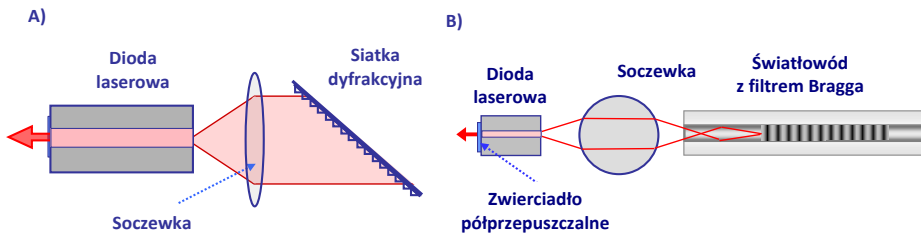
Rys. 3.15. Laser o emisji powierzchniowej typu VCSEL. A) Struktura lasera z mikrowędką i zwierciadłami Bragga. B) Ilustracja procesu rekombinacji w warstwie aktywnej ze studniami kwantowymi.

Na rys. 3.8 pokazano przykłady sprzężenia sygnału optycznego diod LED ze światłowodem. W podobny sposób moc optyczna laserów VCSEL kierowana jest do światłowodów jednomodowych.

Lasery o emisji powierzchniowej znalazły liczne pola zastosowań, w szczególności w nadajnikach optycznych łączy komunikacyjnych krótkiego zasięgu. Wysoka czystość generowanego sygnału i możliwość bezpośredniej modulacji w szerokim paśmie pozwalają uzyskać duże prędkości transmisji mimo niewielkich kilku- czy kilkunastomiliwatowych mocy wyjściowych.

3.4.5. Lasery z rezonatorem zewnętrznym

Szukając możliwości redukcji liczby modów generowanych przez laser Fabry'ego-Perota, zwrócono uwagę na możliwość pracy z rezonatorem zewnętrznym, sprzężonym w kontrolowany sposób z rezonatorem wewnętrznym przez półprzezroczyste zwierciadło. Jednomodowa praca w takim układzie jest możliwa, gdyż ciąg częstotliwości rezonansowych obu rezonatorów jest różny i można dobrać jedną wspólną dla obu częstotliwość rezonansową, dla której nastąpi wzbudzenie. Przeszajanie rezonatora zewnętrznego przeszkadza laser.



Rys. 3.16. Uproszczona struktura lasera z zewnętrznym rezonatorem. A) Laser z zewnętrznym rezonatorem wykorzystującym siatkę dyfrakcyjną. B) Laser z zewnętrznym rezonatorem wykorzystujący światłowodową siatkę Bragga.

Na rys. 3.16A pokazano ideę utworzenia rezonatora zewnętrznego z siatką dyfrakcyjną i sposób sprzężenia go z promieniowaniem warstwy aktywnej lasera.

Rezonator z siatką dyfrakcyjną ma stosunkowo dużą dobroć, co w rezultacie „czyści widmo lasera”. Wadą tego rozwiązania jest wrażliwość na wstrząsy i na zmiany temperatury.

Na rys. 3.16B zilustrowano rezonator zewnętrznym wykorzystujący światłowodową siatkę Bragga. Zasada działania tego układu jest czytelna; siatka Bragga odbija sygnał optyczny tylko dla określonej długości fali. Między zwierciadłem części diodowej i siatką Bragga w światłowodzie utworzył się rezonator o częstotliwości rezonansowej, dla której siatka Bragga odbija sygnał optyczny. Na tej częstotliwości nastąpi wzbudzenie. Należy odnotować, że także ta konstrukcja jest wrażliwa na zmiany temperatury i wymaga stabilnych zamocowań elementów zewnętrznymi.

Lasery diodowe wykorzystujące zewnętrzne rezonatory stabilizujące częstotliwość mają obecnie wartość historyczną, a ich użyteczność jest niewielka.

3.4.6. Lasery przeszkadzane

Lasery DFB dzięki swoim parametrom – wysokiej czystości widmowej i stabilności – znalazły szerokie zastosowanie w systemach komunikacji światłowodowej. Jednakże w kilku zastosowaniach laserów występuje potrzeba niewielkiego przeszkadzania ich częstotliwości. Konieczność przeprowadzania jej korekty ma miejsce w systemach multipleksacji WDM

(ang. *Wavelength Division Multiplexing*), gdy kilka czy kilkanaście laserów przesyła sygnał do jednego światłowodu. Także w odbiornikach koherentnych koniecznym jest stworzenie mechanizmu dostrajania lasera lokalnego. Stwierdzono też, że zmiana temperatury powoduje niewielkie zmiany częstotliwości generowanej przez laser. Dają o sobie znać efekty rozszerzalności, choć nie tylko one.

Rozważania o sposobach zmiany długości fali λ generowanej przez laser dobrze rozpocząć od przypomnienia zależności (3-13) opisującej warunek powstania oscylacji w laserze Fabry'ego-Perota. Jest to uniwersalny warunek, który zapisany teraz zostanie w nieco zmienionej postaci (3-17):

$$\lambda \frac{m}{2} = n_0 L; \quad (3-17)$$

We wzorze powyższym n_0 jest średnią wartością współczynnika załamania materiału wypełniającego obszar aktywny, L to długość obszaru aktywnego, a m – numer modu rezonansowego rezonatora utworzonego przez obszar aktywny. Kolejna zależność (3-18) pokazuje trzy sposoby zmiany o $\Delta\lambda$ długości fali oscylacji lasera. Możliwości te ilustruje rys. 3.17A.

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta n}{n_0} + \frac{\Delta L}{L} - \frac{\Delta m}{m}; \quad (3-18)$$

Opracowano wiele bardzo interesujących konstrukcji laserów przestrajanych, w których wykorzystano wszystkie trzy możliwości zmiany długości fali generowanego sygnału. Opracowano między innymi specjalne mikrownęki mechaniczne, których zmiany wymiarów pozwalały zmienić rozmiar struktury rezonansowej i w konsekwencji zmienić długość fali generowanego sygnału.

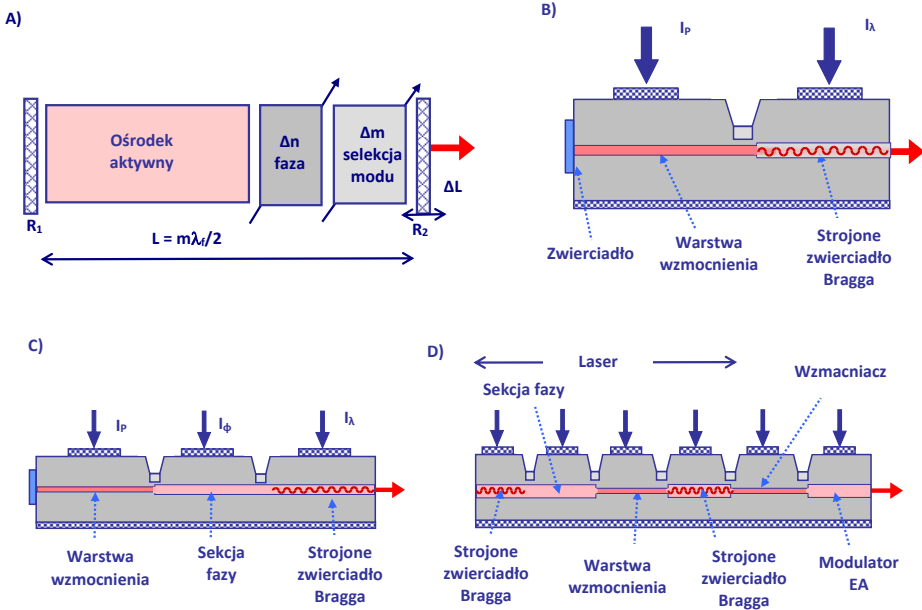
W tym punkcie ograniczono liczbę omówionych przypadków do laserów przestrajanych prądowo, które wykorzystywane są w systemach multipleksacji WDM i w odbiornikach koherentnych. Opis innych ciekawych rozwiązań można znaleźć w obszernej literaturze.

Badając wczesne konstrukcje laserów Fabry'ego-Perota, zauważono, że wstrzykiwanie nośników do obszaru aktywnego zmienia jego współczynnik załamania n_0 , co powoduje zmianę długości generowanej przez laser fali, zgodnie z zależnością (3-18). Efekt ten, nazywany „ćwierkaniem”, omówiony zostanie dokładniej w kolejnym punkcie. Wykorzystano to przy konstrukcji laserów przestrajanych prądowo.

W laserze dwusekcyjnym DBR, którego strukturę pokazano na rys. 3.17B, warunki pracy ustalają dwa prądy: I_P i I_λ . Pierwszy z prądów I_P zasila obszar aktywny, nazwany na rys. 3.17 warstwą wzmocnienia, ustalając bezpośrednio poziom mocy generowanej. Drugi z prądów I_λ zmienia warunki propagacji selektywnego zwierciadła Bragga. Prąd ten zmienia wartość współczynnika załamania $n(\lambda)$ i zmieni – zgodnie z zależnością (3-19) – wartość długości fali λ_R , a tym samym przestroi rezonator utworzony między zwierciadłem Bragga i zwykłym zwierciadłem.

$$\lambda_R(I_\lambda) = 2n(I_\lambda)\Lambda; \quad (3-19)$$

W konsekwencji zmieni się długość fali generowanego sygnału. Dwusekcyjne struktury przestrajanych laserów DBR umożliwiają przestrojenia sięgające kilkunastu nanometrów.



Rys. 3.17. Ilustracja działania przestrajanych laserów diodowych. A) Ilustracja mechanizmów zmiany długości generowanej fali. B) Struktura lasera DBR dwusekcyjnego z przestrajającym zwierciadłem Bragga. C) Struktura lasera DBR trójsekcyjnego z przestrajającym zwierciadłem Bragga i sekcją strojenia fazy. D) Uproszczona struktura scalonego nadajnika optycznego z czterosekcyjnym laserem, wzmacniaczem i modulatorem elektroabsorpcyjnym.

W strukturze trójsekcyjnego lasera DBR między warstwą aktywną a zwierciadłem Bragga umieszczono sekcję fazową, zasilaną prądem I_ϕ , co pokazano na rys. 3.17C. Trzy prądy ustalają warunki pracy lasera. Prąd I_p zmienia poziom generowanej mocy, umożliwia modulację mocy optycznej. Prąd I_h płynie przez sekcję zwierciadła i zmiana jego wartości powoduje zmianę częstotliwości, dla której reflektor silnie odbija. Powoduje to przestrojenie lasera. Maksymalna zmiana n wynosi zwykle około 1%, co opowiada zakresowi strojenia do 15 nm. Prąd I_ϕ pozwala optymalizować widmo generowanego sygnału, umożliwia też „cienkie” strojenie lasera.

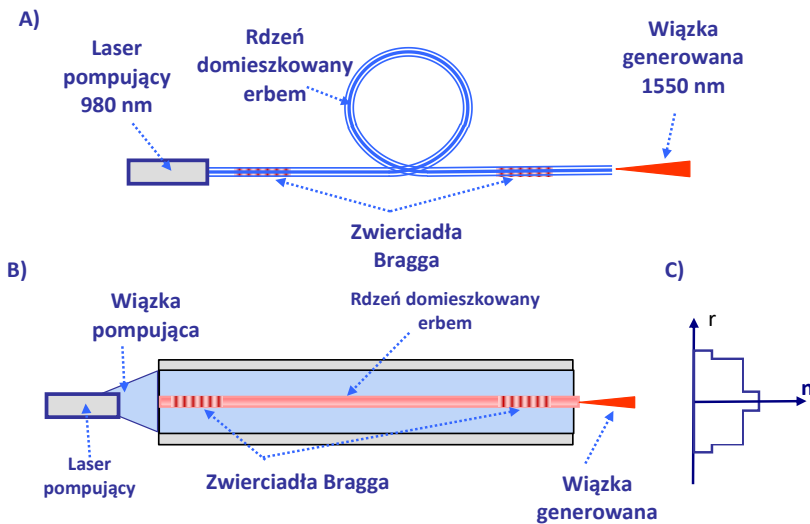
Na rys. 3.17D zaprezentowano strukturę scalonego nadajnika optycznego. Źródłem sygnału optycznego jest czterosekcyjny laser DBR, którego oba zwierciadła kontrolowane są prądowo. Poza laserem w torze optycznym umieszczono półprzewodnikowy wzmacniacz optyczny SOA (ang. *Semiconductor Optical Amplifier*) i modulator absorpcyjny EA. Całość

tworzy miniaturowy nadajnik optyczny skonstruowany jako chip z możliwością stosowania w transmisji informacji na krótkich odległościach.

Lasery przestrajane wykorzystywane są przy transmisji koherentnej do stabilizacji częstotliwości lokalnego oscylatora odbiornika. Znalazły też zastosowanie przy jednoczesnej transmisji na różnych długościach fali w systemach wykorzystujących multipleksację w dziedzinie długości fali – WDM. Szerzej tematyka ta zostanie opisana w dalszych rozdziałach.

3.4.7. Lasery światłowodowe

W jednym z dalszych rozdziałów opisany zostanie układ światłowodowego wzmacniacza, którego działanie oparte jest na wykorzystaniu pobudzenia atomów erbu umieszczonych jako domieszka w rdzeniu światłowodu. Rdzeń takiego światłowodu po pobudzeniu odpowiednim sygnałem staje się ośrodkiem aktywnym. Ośrodek aktywny można wykorzystać do skonstruowania lasera. Laser taki pokazano na rys. 3.18A.



Rys. 3.18. Układy laserów światłowodowych. A) Laser światłowodowy, w którym wykorzystano światłowód z rdzeniem domieszkowanym erbem. B) Laser światłowodowy dużej mocy z dwurdzeniowym światłowodem. C) Profil współczynnika załamania światłowodu lasera z rysunku B.

Laser z rys. 3.18A wykorzystuje światłowód jednomodowy o długości kilka-kilkanaście metrów. Jony erbu, wprowadzane jako domieszka do materiału rdzenia, pobudzone są sygnałem optycznym lasera pompującego. Aby powstały oscylacje, należy – poza pobudzeniem jonów erbu – uformować obwód rezonansowy. Rezonator utworzony jest między dwoma selektywnymi zwierciadłami Bragga. Zwierciadło umieszczone w sąsiedztwie portu wyjściowego jest półprzezroczyste. Sygnał optyczny generowany przez laser jest stabilny i ma czyste widmo.

Aby powiększyć moc wyjściową lasera, należy powiększyć moc pompy optycznej. W celu ułatwienia procesu pompowania skonstruowano specjalny, dwurdzeniowy światłowód. Profil współczynnika załamania takiego światłowodu pokazano na rys. 3.18C. Rdzeń „cienki” ma typowe dla światłowodu jednomodowego rozmiary i jest domieszkowany erbem. Rdzeń „gruby” ma średnicę rzędu 100 mikrometrów i do niego wprowadzany jest sygnał optyczny pompy, co pokazano na rys. 3.18B.

Powiększanie mocy wyjściowej laserów światłowodowych otworzyło im drogę do zastosowań innych niż telekomunikacyjne.

Laser światłowodowy jest oczywiście przyrządem bardziej złożonym, w porównaniu do półprzewodnikowych laserów diodowych. Decyzje o ich zastosowaniu powinny uwzględniać te parametry laserów, które są ich zaletami. Cztery z nich warto mieć na uwadze.

Lasery światłowodowe są źródłem bardzo stabilnego sygnału optycznego o wysokiej czystości widmowej. Są bardzo odporne na czynniki zewnętrzne (np. wstrząsy).

Wiązka optyczna laserów światłowodowych jest wysokiej jakości daje się dobrze skupić, co na przykład w urządzeniach medycznych ma duże znaczenie. Sygnał optyczny generowany jest w światłowodzie, ułatwiając doprowadzenie go dożądanego punktu.

Struktura laserów światłowodowych pozwala na uzyskanie optycznych mocy wyjściowych w granicach 1–1000 watów. Tak duże moce wyjściowe nie są stosowane w telekomunikacji światłowodowej, ale mogą być wykorzystane w komunikacji optycznej w wolnej przestrzeni, a także w urządzeniach medycznych i obróbki mechanicznej.

Lasery światłowodowe mają wysoką – w granicach 70–80% – sprawność przetwarzania energii pompy na użyteczny sygnał optyczny. W przypadku laserów dużej mocy ułatwia to ich chłodzenie.

3.5. Charakterystyki laserów diodowych

3.5.1. Równania dynamiki lasera diodowego

Laser diodowy z elektrycznego punktu widzenia jest diodą półprzewodnikową. Kształt charakterystyki prądu I diody od napięcia V jest dobrze znany i opisany zależnością (3-5). Charakterystykę tą pokazano na rys. 3.19B. Na charakterystyce zaznaczono punkt prądu progowego I_{OP} . Dla prądów większych od I_{OP} laser oscyluje.

Podstawową, funkcjonalną zależnością opisującą mechanizm pracy lasera diodowego jest zależność generowanej mocy optycznej P od prądu I diody. Zależność tę otrzymuje się rozwiązując równania dynamiki lasera. Równania te wiążą ze sobą kilka najważniejszych wielkości decydujących o procesie generacji fotonów. Czytelnik znajdzie je w publikacjach, w nieco różnych postaciach, w zależności od przyjętych założeń i uproszczeń. Równania dynamiki lasera wiążą ze sobą kilka najważniejszych wielkości decydujących o procesie

generacji fotonów. Wielkościami najważniejszymi są: gęstość elektronów n [$1/m^3$]¹ w jednostce objętości oraz gęstość fotonów p [$1/m^3$]. W tym przypadku mówimy o obszarze aktywnym, w którym zachodzi rekombinacja elektronów i generacja fotonów. Oba równania można przedstawić w formie jak niżej:

$$\begin{aligned}\frac{dn}{dt} &= \frac{J}{qd} - \frac{n}{\tau_{SP}} - Cnp; \\ \frac{dp}{dt} &= Cnp + \delta \frac{n}{\tau_{SP}} - \frac{p}{\tau_F};\end{aligned}\tag{3-20}$$

W równaniach tych J [A/m^2] jest gęstością wstrzykiwanego prądu, q jest ładunkiem elektronu, d jest grubością obszaru rekombinacji. Dalej τ_{SP} jest czasem życia elektronów podlegającym spontanicznej rekombinacji, a C jest stałą charakteryzującą mechanizm emisji wymuszonej. W drugim z równań współczynnik δ mówi o tym, jaka część spontanicznie wyemitowanych fotonów dołączy do fotonów generowanych w trakcie emisji wymuszonej, a τ_F jest czasem życia fotonów w obszarze wnęki.

Objaśniając fizycznie mechanizmy opisane powyższymi równaniami, można powiedzieć, że w pierwszym równaniu opisującym liczbę elektronów, pierwszy ze składników prawej strony mówi o liczbie wstrzykiwanych do obszaru aktywnego elektronów, których liczba maleje z powodu spontanicznej rekombinacji (drugi składnik prawej strony) i z powodu rekombinacji wymuszonej (składnik trzeci). W równaniu drugim opisującym liczbę fotonów, pierwszy wyraz prawej strony mówi o liczbie fotonów powstających w procesie emisji wymuszonej, kolejny o fotonach spontanicznej emisji, które dodają się do emisji wymuszonej (zwykle współczynnik δ jest bardzo mały), a trzeci wyraz mówi o stratach fotonów w obszarze wnęki wyrażonych tutaj czasem życia fotonów τ_F .

W stanie ustalonym generacji ze stałą mocą optyczną dwa warunki są spełnione:

$$\frac{dn}{dt} = 0; \quad \frac{dp}{dt} = 0;\tag{3-21}$$

Drugi z warunków można zapisać następująco (pomijając składnik z δ):

$$Cn_{pr} - \frac{1}{\tau_F} = 0;\tag{3-22}$$

Interpretacja tego warunku jest następująca: zwiększając liczbę n elektronów osiągnany jest stan, w którym lewa strona równa jest zero. Stan ten nazywamy progowym. Liczba elektronów rośnie ze wzrostem gęstości wstrzykiwanego prądu, który osiąga w tym momencie wartość progową J_{PR} :

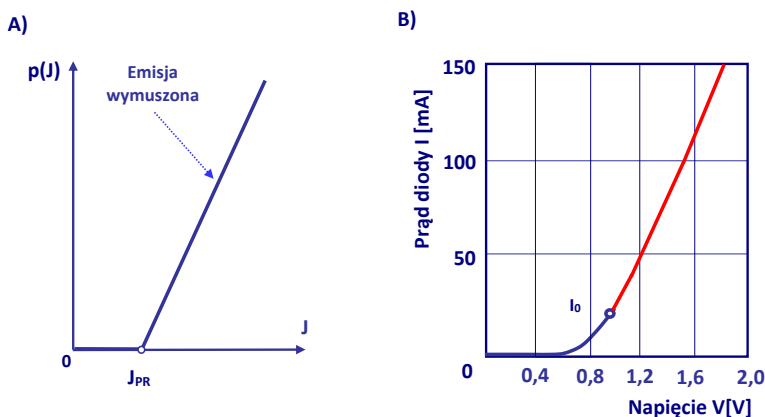
$$J_{pr} = \frac{n_{pr}qd}{\tau_{SP}};\tag{3-23}$$

¹ Literą n oznaczano do tej pory współczynnik załamania. Z braku liter w alfabecie użyto w tym punkcie literę n na oznaczenie liczby elektronów. To wyjątek i należy mieć to na uwadze.

Dalszy wzrost gęstości wstrzykiwanego do obszaru aktywnego prądu J skutkuje wzrostem liczby fotonów p , zgodnie z równaniem (3-24):

$$p = \frac{\tau_F}{qd} (J - J_{pr}); \quad (3-24)$$

Wzorcowy przykład charakterystyki $p(J)$ pokazano na rys. 3.19A. Poniżej prądu progowego obserwowana jest emisja spontaniczna w postaci szumu. Powyżej prądu progowego pojawia się emisja wymuszona, a generowany sygnał optyczny staje się koherentny.



Rys. 3.19. Charakterystyki statyczne lasera półprzewodnikowego. A) Charakterystyka $p(J)$ diody laserowej otrzymana jako rozwiązanie równań (3-20). B) Podstawowa charakterystyka $I(V)$ lasera diodowego z zaznaczonym położeniem prądu progowego.

3.5.2. Podstawowe charakterystyki lasera diodowego

Charakterystyki generowanej mocy optycznej $P_{OPT}(I)$ od prądu diody I pokazano na rys. 3.20. Zgodnie z prezentowaną zależnością (3-24), poniżej pewnej progowej wartości I_{PR} wstrzykiwanego do obszaru aktywnego prądu generacja nie wystąpi. Natomiast powyżej tej wartości liczba generowanych fotonów jest proporcjonalna do różnicy prądów $(I - I_{PR})$. Moc optyczna P_{OPT} jest proporcjonalna do ilości fotonów, a więc do przyrostu prądu $(I - I_{PR})$, zgodnie z zależnością (3-25).

$$P_{OPT} = C(T)(I - I_{PR}); \quad (3-25)$$

Współczynnik $C(T)$ jest funkcją temperatury. Wraz ze wzrostem temperatury charakterystyki mocy wyjściowej $P_{OPT}(I)$ lasera półprzewodnikowego zmieniają swoje położenie i nachylenie – rys. 3.20.

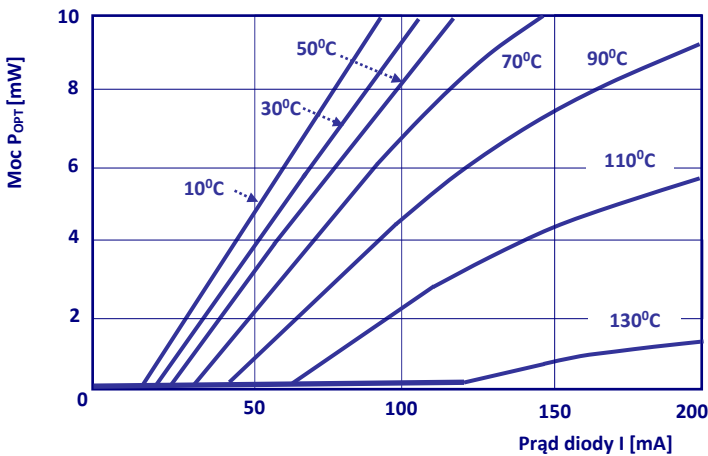
Powyżej wartości progowej prądu charakterystyka jest liniowa, ale tylko dla temperatur poniżej $60^{\circ}\text{--}70^{\circ}\text{C}$. Tak silna zależność charakterystyk lasera od temperatury wymaga jej stabilizacji przez specjalne układy chłodzące, którymi zwykle są chłodnice termoelektryczne Peltiera.

W pierwszym rzędzie wartość progowa prądu I_{PR} zależy silnie od temperatury. Na rys. 3.20 pokazano rodzinę charakterystyk $P_{OPT}(I)$ dla lasera InGaAsP o mocy wyjściowej 10 mW. W temperaturze pokojowej wartość prądu progowego wynosi ok. 20 mA. Maksymalna moc wyjściowa osiągnięta jest przy prądzie 100 mA.

Wyniki pomiarów rozmaitych typów diod laserowych wykazały, że wartość prądu progowego rośnie wykładniczo z temperaturą:

$$I_{PR}(T) = I_{OP} e^{T/T_{OP}}; \quad (3-26)$$

W zależności tej I_{OP} i T_{OP} są stałymi o wartościach wyznaczonych eksperymentalnie. Dla laserów wykonanych na bazie GaAs $T_{OP} \approx 120$ K. Lasery InGaAsP są bardziej czułe na zmiany temperatury, bo dla nich $T_{OP} = 50-70$ K.



Rys. 3.20. Typowe charakterystyki mocy optycalnej P_{OPT} [mW] od prądu I [mA] diody laserowej mierzone dla różnych temperatur złącza.

Długość fali sygnału optycalnego generowanego przez lasery DBR i DFB zależy od charakterystyk struktur Bragga. To one dokonują selekcji częstotliwości oscylacji. Okazuje się, że wstrzykiwaniu prądu do obszaru aktywnego towarzyszy zmiana współczynnika załamania. W rezultacie w miarę wzrostu prądu lasera wzrości mocy optycalnej towarzyszy niewielki wzrost o $\Delta\lambda$ długości generowanej fali (efekt ten nazywany jest migotaniem). Przyrost $\Delta\lambda$ jest różny dla różnych typów laserów i zwykle mieści się w granicach 1–3 nm.

Silna zależność parametrów lasera od temperatury wpływa niekorzystnie na pracę łączy światłowodowych. Prawidłowe funkcjonowanie łączy transmisyjnych wymaga stabilizacji parametrów, aby średnia moc sygnału optycalnego zmieniała się niewiele przy zmianie temperatury pracy w szerokich granicach. Konstruktorzy łączy wykorzystują dwie możliwości: stabilizowanie wartości średniej mocy optycalnej przez zmianę prądu lasera lub

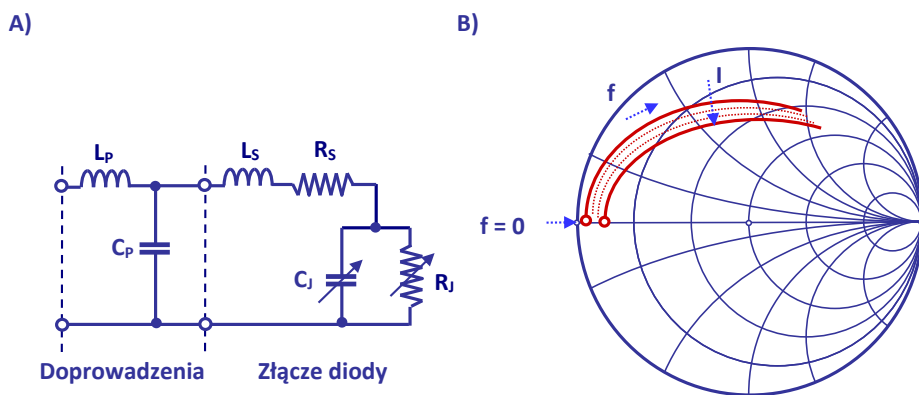
zastosowanie chłodnicy termoelektrycznej Peltiera do stabilizacji temperatury chipa lasera. Jak wspomniano wyżej, lasery ze studniami kwantowymi mają niższe wartości prądów progowych, co ułatwia stabilizację warunków pracy.

3.5.3. Dioda laserowa jako element obwodu

Z elektrycznego punktu widzenia dioda laserowa jest diodą półprzewodnikową o typowej charakterystyce $I(V)$, opisanej zależnością (3-5). Pokazano ją na rys. 3.19A, z zaznaczeniem prądu progowego, powyżej którego dioda generuje koherentny sygnał.

Obwód zastępczy diody jest dobrze znany, pokazuje go rys. 3.21A. Pojemność C_P i indukcyjność L_P reprezentują doprowadzenia prądowe diody. Mimo miniaturyzacji ich obecność może być istotna, gdy częstotliwość modulacji przekracza 10 GHz. Samo złącze reprezentują pojemność C_J , z typowymi wartościami kilku pikofaradów, oraz rezystancja R_J , z wartościami kilku omów. Ich wartości zmieniają się z prądem lasera. Obwód zastępczy dopełniają szeregowo indukcyjność L_S i rezystancja R_S .

Pomiary impedancji diod laserowych różnych typów pokazują duże różnice między nimi. Struktury diod mają rozmaite wymiary i warunki zasilania, co stawia przed projektantami układów modulacji prądem diody trudne zadania.



Rys. 3.21. Dioda laserowa jako element obwodu. A) Typowy obwód zastępczy półprzewodnikowej diody laserowej. B) Charakterystyki impedancji diody laserowej na wykresie Smitha, w zależności od częstotliwości i prądu.

Problem współpracy diody z układem sterującym prądem staje się trudny do rozwiązania, gdy częstotliwości modulacji przekraczają 30 GHz. Dioda laserowa umieszczona w linii współosiowej o impedancji charakterystycznej 50Ω jest elementem silnie niedopasowanym, a zmiana prądu diody w istotnym stopniu zmienia warunki odbicia. Umieszczenie

szeregowo z diodą rezystancji 45–50 Ω stabilizuje warunki pracy, czyni z takiej pary obwód prawie dopasowany w szerokim paśmie częstotliwości.

Prądem diody laserowej sterują odpowiednio skonstruowane obwody tranzystorowe. Tranzystory sterujące traktowane są wtedy jako szerokopasmowe źródła prądowe.

Ważnych informacji o pracy lasera w łączy optycznym dostarcza charakterystyka widmowa generowanego sygnału, czyli charakterystyka w dziedzinie częstotliwości. Charakterystyka widmowa lasera z rezonatorem Fabry'ego-Perota pokazuje kilka prążków odpowiadających kilku wybranym częstotliwościom rezonansowym. Mierzona na osi częstotliwości szerokość grupy prążków może dochodzić do kilkuset GHz. Lasery tego typu są stosowane w łącach optycznych, ale efekty dyspersji – o czym będzie mowa w kolejnych rozdziałach – ograniczają możliwości transmisji na dużych odległościach.

Charakteryzując w punkcie 3.4.3 widmo sygnałów generowanych przez lasery DBR i DFB stwierdzono, że ich charakterystyki widmowe są istotnie lepsze w porównaniu z laserami F-P. Ze wzrostem mocy prążka widmo czyści się. Także wzrost długości obszaru aktywnego istotnie poprawia charakterystykę widmową. Intensywnie rozwijana rodzina laserów DFB ze studniami kwantowymi charakteryzuje się bardzo czystym widmem, a szerokość prążka w najlepszych konstrukcjach jest rzędu 0,25 MHz.

3.5.4. Charakterystyki modulacji lasera diodowego

Pokazane na rys. 3.20 charakterystyki generowanej mocy optycznej od prądu diody $P_{OPT}(I)$ lasera półprzewodnikowego wskazują, że moc lasera może być modulowana przez zmianę prądu diody. Ten bezpośredni sposób zamiany informacji zapisanej przebiegiem elektrycznym na przebieg mocy optycznej jest z powodzeniem wykorzystywany w telekomunikacji optycznej. Parametry modulacji lasera, nachylenie charakterystyki dP/dI i częstotliwościowe pasmo pracy należą do najważniejszych parametrów charakteryzujących jego pracę.

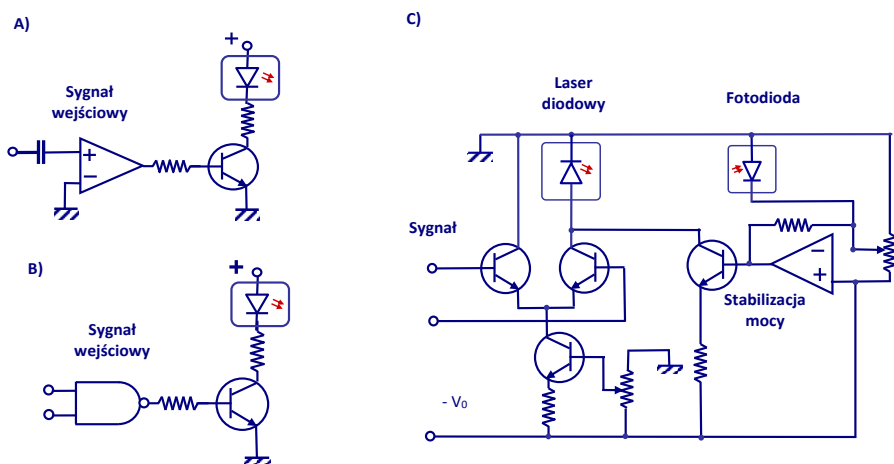
Przy modulacji impulsowej impuls prądu lasera zamieniany jest na impuls mocy optycznej. Skracając czas trwania impulsu prądu, obserwujemy postępujące zniekształcenie impulsu mocy. Zjawisko to ma także wielką wagę przy powiększaniu szybkości transmisji informacji łącem światłowodowym.

Omówienie charakterystyk modulacji oraz ograniczenia pracy impulsowej diody laserowej zostały przesunięte do rozdziału 6 (p. 6.3.), który w całości poświęcony został procesom modulacji sygnałów optycznych.

3.6. Nadajnik optyczny

3.6.1. Układy sterowania prądem lasera

Zadaniem układu sterującego prądem diody jest dostarczenie sygnału elektrycznego do źródła mocy optycznej i modulowanie sygnału optycznego w takt sygnału elektrycznego.



Rys. 3.22 Przykłady układów sterowania prądem diod LED i laserów diodowych. A) Układ zasilania diody LED typowy dla analogowej modulacji amplitudy. B) Układ zasilania diody LED typowy dla cyfrowej modulacji amplitudy. C) Układ zasilania diody laserowej wraz z układem stabilizacji średniej mocy optycznej.

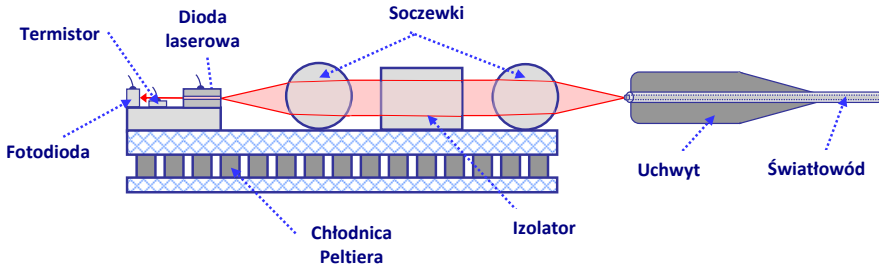
Układy sterowania prądem diody LED są stosunkowo proste, gdyż częstotliwość modulacji nie jest duża. Dwa z możliwych układów sterowania pokazano na rys. 3.22A i rys. 3.22B. W obu układach lasery diodowe umieszczono w obwodach tranzystora, co powinno zapewnić im szerokopasmową pracę. Tranzystory sterowane są bezpośrednio sygnałem elektrycznym i wymuszają prąd lasera proporcjonalny do sygnału wejściowego.

Na rys. 3.22C widzimy bardziej złożony układ sterowania prądem diody laserowej nadajnika optycznego. Układem sterującym jest wzmacniacz tranzystorowy szerokopasmowy, pracujący na niewielką rezystancję diody laserowej z dodatkowymi reaktancjami. Część mocy optycznej lasera kierowana jest do fotodetektora. Prąd fotodiody proporcjonalny do mocy optycznej wprowadzony w pętli sprzężenia zwrotnego stabilizuje średni poziom mocy optycznej przez regulację punktu pracy i zmianę prądu polaryzacji lasera. Opisy bardzo złożonych i pomysłowych układów sterujących laserami szerokopasmowych nadajników optycznych Czytelnik znajdzie w licznych publikacjach.

3.6.2. Nadajnik z laserem diodowym

Na rys. 3.23 pokazano układ funkcjonalny prostego nadajnika optycznego z diodą laserową. Chip diody, na rysunku nieproporcjonalnie duży, promieniuje na obie strony. Główna część mocy optycznej kierowana jest do światłowodu jednomodowego poprzez układ soczewek kulistych. Między soczewkami umieszczono izolator, który separuje obszar ak-

tywny lasera od promieniowania odbitego. Obecność niekontrolowanego promieniowania odbitego zaburza warunki generacji lasera. Izolator umożliwia jego stabilną pracę. Tylko część wiązki wypromieniowanej przez diodę laserową trafia do rdzenia światłowodu; sprawność sprzężenia ze światłowodem wynosi w typowych przypadkach 40–60%.



Rys. 3.23. Podstawowe elementy układu prostego nadajnika optycznego z diodą laserową.

Temperatura pracy lasera ma istotny wpływ na jego parametry. Tak na przykład częstotliwość oscylacji lasera zmienia się z temperaturą o około $0,3\text{--}0,6\text{ nm}/^\circ\text{C}$. Aby ustabilizować częstotliwość oscylacji, stabilizuje się temperaturę. Układ stabilizacji składa się w opisywanym przypadku z termistora do pomiaru temperatury i specjalnej chłodnicy wykorzystującej elementy Peltiera. Chłodnica Peltiera – rys. 3.23 – to zestaw elementów półprzewodnikowych p i n odpowiednio spolaryzowanych, działający jak pompa ciepła. Zmiana kierunku polaryzacji powoduje zmianę kierunku transportu ciepła.

Jak wspomniano wyżej, niewielka część mocy optycznej skierowana jest do fotodiody, której sygnał wyjściowy monitoruje pracę lasera i pozwala stwierdzić, czy laser pracuje prawidłowo.

W opisanym układzie nadajnika prądem lasera steruje obwód elektryczny umieszczony na zewnątrz nadajnika. W wielu rozwiązaniach układy sterujące umieszcza się wewnątrz obudowy nadajnika, a nawet wytwarzane są struktury scalające części elektroniczne z optycznymi na podłożu z arsenku galu GaAs. W wielu rozwiązaniach lasery współpracują ze wzmacniaczami i modulatorami optycznymi, co opisano w punkcie 3.4.6.

3.7. Podsumowanie

Lasery półprzewodnikowe pompowane prądowo wykazały ogromną przydatność do zastosowań telekomunikacyjnych, wypierając z tego pola zastosowań lasery pompowane optycznie. Diody świecące, historycznie pierwsze półprzewodnikowe źródła światła, miały bardzo szerokie charakterystyki widmowe, a ich promieniowanie nie było spójne. Wprowadzenie zwierciadeł po obu stronach obszaru aktywnego utworzyło prosty rezonator

Fabry'ego-Perota i powstał w ten sposób laser półprzewodnikowy z kilkoma prążkami charakterystyki widmowej. Intensywne prace nad zastosowaniem zwierciadeł Bragga pozwoliły uzyskać pracę jednomodową i oczyścić widmo generowanego sygnału.

Pasmo modulacji mocy optycznej diody laserowej jest ograniczone, przy czym dwa czynniki odgrywają istotną rolę. Impedancja wejściowa diody laserowej zmienia się istotnie z częstotliwością, co stawia najwyższe wymagania tranzystorowym obwodom sterującym prądem diody laserowej przy pracy szerokopasmowej. Rozwój technologii umożliwił integrację laserów z mikrofalowymi układami sterowania prądem i istotne poszerzenie pasma modulacji. Druga bariera wynika z samego mechanizmu generacji promieniowania w laserze półprzewodnikowym. Stały postęp technologiczny pozwolił powiększyć pasmo modulacji laserów i osiągnąć 80 GHz.

W tej sytuacji znaczące powiększenie szybkości transmisji uzyskano dwiema drogami. Wykorzystano techniki multipleksacji WDM, czyli transmisji jednym światłowodem sygnałów pochodzących z wielu laserów. Lasery o przestrajanej częstotliwości potwierdziły w tym przypadku swoją użyteczność. Druga droga to wykorzystanie modulacji wielostanowej. Więcej informacji zawarto w kolejnych rozdziałach.

Zarówno moc wyjściowa, jak i częstotliwość lasera półprzewodnikowego, zmieniają się w istotnym stopniu wraz z temperaturą. Stabilizacja temperatury diody laserowej stała się konieczna. Problem rozwiązano, stosując układy z chłodnicami Peltiera, co pozwoliło na stabilizację temperaturę pracy, a tym samym częstotliwości i średniej mocy oscylacji.

Bibliografia rozdziału 3

- 3.1 E. Yablonovitch, E.O. Kane, "Band Structure of Semiconductor Lasers for Optical Communications", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 6, No. 8, 1988.
- 3.2 M. Horowitz et al., "Theoretical and Experimental Study of Harmonically Modelocked Fiber Lasers for Optical Communication", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 18, No. 11, 2000.
- 3.3 G.P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, University of Rochester, New York, 2003.
- 3.4 K. Yvind, J.M. Hvam, *Semiconductor Mode-Locked Lasers for Optical Communication Systems*, Technical University of Denmark, 2003, orbit.dtu.dk/files/2656482/Kresten_Yvind_PhD_dp.pdf.
- 3.5 G.P. Agrawal, *Optical Waveguides (OPT568)*, University of Rochester, New York, 2008.
- 3.6 R. Paschotta, *Passive Fiber Optics, Tutorial, Encyclopedia of Laser Physics and Technology*, https://www.rp-photonics.com/passive_fiber_optics8.html.
- 3.7 B. Mroziwicz, „Półprzewodnikowe lasery telekomunikacyjne, część 1 – lasery o stałej długości fali”, *Przegląd Telekomunikacyjny*, Nr 4, 2002.
- 3.8 B. Mroziwicz, „Lasery półprzewodnikowe o przestrajalnej długości fali: perspektywy aplikacji w sieciach optycznych”, *Przegląd Telekomunikacyjny*, Nr 3, 2002.
- 3.9 B. Mroziwicz, „Półprzewodnikowe lasery telekomunikacyjne, część 2 – lasery przestrajalne”, *Przegląd Telekomunikacyjny*, No 4, 2002.
- 3.10 M. Horowitz et al., "Theoretical and Experimental Study of Harmonically Modelocked Fiber Lasers for Optical Communication Systems", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 18, No. 11, 2004.

- 3.11 L.A. Coldren et al., "Tunable Semiconductor Lasers", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 22, No. 1, 2004.
- 3.12 V. Heikkinen, "Tunable laser module for fibre optic communications", Doctoral Dissertation, University of Oulu, Department of Electrical Engineering, VVT Publications 529, 2004, <http://www.vtt.fi/inf/pdf/publications/2004/P528.pdf>.
- 3.13 J. Piprek, *Optoelectronic Devices. Advanced Simulation and Analysis*, Springer Science+Business Media, Inc., 2005.
- 3.14 B. Ziętek, *Optoelektronika*, Wydawnictwo Naukowe Uniwersytetu Mikołaja Kopernika, 2005.
- 3.15 B. Ziętek, *Materiały do wykładów*, <https://www.fizyka.umk.pl/~bezet/>.
- 3.16 T. Katsuyama, "Development of Semiconductor Laser for Optical Communication", *SEI Technical Review*, No. 69, October 2009.
- 3.17 E.K. Lau, L.J. Wong, M.C. Wu, "Enhanced Modulation Characteristics of Optical Injection-Locked Lasers: A Tutorial", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 15, No. 3, 2009.
- 3.17 F.S. Ujager, S.M.H. Zaidi, U. Younis, "A review of semiconductor lasers for optical communication", *High-Capacity Optical Networks and Enabling Technologies (HONET)*, 7th International Symposium on High-capacity Optical Networks and Enabling Technologies, 2010. DOI: 10.1109/HONET.2010.5715754.
- 3.18 M.C. Larson, "Widely Tunable Semiconductor Lasers", *OSA, Optical Fiber Communications Conference*, 11 March 2014, DOI: 10.1364/OFC.2014.Tu2H.1.
- 3.19 V. Ter-Mikirtychev, *Fundamentals of Fiber Lasers and Fiber Amplifier*, Springer Series in Optical Sciences, Springer International Publishing, Switzerland 2014.
- 3.20 L.A. Coldren, S.W. Corzine, M.L. Mašanović, *Diode lasers and photonic integrated circuits*, Wiley Series in Microwave and Optical Engineering, Wiley-Interscience, 2015.
- 3.21 J. Klamkin, *Photonic Integrated Circuit Tutorial*, Univ. of California Santa Barbara, 2015, http://www.7pennies.com/downloads/PIC_Training_NYC_Klamkin_FINAL.pdf.
- 3.22 S. Diaz, "Stable Dual-Wavelength Erbium Fiber Ring Laser With Optical Feedback for Remote Sensing", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 34, No. 19, 2016.
- 3.23 A. Rahim et al., "69 Gb/s DMT direct modulation of a Heterogeneously Integrated InP-on-Si DFB Laser", *Optical Fiber Communication Conference, OSA Technical Digest (online)*, 2017.
- 3.24 A. Pasquazi, "Micro-combs: A novel generation of optical sources", *Physics Reports* 729, 2017.