

Instytut Fizyki
Uniwersytet Mikołaja Kopernika

Piotr Targowski i Bernard Ziętek

Pracownia Optoelektroniki
LASER PÓŁPRZEWODNIKOWY

Zakład Optoelektroniki
Toruń 2004

I Cel zadania

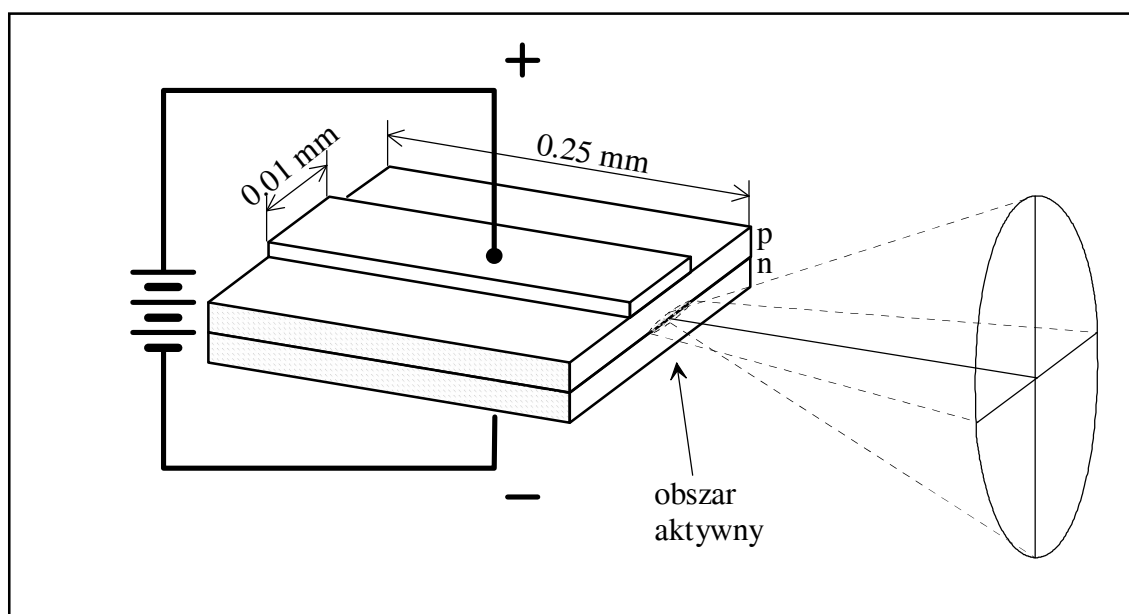
Celem zadania jest zapoznanie z własnościami optycznymi i prądowymi laserów półprzewodnikowych oraz pomiarów

- charakterystyki prądowo - świetlnej,
- charakterystyki spektralnej wiązki laserowej.

II Podstawowe wiadomości o laserach półprzewodnikowych

II.A Wstęp

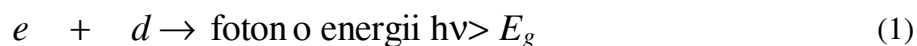
Lasery półprzewodnikowe są w optoelektronice najważniejszą klasą laserów (rys. 1). Główne zalety to: małe wymiary, bardzo niska cena, niskie napięcie zasilania (pojedyncze wolty), bardzo łatwa modulacja prądu i duża sprawność.



Rys. 1. Schemat najprostszego lasera półprzewodnikowego.
Przekrój poprzeczny wiązki laserowej jest elipsą

Cechami niekorzystnymi w pewnych zastosowaniach może okazać się trudność uzyskania stabilnej (nie zależnej od prądu) długości fali generacji, relatywnie szerokie pasmo emisji i niewielki, w porównaniu z innymi typami laserów, stopień koherencji.

Działanie lasera półprzewodnikowego opiera się na stymulowanej rekombinacji dziur z pasma walencyjnego i elektronów z pasma przewodzenia dającej w wyniku foton, czyli na "reakcji"



gdzie: e oznacza elektron, d - dziurę i E_g - przerwę energetyczną.

Z zasady zachowania pędu wynika, że emisja fotonu jest znacznie bardziej prawdopodobna, jeżeli zachodzi bez zmiany pędu elektronu. Zjawisko takie ma miejsce w półprzewodnikach, dla których minimum energii pasma przewodnictwa przypada dla tej samej wartości pędu elektronu co maksimum energii pasma walencyjnego - mówimy wówczas o *prostej przerwie energetycznej*. Najbardziej znanym materiałem o tej własności jest arsenek galu GaAs. Dla

wielu popularnych półprzewodników (w tym krzemu i germanu) odpowiednie maksimum i minimum przypada dla *różnych* wartości pędu elektronu - materiały te charakteryzują się *skośną przerwą energetyczną*. Do budowy laserów półprzewodnikowych wykorzystuje się wyłącznie półprzewodniki z prostą przerwą energetyczną.

II.B Przejścia promiaste w półprzewodniku

W stanie równowagi termodynamicznej prawdopodobieństwo znalezienia elektronu w dozwolonym (a więc nie leżącym w obszarze przerwy energetycznej) stanie o energii E opisuje *funkcja Fermiego*:

$$f(E) = \left[e^{\frac{E-F}{k_B T}} + 1 \right]^{-1}, \quad (2)$$

której parametrem jest *energia Fermiego* F . T jest temperaturą półprzewodnika, a k_B stałą Boltzmana.

Ponieważ dziura jest stanem nieobsadzonym przez elektron, to analogiczne prawdopodobieństwo dla znalezienia dziur o energii E opisane jest funkcją:

$$1 - f(E) = \left[e^{\frac{F-E}{k_B T}} + 1 \right]^{-1}. \quad (3)$$

Należy zauważyć, że w rozkładach (2) i (3) występuje ta sama energia Fermiego F .

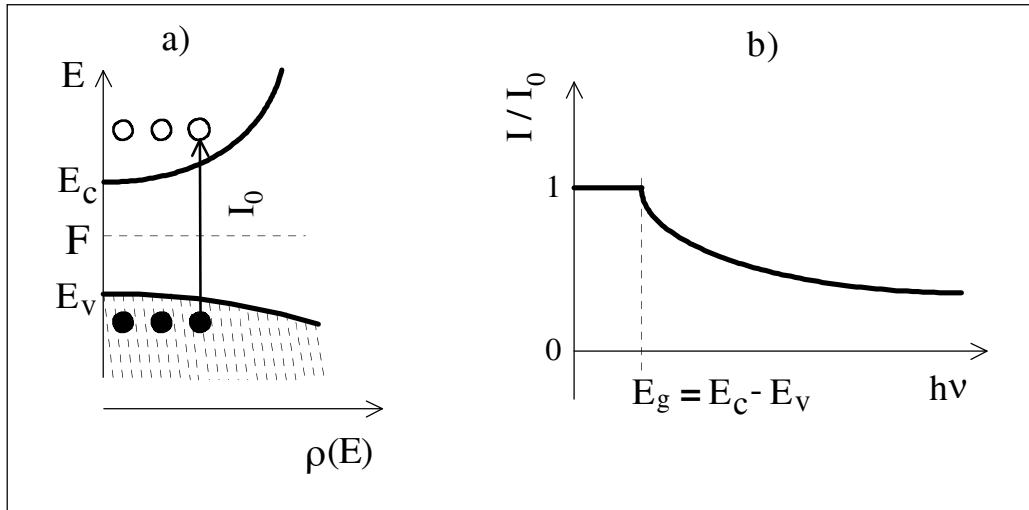
Na rys. 2a schematycznie przedstawiono zależność gęstości stanów elektronowych i dziurowych $\rho(E)$ od energii E . Wielkość $\rho(E)dE$ oznacza ilość stanów o energii z przedziału $E \dots E+dE$ i jest reprezentowana na rysunku jako odpowiednie pole powierzchni zawarte pomiędzy osią energii i parabolą gęstości stanów. Gęstości (odpowiednio) elektronów i dziur są dane wyrażeniami:

$$n(E) = \rho(E)f(E) \quad i \quad p(E) = \rho(E) \cdot [1 - f(E)]. \quad (4)$$

Jeżeli energia fotonów $h\nu < E_g$, wtedy światło nie oddziałuje z ośrodkiem (nie może być ani absorbowane, ani wzmacniane). Natomiast gdy $h\nu > E_g$, pojawia się absorpcja (emisja), będąca wynikiem przejścia elektronów z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa (przejścia z pasma przewodnictwa do walencyjnego). Na rys. 2b przedstawiono współczynnik absorpcji w funkcji energii fotonu.

Rysunek 2a przedstawia schemat absorpcji promieniowania półprzewodników niedomieszkowanych. Półprzewodnik znajduje się w temperaturze $T=0$ K i poziom Fermiego leży w środku przerwy energetycznej. Wówczas $n(E > E_v) = 0$ i $p(E < E_c) = 0$.

Stany obsadzone elektronami są zakreskowane na Rys. 2a. Wyraźna jest długofalowa granica absorpcji określona szerokością przerwy energetycznej.



Rys. 2. Schemat pasm (a) i współczynnik transmisji światła w półprzewodniku (b). E_c i E_v są odpowiednio krawędziami pasm przewodnictwa i walencyjnego. Stany zajęte przez elektrony ($\bullet \bullet \bullet$) zakreskowano; dziury oznaczono przez: ($\circ \circ \circ$)

II.C Wzmocnienie promieniowania w półprzewodniku

Załóżmy, że mamy złącze p-n zbudowane z dwu silnie domieszkowanych półprzewodników typu n i p, tak silnie, że poziomy Fermiego znajdują się: w paśmie przewodnictwa (w n) i walencyjnym (w p). Spolaryzowanie złącza w kierunku przewodzenia spowoduje wstrzykiwane elektronów i w paśmie przewodnictwa znajdują się elektrony, a w paśmie walencyjnym dziury. Wtedy będzie możliwa rekombinacja z emisją fotonu. Efekt może być spontaniczny lub, jeśli wstrzykiwane (pompowanie) jest dostatecznie duże, wymuszony i ten drugi nas interesuje. Równowaga termodynamiczna wewnątrz pasm ustala się w czasie rzędu 10^{-12} s, podczas gdy rekombinacja elektron-dziura zachodzi w czasie rzędu 10^{-9} s. Powoduje to wytworzenie się *niezależnie* równowagi w każdym z pasm. W takiej sytuacji wzór (2) (i analogicznie wzór (3)) należy zastąpić *parą* wzorów zawierającą *różne* parametry F_v i F_c rozkładów prawdopodobieństwa znalezienia *elektronów* w każdym z pasm:

$$f_c(E) = \left[e^{\frac{E - F_c}{k_B T}} + 1 \right]^{-1} \quad \text{- dla pasma przewodnictwa,} \quad (5)$$

$$f_v(E) = \left[e^{\frac{E - F_v}{k_B T}} + 1 \right]^{-1} \quad \text{- dla pasma walencyjnego.} \quad (6)$$

Parametry F_v i F_c rozkładów (5) i (6) nazywa się *kwazipoziomami Fermiego*. Różnica $F_c - F_v$ jest miarą wzbudzenia kryształu.

Można pokazać, że współczynnik wzmocnienia w półprzewodniku wynosi:

$$\gamma(\nu) = \log\left(\frac{I}{I_0}\right) = B_{ba}(\nu) \frac{n_g}{c} \rho_{red}(h\nu) [f_c(E_b) - f_v(E_a)], \quad (7)$$

gdzie: ρ_{red} jest *zredukowaną gęstością stanów* opisującą liczbę stanów biorących udział w przejściu optycznym o energii $E_b - E_a = h\nu$ *zachowującym spin i pęd*; $f_c(E_b)$ i $f_v(E_a)$ są odpowiednimi prawdopodobieństwami obsadzenia elektronami stanów: początkowego (b)

i końcowego (a). B_{ba} jest współczynnikiem Einsteina dla emisji wymuszonej pomiędzy stanami $b \rightarrow a$.

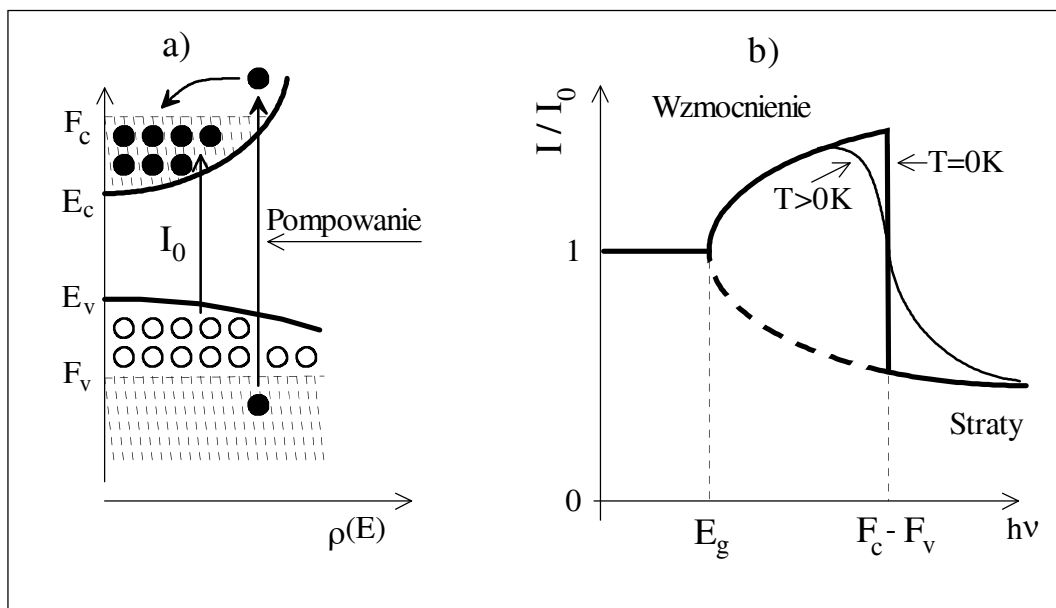
Jak widać, warunek wzmocnienia promieniowania ($\gamma > 0$) jest równoważny wymaganiu, aby wartość w nawiasie była dodatnia. Wstawiając wyrażenia (5) i (6) na rozkłady $f_v(E)$ i $f_c(E)$ łatwo można uzyskać warunek konieczny uzyskania akcji laserowej

$$F_c - F_v > h\nu. \tag{8}$$

Łącznie z oczywistym wymaganiem, że $h\nu > E_g$, otrzymuje się kryterium Bernarda - Duffourga:

$$F_c - F_v > h\nu > E_g. \tag{9}$$

Wzmocnienie promieniowania może wystąpić wtedy, gdy promieniowanie wymuszające będzie propagować się w obszarze kryształu, który jest wzbudzony tak, że w tym obszarze równocześnie wystąpią elektrony w pasmie przewodzenia i dziury w pasmie walencyjnym (rys. 3a). Zgodnie z kryterium dla fotonów o energii większej od E_g i mniejszej od różnicy $F_c - F_v$ występuje wzmocnienie wskutek emisji wymuszonej (rys. 3b). Odpowiada to inwersji obsadzeń w klasycznym ośrodku laserowym.



Rys. 3. Schemat układu pasm i współczynnik wzmocnienia w ośrodku wzbudzonym ($F_n - F_p > E_g$). Stany zajęte przez elektrony (•••) zakreskowano, dziury oznaczono przez (◊◊◊)

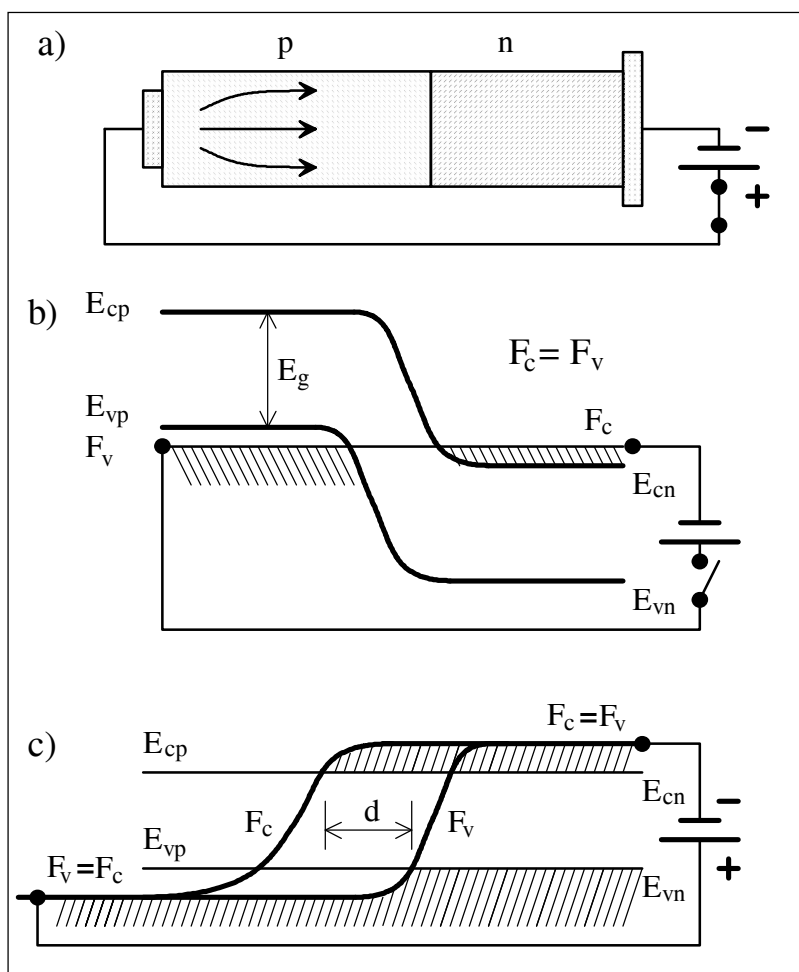
II.D Laser diodowy (homozłączowy)

Aby uzyskać akcję laserową na jakiegokolwiek długości fali, na mocy kryterium Bernarda - Duraffourga (9), koniecznym jest by:

$$F_c - F_v > E_g . \quad (10)$$

Oznacza to, że przynajmniej jeden z quasi - poziomów Fermiego musi znaleźć się w odpowiednim pasmie. Należy wyraźnie stwierdzić, że przepływ nawet bardzo dużego prądu przez półprzewodnik określonego rodzaju nie zmienia położenia jego energii Fermiego (zależy ona od rodzaju i stopnia domieszkowania półprzewodnika). Również nie jest możliwe rozdzielenie quasi - poziomów Fermiego. Dopiero złącze p - n dwu silnie domieszkowanych półprzewodników (rys. 4) daje taką możliwość.

•Ruchliwe elektrony wnikają z obszaru n i zanim zrekombinują z dziurami poruszają się w głąb obszaru p na głębokość d (rzędu $2\mu\text{m}$). Tym samym quasi - poziom Fermiego F_c dla elektronów w obszarze p blisko złącza odpowiada poziomowi Fermiego w półprzewodniku n. Równocześnie dziury w obszarze p zachowują swoją energię Fermiego F_v . Tak więc w obszarze o głębokości d następuje wymagane rozdzielenie quasi - poziomów Fermiego i możliwa jest akcja laserowa. Zwężenie tego obszaru pozwala zmniejszyć wymagane gęstości prądu. Jednakże w laserze homozłączowym wielkość d zależy od szybkości dyfuzji elektronów w półprzewodniku p i nie może być niezależnie regulowana.



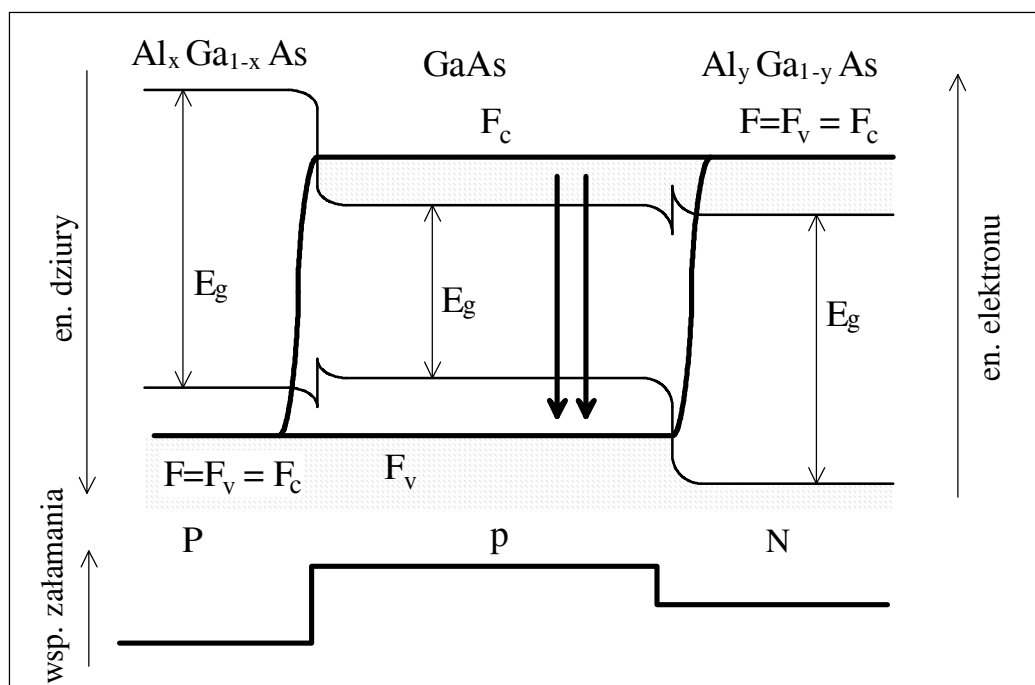
Rys. 4. Schemat lasera homozłączowego. a) budowa, b) schemat pasm energetycznych w warunkach braku zasilania, c) złącze spolaryzowane w kierunku przewodzenia

Rezonatory laserów półprzewodnikowych stanowią zazwyczaj powierzchnie łupliwości kryształów lub odpowiednio wyszlifowane i napyłone powierzchnie kryształu aktywnego. Są też produkowane lasery półprzewodnikowe z rezonatorem zewnętrznym. Niewielkie wymiary lasera i słabo określony obszar generacji wpływa na stosunkowo mały stopień koherencji emitowanego promieniowania.

II.E Lasery heterozłączone

Heterozłącza są to złącza utworzone z półprzewodników o różnej szerokości przerwy energetycznej (rys. 5), na przykład GaAs z $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, gdzie x jest ułamkiem opisującym zawartość aluminium. Okazuje się, że GaAs i AlAs mają prawie identyczną budowę krystalograficzną. Unika się dzięki temu defektów w obszarze złącza. Okazuje się, że przy wzroście zawartości procentowej aluminium równocześnie:

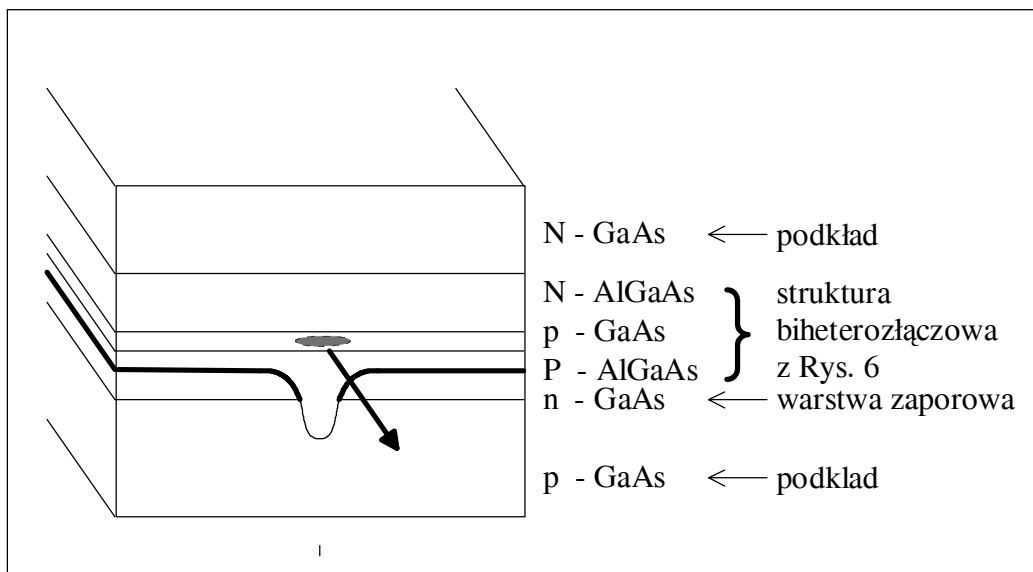
- rośnie szerokość przerwy energetycznej,
- maleje współczynnik załamania



Rys. 5. Schemat pasmowy struktury biheterozłączonej spolaryzowanej w kierunku przewodzenia i zmiany współczynnika załamania

Elektrony wstrzyknięte do półprzewodnika typu N (dużymi literami oznacza się materiały z dużą przerwą energetyczną) poruszają się w kierunku złącza i z łatwością przechodzą do obszaru p (dolna krawędź pasma przewodnictwa w obszarze p leży niżej niż w obszarze N). Następnie natrafiają na barierę w złączu p-P. Analogicznie, dziury łatwo pokonują złącze p-P (górną krawędź pasma walencyjnego w obszarze p leży wyżej niż w obszarze P), ale zatrzymują się na barierze p-N. Tak więc, w obszarze p występuje duża koncentracja dziur i elektronów i można łatwo spełnić warunek Bernarda - Duraffourga. Szerokość obszaru p może być mała. Równocześnie warstwy P-p-N tworzą światłowód, prowadzący promieniowanie wewnątrz obszaru wzbudzonego.

Na rys. 6 przedstawiono (w uproszczeniu) strukturę nowoczesnego lasera paskowego firmy Sharp (V - Channeled Substrate Inner Stripe). Takie lasery używane są w odtwarzaczach CD.



Rys. 6. Schemat budowy lasera półprzewodnikowego LT022MC firmy Sharp. Grubą linią oznaczono złącze spolaryzowane zaporowo

II.F Struktura modowa promieniowania lasera

Warunkiem generacji w każdym laserze jest dodatnie sprzężenie zwrotne, uzyskiwane dzięki zwierciadłom rezonatora. Warunek ten, dla rezonatora o długości L , wypełnionego ośrodkiem o współczynniku załamania $n(\nu)$ jest następujący

$$2 \cdot L = q \cdot \lambda(\nu) = q \cdot \frac{c}{n(\nu)} \cdot \frac{1}{\nu} \quad q \in N. \tag{11}$$

Następny mod wzbudzi się dla częstości $\nu + \Delta\nu$ spełniającej warunek

$$2 \cdot L = (q + 1) \cdot \frac{c}{n(\nu + \Delta\nu)} \cdot \frac{1}{\nu + \Delta\nu}.$$

Korzystając z rozwinięcia

$$n(\nu + \Delta\nu) = n(\nu) + \frac{dn}{d\nu} \cdot \Delta\nu,$$

otrzymuje się odległość pomiędzy modami

$$\Delta\nu = \frac{c}{2Ln} \left(1 + \frac{\nu}{n} \cdot \frac{dn}{d\nu} \right)^{-1} \quad \text{albo} \quad \Delta\lambda_0 = \frac{\lambda_0^2}{2Ln} \left(1 - \frac{\lambda_0}{n} \cdot \frac{dn}{d\lambda_0} \right)^{-1}. \tag{12}$$

Dla GaAs współczynnik załamania dla długości fali z zakresu generacji wynosi $n \approx 3.6$. Ośrodek ten charakteryzuje się też znaczną dyspersją, tak że czynnik $\lambda_0/n \cdot dn/d\lambda_0 = -0.38$. Oznacza to, że w tym przypadku człon w nawiasie we wzorze (12) nie można pominąć.

III

Literatura

1. N.V. Karłow *Wykłady z fizyki laserów.*
2. B. Ziętek, *Optoelektronika.*
3. A. Pawluczyk, *Elementy i układy optoelektroniczne.*
4. W. Demtroder, *Spektroskopia laserowa.*
5. J. T. Verdeyen, *Laser electronics.*