

Instytut Fizyki
Uniwersytet Mikołaja Kopernika

Piotr Targowski i Bernard Ziętek

Pracownia Optoelektroniki

LASER PÓŁPRZEWODNIKOWY

Zadanie V

Zakład Optoelektroniki

Toruń 2004

I Cel zadania

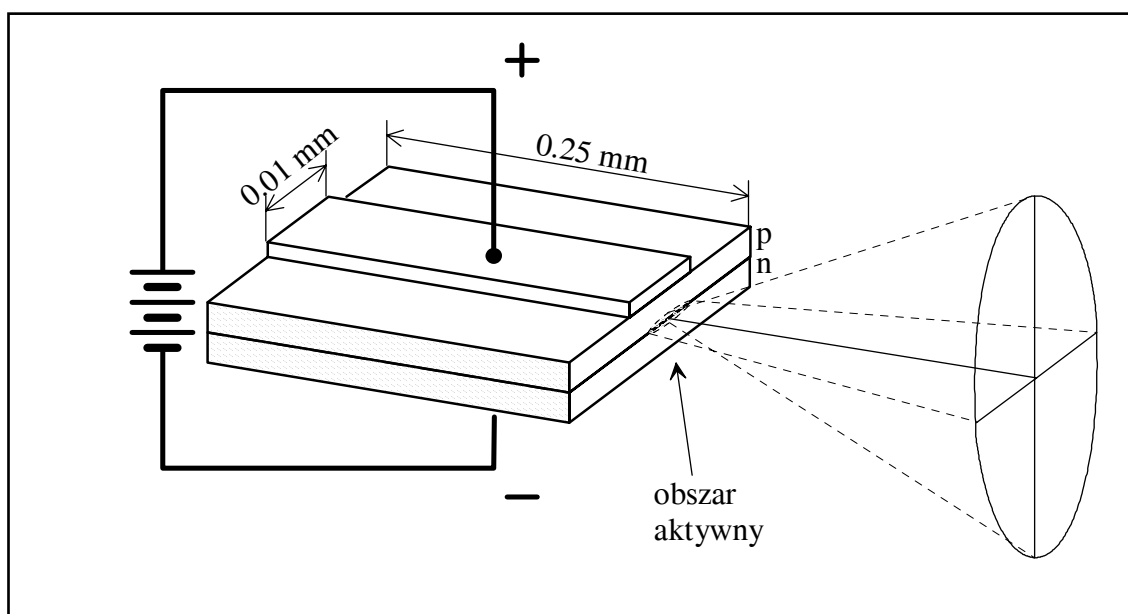
Celem zadania jest zapoznanie z własnościami optycznymi i prądowymi laserów półprzewodnikowych oraz pomiarów

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

II Podstawowe wiadomości o laserach półprzewodnikowych

II.A Wstęp

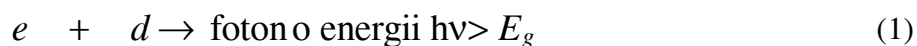
Lasery półprzewodnikowe są w optoelektronice najważniejszą klasą laserów (rys. 1). Główne zalety to: małe wymiary, bardzo niska cena, niskie napięcie zasilania (pojedyncze wolty), bardzo łatwa modulacja prądowa i duża sprawność.



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 .

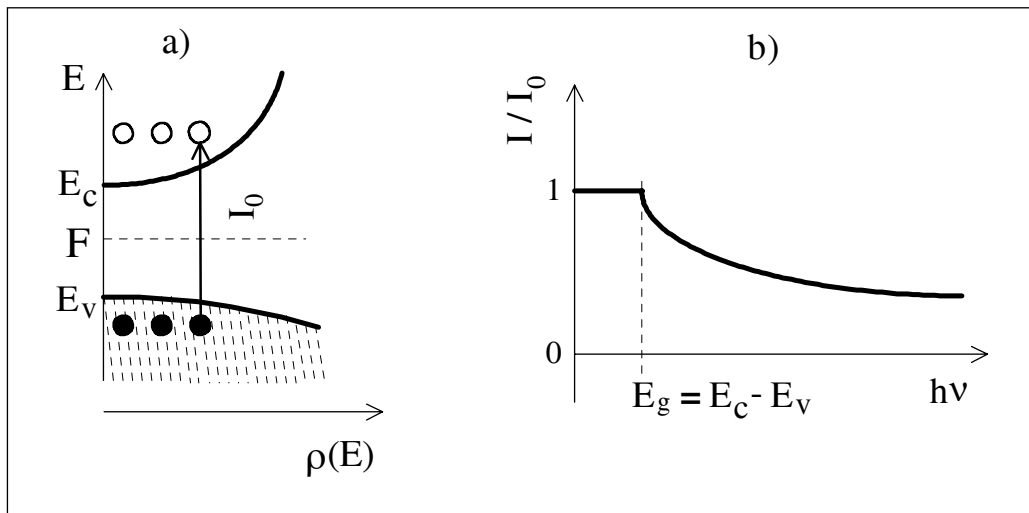
Na rys. 2a schematycznie przedstawiono zależność gęstości stanów elektronowych i dziurowych $\rho(E)$ od energii E . Wielkość $\rho(E)dE$ oznacza ilość stanów o energii z przedziału $E \dots E+dE$ i jest reprezentowana na rysunku jako odpowiednie pole powierzchni zawarte pomiędzy osią energii i parabolą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

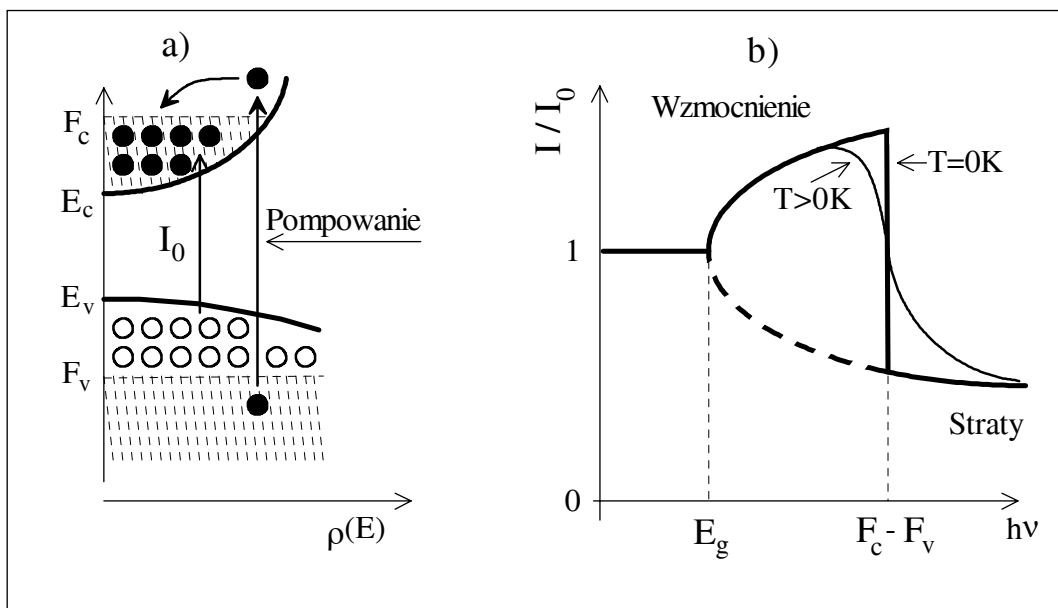
Jak widać, warunek wzmocnienia promieniowania ($\gamma > 0$) jest równoważny wymaganiu, aby wartość w nawiasie była dodatnia. Wstawiając wyrażenia (5) i (6) na rozkłady $f_v(E)$ i $f_c(E)$ łatwo można uzyskać warunek konieczny uzyskania akcji laserowej

$$F_c - F_v > h\nu. \quad (8)$$

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

$$F_c - F_v > h\nu > E_g. \quad (9)$$

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 (○○○)

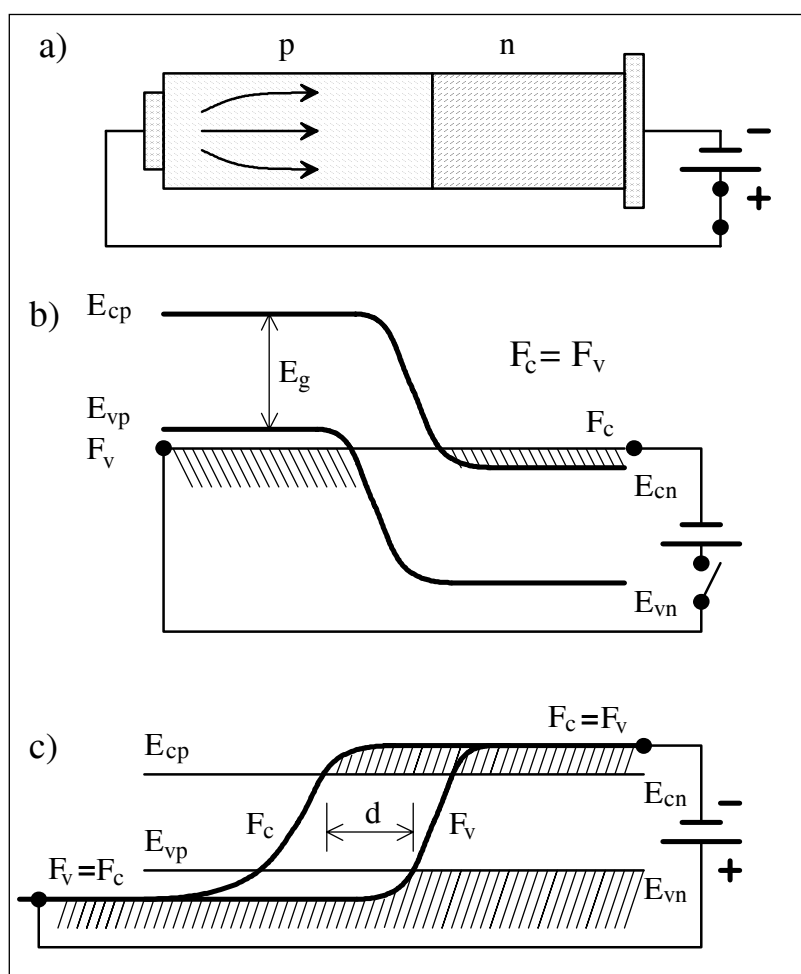
II.D Laser diodowy (homozłączowy)

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.



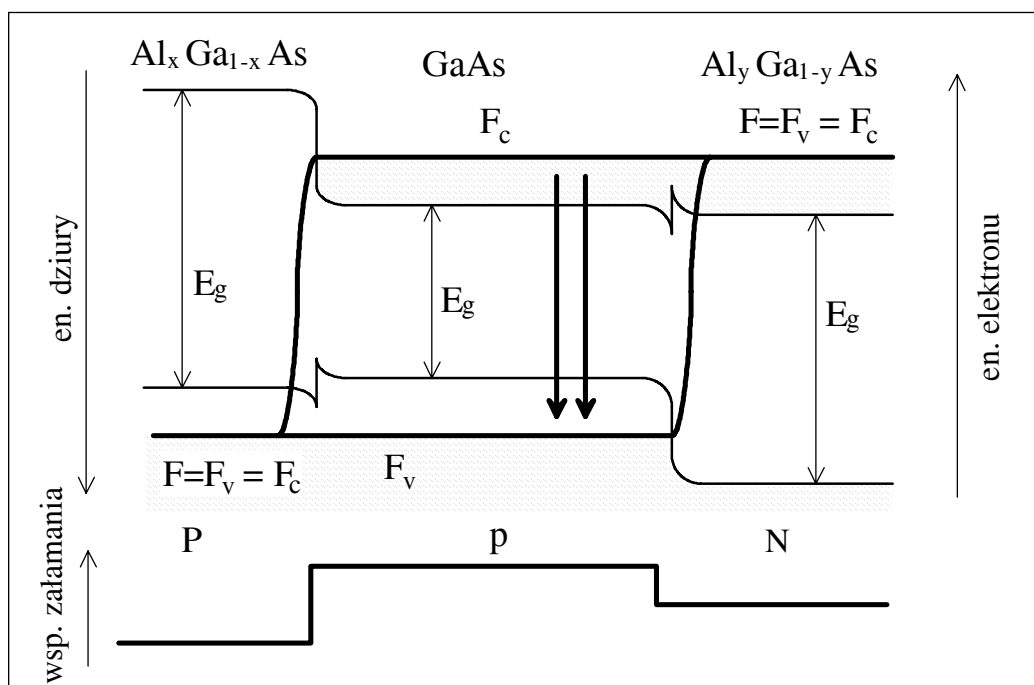
Rys. 4. Schemat lasera homozłączowego. a) budowa, b) schemat pasm energetycznych w warunkach braku zasilania, c) złącze spolaryzowane w kierunku przewodzenia

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:

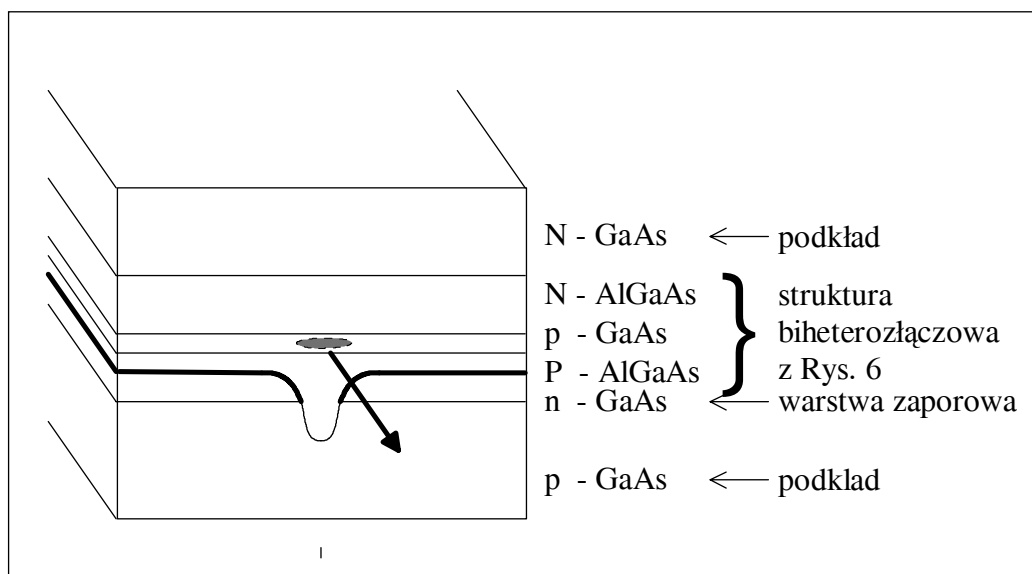
- rośnie szerokość przerwy energetycznej,
- maleje współczynnik załamania



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

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

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

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

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*.

IV Aparatura

W skład aparatury niezbędnej do wykonania zadania wchodzi następujące urządzenia:

1. Laser półprzewodnikowy Sharp LT022 zamontowany na głowicy goniometrycznej
2. Zasilacz lasera półprzewodnikowego.
3. Skalibrowane fotoogniwo pomiarowe BPYP 07A z oporem pracy $R = 100 \Omega$.
4. Woltomierz cyfrowy V-540 z drukarką ERD 103.
5. Multimetr cyfrowy Metex M-4650CR.
6. Generator funkcyjny zestawu laboratoryjnego PZL-1.
7. Fotoogniwo BPYP 30.
8. Nanowoltomierz selektywny (*Selective Nanovoltmeter*) typ 273.
9. Komputer.
10. Noktowizor.
11. Spektrograf z kamerą CCD.

V Pomiary i opracowanie wyników

Uwaga: Maksymalny prąd lasera w głowicy goniometrycznej wynosi 40 mA

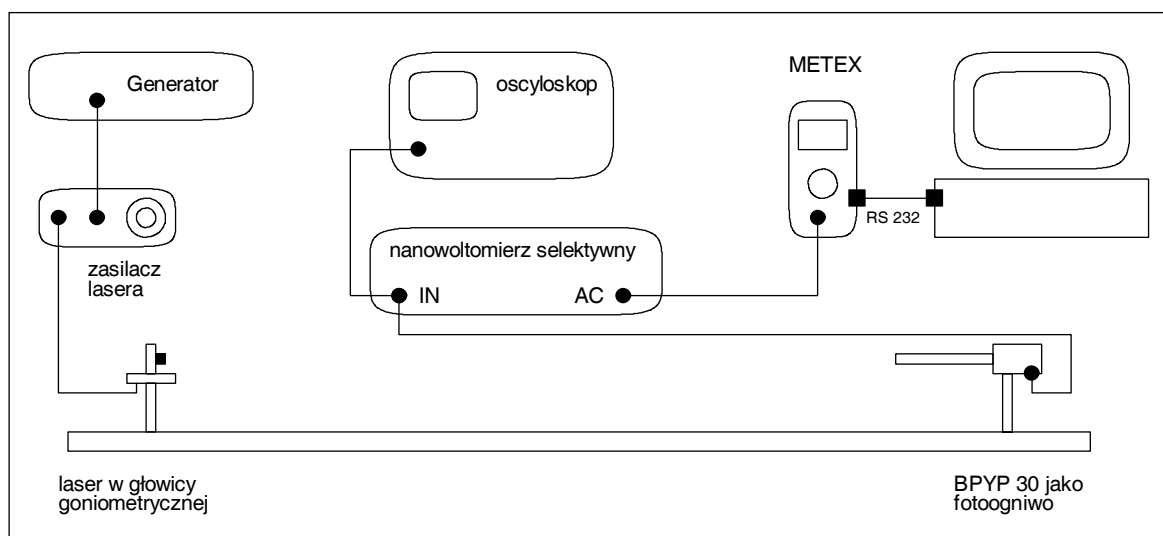
V.A Pomiar zależności mocy wyjściowej lasera od prądu przewodzenia

1. Ustawić na ławie optycznej laser półprzewodnikowy LT022, pomiędzy zasilacz i laser włączyć multimetr cyfrowy Metex M-4650CR przystosowany do pomiaru prądu w zakresie do 200 mA. Wejście modulacyjne zasilacza pozostawić nie podłączone.
2. Ustawić prąd lasera na 32 mA.
3. Ustawić fotoogniwo jak najbliżej lasera, tak by całe promieniowanie emitowane przez laser padało na fotoogniwo. Fotonapięcie mierzyć za pomocą miernika V-540.
4. Wykonać systematyczny pomiar $I(i)$ w zakresie $i=0...40$ mA, zwracając szczególną uwagę na obszar progu akcji laserowej. Wynik podać w mW korzystając ze współczynnika $k(780 \text{ nm}) = 2.45 \pm 0.1 \text{ mW/mA}$.

$$I = k \cdot \frac{U_F}{R}$$

V.B Pomiar rozkładu przestrzennego emisji laserów półprzewodnikowych

Natężenie promieniowania poza oś optyczną emisji lasera jest bardzo słabe (bliskie lub nawet poniżej natężenia tła). Aby przeprowadzić wiarygodny pomiar stosujemy metodę selekcji częstotliwościowej. Promieniowanie lasera zostaje *zmodulowane* pewną częstotliwością f do której dostrojony zostaje *nanowoltomierz selektywny*, będący w istocie woltomierzem wyposażonym w filtr o regulowanej szerokości pasma transmisji. W przypadku lasera LT022 sinusoidalny sygnał modulujący dostarczony do wejścia MOD zasilacza lasera moduluje prąd przewodzenia.



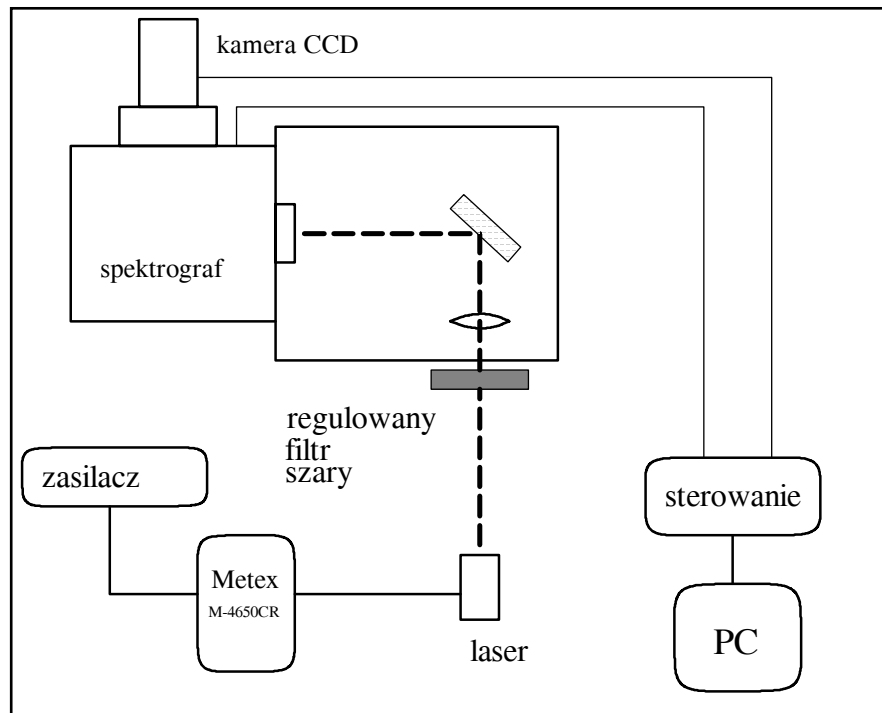
Rys. 7. Układ do pomiarów rozkładu przestrzennego natężenia promieniowania lasera LT022

Przebieg pomiaru:

1. Ustawić prąd stały lasera na 30 mA.
2. Zbliżyć detektor maksymalnie do lasera.
3. Dobrać napięcie modulacji tak, by uzyskać na oscyloskopie głębokość modulacji ok 30 %.
4. Ustawiając częstotliwość pracy nanowoltomierza uzyskać maksimum sygnału dla najwęższego pasma.
5. Ustawić odległość laser - detektor na 1.5 m.
6. Wykonać systematyczne pomiary $I(\alpha, \beta)$:
 - a) Określić zakres zmian kątów głowicy lasera, pokrywających cały zakres rozbieżności wiązki lasera (przyjąć spadek do 1% wartości maksymalnej jako graniczny).
 - b) Uruchomić komputer i miernik uniwersalny Metex dla pomiarów napięć zmiennych ACV.
 - c) Przejść do katalogu C:\METEX i uruchomić program METEX.BAT.
 - d) Nacisnąć F10, wybrać opcje MEASURE i następnie RUN. Na ekranie powinien pojawić się odczyt z miernika. Następnie nacisnąć Esc, wybrać opcję METEX i EXIT.
 - e) Automatycznie zostanie uruchomiony program pomiarowy. Uwaga: jeżeli nie zostanie nawiązana komunikacja z miernikiem należy zresetować komputer.
 - f) Wprowadzić dane dla programu pomiarowego i wykonać pomiary.
7. Wykonać trójwymiarowy wykres funkcji $I(\alpha, \beta)$ oraz wyznaczyć kąty rozbieżności wiązki.

V.C Pomiar widma emisji lasera w zależności od prądu przewodzenia**Sposób postępowania:**

1. Zestawić układ pomiarowy według rys. 8.



Rys. 8. Układ do pomiaru widma emisji lasera półprzewodnikowego

2. Włączyć zasilanie monochromatora, a następnie uruchomić program SpectraScope.
3. Wyregulować laser do pracy ponad progiem.
4. Wybrać siatkę 600 linii/mm, ustawić linię centralną 650 nm, szczelinę wejściową 0.05 mm, czas ekspozycji 0.5 s, filtr szary na maksimum pochłaniania.
5. Zarejestrować widmo lasera, odczytać długość fali emisji. Zwrócić uwagę, by nie przekroczyć progu nasycenia kamery ($I < 2000$). W razie konieczności skrócić czas ekspozycji do 0.1 s.
6. Zmienić siatkę na 1800 linii/mm i ustawić linię środkową zgodną z długością fali emisji lasera.
7. Zarejestrować widmo lasera z dużą zdolnością rozdzielczą.
8. Wykonać systematyczne pomiary poniżej i ponad progiem ze szczególnym uwzględnieniem obszaru progowego.
9. Uzyskane widma opracować komputerowo.
10. Wiedząc, że współczynnik załamania w GaAs wynosi $n = 3.6$ obliczyć, w oparciu o wzór (12), długość wnęki rezonatora.