

Luminescencja cienkich warstw i kryształów

Wykonali: Paweł Turbak i Tomasz Winiarski

1 Podstawowe pojęcia teoretyczne

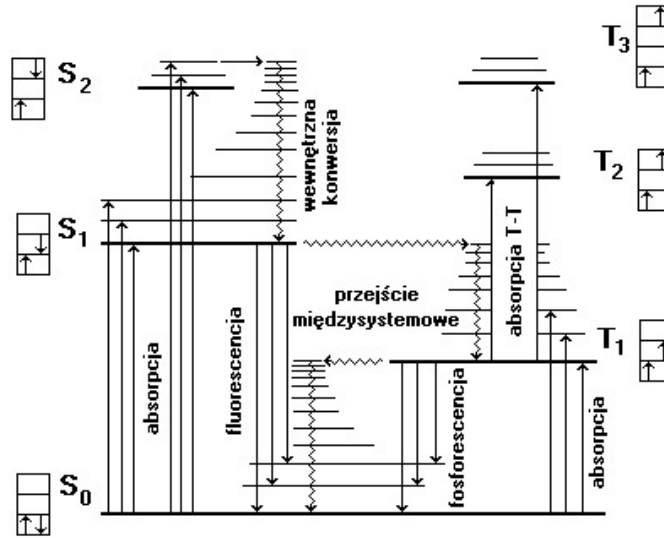
Omówimy teraz podstawowe pojęcia fizyki półprzewodników niezbędne do wyciągnięcia wniosków i zrozumienia wykonywanego doświadczenia.

Encyklopedia fizyki definiuje luminescencją jako nadwyżkę promieniowania ciała nad temperaturowym promieniowaniem tego samego ciała w danej części widmowej i w danej temperaturze, jeśli nadwyżka ta charakteryzuje się przy tym skończonym czasem trwania świecenia, to znaczy nie znika natychmiast po usunięciu wywołującej przyczyny. Procesy zachodzące w cząsteczce dobrze jest zilustrować za pomocą diagramu Jabłońskiego. Diagram Jabłońskiego (rys.1) to typowy diagram energetyczny cząsteczki o stanach elektronowych singletowych i trypletowych. Stan singletowy oznacza stan energetyczny cząsteczki o spinie wypadkowym cząsteczki równym zero, a stan trypletowy odpowiada spinowi wypadkowemu cząsteczki równemu jednośc. Przy pomocy strzałek prostych zaznaczono główne procesy promieniste, zaś falistych - procesy bezpromieniste. [1]

2 Masa efektywna

Masa efektywna to wielkość fizyczna o wymiarze masy pełni tę samą funkcję w opisie nośników ładunku w ciałach stałych (tzn. elektronów i dziur) co masa cząsteczek rzeczywistych poruszających się w próżni pod wpływem sił zewnętrznych. Cząsteczka o masie m umieszczona w kryształach podlega działaniu pola tak, jakby miała masę efektywną m^* . Z reguły masa efektywna ma wartość mniejszą od masy spoczynkowej elektronu i jest większa w danym kryształach dla dziur niż dla elektronów. Masę efektywną definiujemy następującym wzorem:

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 \epsilon}{dk^2} \quad (1)$$



Rys. 1: Diagram Jabłońskiego

3 Ruchliwość

Ruchliwość jest miarą zdolności unoszenia się nośników ładunku w polu elektrycznym. Jest to parametr decydujący o własnościach elektronowych materiału, a co za tym idzie o własnościach przyrządów z niego wykonanych. Definiuje się go za pomocą następującego wyrażenia:

$$\mu = \frac{v}{E} \tag{2}$$

gdzie v jest średnią prędkością nośnika ukierunkowaną zgodnie z \vec{E} . Pojęcie ruchliwości wiąże się ze średnią drogą przebywaną przez elektron między kolejnymi zderzeniami. Oznaczmy drogę średnią przez λ , a średni czas przez τ . W czasie τ elektron może być przyspieszany w polu elektrycznym. Zależność drogi swobodnej od temperatury wpływa na ruchliwość. Zachowanie się μ i λ można opisać następująco:

	μ	λ
niskie temperatury	$\sim T^{\frac{3}{2}}$	$\sim T^3$
wysokie temperatury	$\sim T^{-\frac{3}{2}}$	$\sim T^{-1}$

W niskich temperaturach za ograniczenie drogi swobodnej odpowiadają zderzenia nośników prądu z atomami domieszek (centra rozpraszające), defekty struktury krystalicznej

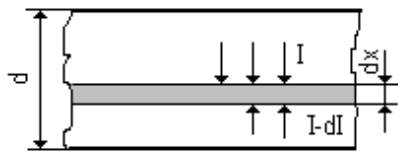
(luki, dyslokacje, błędy ułożenia) oraz w polikryształach granice ziaren. Ogromną rolę rozpraszania na atomach domieszki jest związana z tym, że w niskich temperaturach nośniki długo pozostają w pobliżu atomu domieszki, tzn. w zasięgu zaburzonego pola krystalicznego. W wysokich temperaturach dominuje głównie rozpraszanie na fononach i stąd inna zależność od temperatury.

4 Własności optyczne półprzewodników, absorpcja w półprzewodnikach

Kiedy wiązka światła monochromatycznego przechodzi przez materiał, to w wyniku odbicia i absorpcji natężenie jej zmniejsza się. Niechaj część energii odbitej na granicy ciała przedstawia wielkość R , która nosi nazwę współczynnika odbicia. Jeśli natężenie padającego światła wynosi I_0 , a odbitego I_R , to

$$R = \frac{I_R}{I_0} \quad (3)$$

Zależność współczynnika odbicia od częstotliwości $R(\omega)$ lub długości fali $R(\lambda)$ nazywa się widmem odbicia. Oznaczmy natężenie światła padającego na warstwę dx , jak to przed-



Rys. 2: Absorpcja

stawiono na rys. 4, przez I . Wtedy w wyniku absorpcji światła w tej warstwie natężenie promieniowania zmniejszy się o wielkość dI . Ilość pochłoniętej energii dI jest proporcjonalna do ilości energii padającej na warstwę i grubości warstwy pochłaniającej:

$$-dI = \alpha I dx. \quad (4)$$

Współczynnik proporcjonalności α , wyrażający ilość energii pochłoniętej z wiązki o jednostkowym natężeniu w warstwie o jednostkowej grubości, nosi nazwę współczynnika absorpcji. Całkując powyższe równanie otrzymujemy wyrażenie

$$I = I_0(1 - R)e^{-\alpha d} \quad (5)$$

znane jako prawo Bougera-Lamberta. Wielkość α okazuje się charakterystyczna dla pochłaniającego środowiska i zależy od długości fali promieniowania. Zależność współczynnika absorpcji od częstotliwości $\alpha(\omega)$ lub od długości fali $\alpha(\lambda)$ nazywa się widmem absorpcji materiału. Przy wzajemnym oddziaływaniu elektronów półprzewodnika z promieniowaniem

elektromagnetycznym powinny być spełnione dwa prawa: prawo zachowania energii i prawo zachowania quasi-pędu. Jeżeli elektron przed oddziaływaniem wzajemnym z kwantem światła mającym energię $\hbar\omega$ i pęd $\hbar\vec{\eta}$, posiadał energię E i quasi-pęd \mathbf{p} , a po wzajemnym oddziaływaniu miał E' i \mathbf{p}' , to prawa te można zapisać w postaci:

$$E' = E + \hbar\omega\vec{\eta} \quad (6)$$

$$\mathbf{p}' = \mathbf{p} + \hbar \quad (7)$$

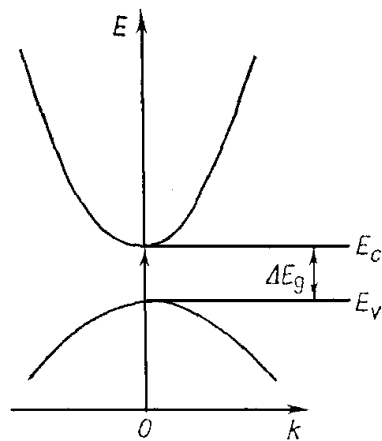
Absorpcja promieniowania w półprzewodniku może być związana ze zmianą stany energetycznego swobodnych elektronów albo związanych z atomami, a także ze zmianą energii drgań atomów sieci. W związku z tym w półprzewodnikach rozróżniamy pięć podstawowych typów absorpcji optycznej: samoistną, ekscytonową, przez swobodne nośniki ładunku, domieszkową i absorpcję światła przez sieć krystaliczną. Jeśli przy pochłonięciu przez półprzewodnik kwantu promieniowania elektrony z pasma walencyjnego nabierając dodatknej energii przewyższającej bądź równej szerokości pasma zabronionego przechodzą do pasma przewodnictwa to taka absorpcja nazywana jest samoistną lub podstawową. Przy rozpatrywaniu absorpcji samoistnej półprzewodnika można uwzględnić budowę jego pasm energetycznych. Znane obecnie półprzewodniki zgodnie z układem pasm energetycznych dzielą się na dwie postacie. W pierwszej z nich minimum energii w pasmie przewodnictwa charakteryzuje się wektorem falowym \mathbf{k}_{min} , znajduje się w tym samym punkcie strefy Brillouina co i maksimum energii w pasmie walencyjnym określone wektorem falowym \mathbf{k}_{max} . Innymi słowy w tych półprzewodnikach $k_{min}=k_{max}$ (rys. 4). W drugiej postaci materiałów ekstrema pasma przewodnictwa i pasma walencyjnego znajdują się przy różnych wartościach \mathbf{k} , a więc w tym przypadku $k_{min}\neq k_{max}$ (rys. 4) Do ostatniego typu materiału należy większość półprzewodników np. german czy krzem. Przejścia elektronów przez pasmo zabronione będą zachodzić przede wszystkim pomiędzy stanami energetycznymi odpowiadającymi maksimum pasma walencyjnego i minimum pasma przewodnictwa, tzn. dla wartości quasi-pędu ($p=\hbar k$) lub wektora falowego \mathbf{k} zbliżonych do zera, jak to przedstawiono na rys. 4. W związku z faktem iż wartość wektora falowego fotonu jest znikoma w porównaniu z liczbą falową elektronu w równaniu (7) można go zaniedbać.

$$\Delta k = k' - k = 0 \quad (8)$$

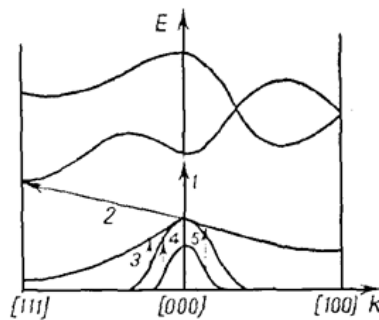
Powyższa zależność nazywa się regułą wyboru dla przejść elektronowych i mówi ona, że w procesie wzajemnego oddziaływania elektronu z półprzewodnika z polem promieniowania możliwe są tylko takie przejścia, przy których wektor falowy elektronu nie zmienia się. Przejścia te noszą nazwę przejść prostych. [3]

5 Mechanizmy rekombinacji.

Gdyby nośnikami prądu były tylko ładunki jednego znaku, to wprowadzenie dodatkowej ich koncentracji spowodowałoby powstanie nie skompensowanego ładunku elektrycznego. Możliwość wytworzenia dużych względnie jednorodnych zmian koncentracji nośników

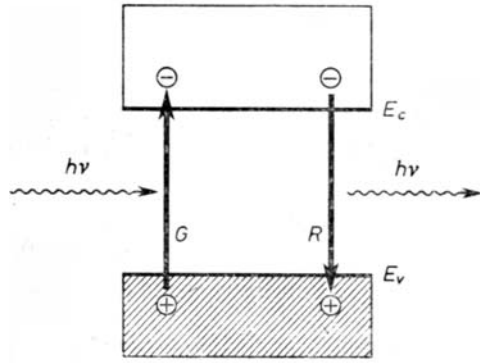


Rys. 3: Przejścia proste



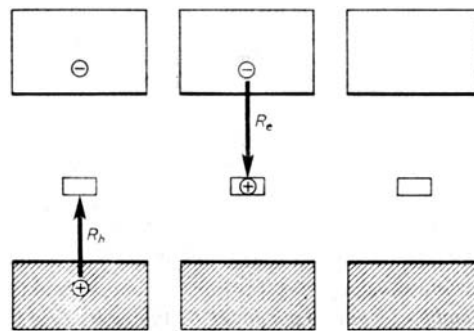
Rys. 4: Przejścia skośne

prądu w półprzewodniku wynika przede wszystkim z faktu wprowadzenia ładunków przeciwnych znaków, elektronów i dziur. Na przykład, promieniowanie wywołujące międzypasmowe przejścia elektronowe produkuje pary elektron-dziura. Nie powoduje to zakłócenia neutralności elektrycznej kryształu a powrót do równowagi zachodzi poprzez mechanizm relaksacji, zanik nadmiarowych par elektron-dziura, zwany rekombinacją nośników prądu. Proces rekombinacji jest stosunkowo mało prawdopodobny, ze względu na konieczność spełnienia przez rekombinujące nośniki praw zachowania energii i pędu. Jednym z problemów teorii rekombinacji jest wyjaśnienie sposobu rozproszenia energii w procesie rekombinacji. Najprostszym możliwym sposobem jest bezpośrednia "anihilacja" elektronu i dziury, w której uwolniona energia jest uniesiona przez emitowany foton. rys. 5. Jest to jedyny mechanizm, dla którego prawdopodobieństwo rekombinacji może być dokładnie obliczone. W półprzewodnikach z szeroką przerwą energetyczną główny kanał rekombinacyjny jest związany z niedoskonałościami kryształu, przez które rozumie się defekty sieci, domieszki chemiczne i powierzchnię. Dla określenia tych punktów w kryształach uży-



Rys. 5: Rekombinacja bezpośrednia.

wa się ogólnego terminu: centra rekombinacji. Rekombinacja przez centra jest najczęściej spotykanym procesem rekombinacji, z centrami tymi związane są zlokalizowane poziomy energetyczne wewnątrz przerwy energetycznej półprzewodnika. W takim półprzewodniku rekombinacja nadmiarowej pary elektron-dziura jest procesem dwustopniowym. Jeden z



Rys. 6: Rekombinacja pośrednia.

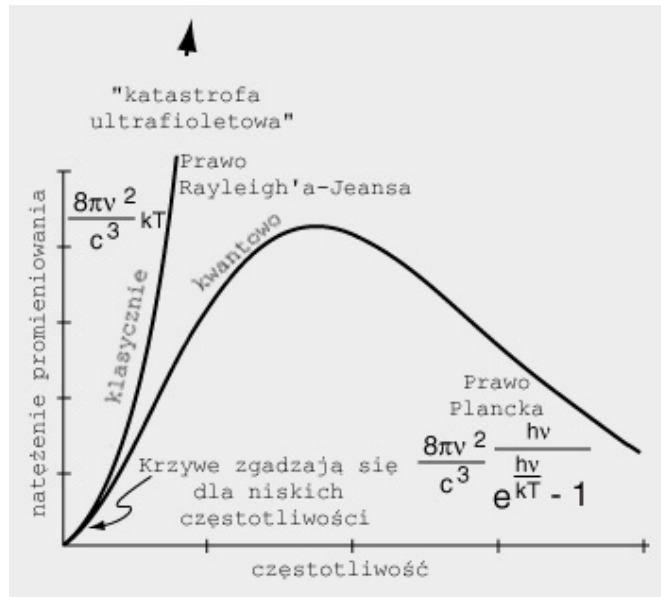
nośników prądu jest wychwycony przez centrum jako pierwszy, a następnie zostaje wychwycony nośnik przeciwnego znaku dopełniając aktu rekombinacji. [2]

6 Ciało doskonale czarne - prawo Plancka

Ciało doskonale czarne to ciało całkowicie pochłaniające padające na nie promieniowanie, niezależnie od jego składu widmowego i temperatury. Współczynnik pochłaniania (absorpcji) jest równy 1, zaś promieniowanie ciała doskonale czarnego określone jest tylko przez temperaturę ciała niezależnie od rodzaju materiału, z którego jest zrobione. Zdolność emisyjną ciała doskonale czarnego $\varepsilon_{\nu T}$ w zależności od częstotliwości fali ν i temperatury T opisuje prawo promieniowania Plancka:

$$\varepsilon_{\nu T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT} - 1\right)} \quad (9)$$

gdzie: h - stała Plancka, k - stała Boltzmanna, c - prędkość światła w próżni. Ze wzrostem temperatury, zdolność emisyjna zwiększa się dla każdej wartości częstotliwości fali. Rysunek 7 prezentuje różnice pomiędzy klasycznym i kwantowym spojrzeniem na pro-



Rys. 7:

blem promieniowania ciała doskonale czarnego. W ujęciu klasycznym względne natężenie promieniowania jest proporcjonalne do kwadratu częstotliwości ν fali EM, co wyrażone jest prawem Rayleigha - Jeansa,

$$u(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT \quad (10)$$

charakterystyczny, paraboliczny kształt funkcji na rys.7 prawem Rayleigha - Jeansa związane jest pojęcie katastrofy ultrafioletowej natężenie nie promieniowania rośnie bowiem nieograniczenie dla dużych częstotliwości (czyli np. właśnie dla promieniowania ultrafioletowego).

7 Źródła światła

7.1 Lampy żarowe

Lampy żarowe dostarczają ciągłego promieniowania, mniej lub bardziej zbliżonego rozkładem spektralnym do widma ciała doskonale czarnego. Źródłem promieniowania w lampach żarowych jest najczęściej włókno wolframowe podgrzewane przepływającym prądem do temperatury około 3000°C . W materii skondensowanej promieniowanie jest wynikiem emisji fotonów przez elektrony oddziałujące z otoczeniem i znajdujące się w paśmie przewodzenia na różnych poziomach energetycznych, zatem mogą zachodzić przejścia pasmo - pasmo, elektron swobodny - pasmo i elektron - foton. Ponieważ gęstość poziomów jest bardzo duża, zatem promieniowanie ma widmo ciągłe. Widmo promieniowania zależy do temperatury włókna żarówki i w przybliżeniu daje opisać się rozkładem Plancka (patrz wzór [9]).

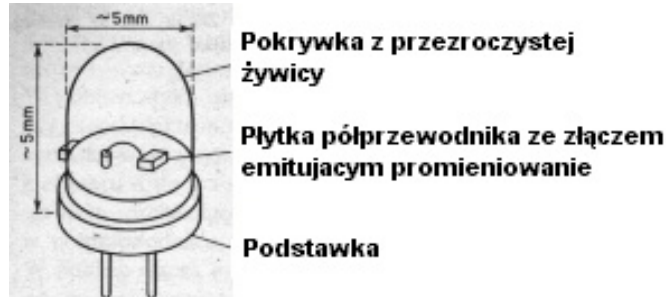
7.2 Lampy wyładowcze

Dobrym źródłem światła mogą być świecące gazy. Gazy są izolatorami i by wywołać przepływ prądu w polu elektrycznym muszą znajdować się nośniki prądu (np. elektrony lub jony). Mogą to być elektrony wyemitowane w wyniku termo emisji z grzanej katody lub mogą to być nośniki będące wynikiem jonizacji atomów przez promieniowanie jonizujące (np. promieniowanie Roentgena, kosmiczne, ultrafioletowe). Wyładowanie w gazach zależy od wielu czynników, przede wszystkim zaś od ciśnienia gazu. Wyładowanie jarzeniowe obserwuje się w gazach o stosunkowo małym ciśnieniu ¹ przy prądzie rzędu ułamków ampera. Wyładowanie jarzeniowe jest najczęściej wykorzystywanym sposobem wzbudzania ośrodków gazowych. Rozkład potencjału wzdłuż rury wyładowczej jest niejednorodny co jest powodem występowania obszarów o różnej jasności świecenia. Największy spadek potencjału jest za katodą, gdzie elektrony są przyśpieszane, ale posiadają zbyt małą energię do wzbudzenia czy zjonizowania atomów. Jest to tzw. ciemnia Crooksa. Dalej obserwowana jest poświata jasna. W tym obszarze na skutek nieelastycznych zderzeń elektrony oddają swoją energię wzbudzając i jonizując atomy, które uderzając w katodę wywołują emisję elektronów. Kolejny obszar to ciemnia Faradaya. W tym obszarze wolne elektrony są przyśpieszane, tak by w obszarze zorzy dodatkowo jonizować i wzbudzać atomy na znacznej długości. Obszar zorzy obejmuje praktycznie całą długość rury. Przy ciśnieniach bliskich atmosferycznemu obserwuje się wyładowanie koronowe. Jest ono wynikiem dużych niejednorodności pola w pobliżu ostrz przy dużych napięciach. Gęstość prądu w rurze wyładowczej osiąga rząd kilkuset $\frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$. Przy dużej różnicy potencjałów obserwuje się wyładowanie iskrowe, tj. lawinowy wzrost liczby elektronów i jonów w gazie. Wyładowanie to charakteryzuje się oscylacyjną zależnością prądu od czasu.

¹tzn przy ciśnieniu o wartości kilku Pa

7.3 Dioda elektroluminescencyjna LED

Dioda elektroluminescencyjna wykonana jest z małego kawałka monokrystalicznego półprzewodnika, w którym wytworzono złącze $p-n$ przymocowane do podstawki z doprowadzeniami, pokrytej osłoną z żywicy zwykle w kształcie kuli rys. 7.3. Gdy złącze zostanie



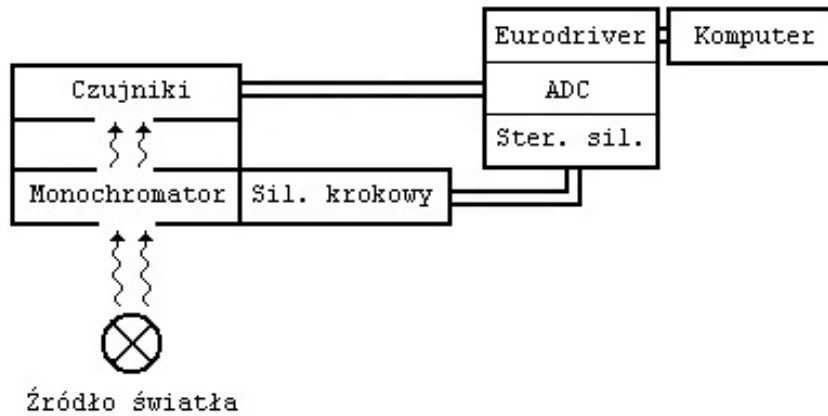
Rys. 8: Dioda elektroluminescencyjna zamocowana na podstawce i przykryta kołpaczkiem z przezroczystego plastyku.

spolaryzowane w kierunku przewodzenia, czyli półprzewodnik p połączony jest z dodatnim biegunem zasilania, wtedy w warstwie typu n , o grubości $1\mu m$, więcej elektronów znajduje się w pasmie przewodnictwa niż na górnych poziomach pasma podstawowego. Jest to stan odwrócenia obsadzeń (inwersja obsadzeń). Oznacza to że elektrony mogą przejść na puste poziomy pasma podstawowego i rekombinować z dziurami znajdującymi się po stronie p złącza $p-n$. Temu przejściu towarzyszy emisja światła widzialnego lub bliskiej podczerwieni. Zwykle diody są źródłami światła niespójnego. Można półprzewodnik ukształtować tak, by powstał rezonator optyczny, czyniąc emitowane światło spójnym. Materiały z których buduje się najbardziej znane diody elektroluminescencyjne, i odpowiadające im zakresy spektralne promieniowania przedstawia poniższa tabela.[4]

Material	$E_g [eV]$	Domieszka	Zakres
$GaAs$	1.443	Si	IR
GaP	2.26	N	Zielony
GaP	2.26	N, N	Żółty
GaP	2.26	Zn, O	Czerwony
$GaAs_{0.6}P_{0.4}$	2.1		Czerwony
$GaAs_{0.35}P_{0.65}$	2.1	N	Pomarańczowy
$GaAs_{0.15}P_{0.85}$	2.1	N	Żółty
$Ga_{0.6}Al_{0.4}As$	2.1	Zn	Czerwony
$Ga_xAl_{1-x}As (1 < x < 0.7)$	2.1	Si	IR

8 Aparatura pomiarowa i pomiary widm

Schemat aparatury pomiarowej przedstawia rysunek 8. Komunikacja między komputerem a układem pomiarowym odbywa się przez Eurodriver z odpowiednimi kasetami Euro. Zmiana długości fali jest realizowana przez silnik krokowy. Ćwiczenie polegało na po-



Rys. 9: Schemat aparatury pomiarowej.

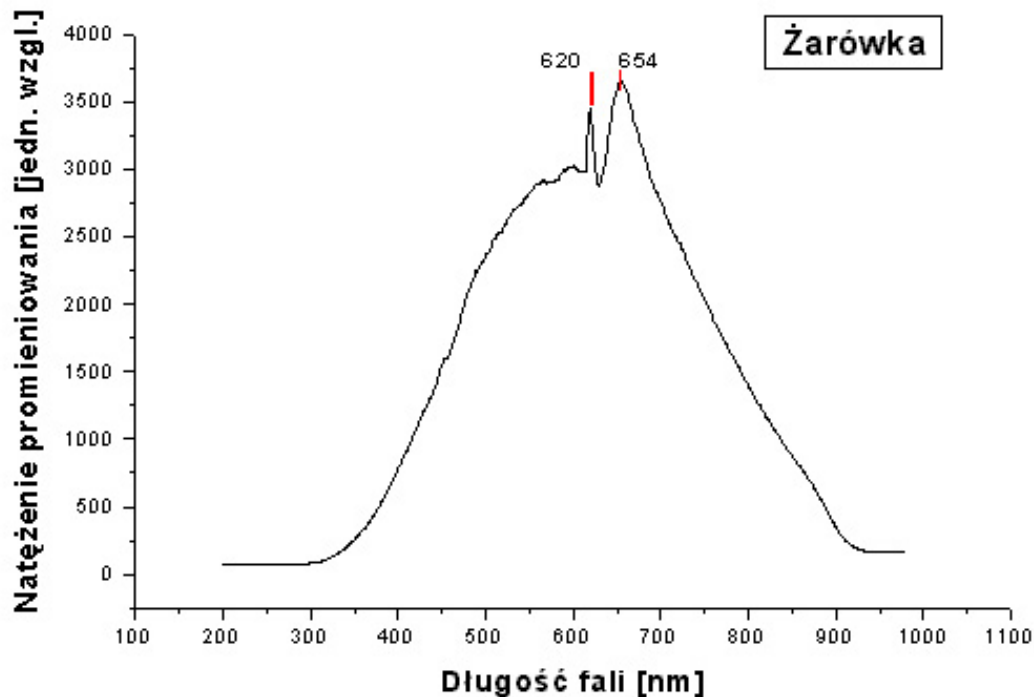
miarze widm promieniowania różnych źródeł światła, mianowicie: lampy żarowej, lampy jarzeniowej oraz kilku diod typu LED, emitujących promieniowanie o różnych długościach fali. Celem ćwiczenia było porównanie tych widm oraz określenie materiału jakiego użyto do budowy badanych źródeł światła. Czynności pomiarowe sprowadzały się do właściwego ustawienia badanego źródła światła, uruchomienia programu wspomagającego pomiar oraz wycechowania układu i wprowadzenia zakresu pomiarowego, co czyniło cały pomiar stosunkowo prostym. Ustawienie odległości źródła od układu wejściowego było determinowane przez ogniskową układu skupiającego monochromatora, która wynosiła 36 cm. Cechowanie układu polega na ustawieniu danej długości fali na monochromatorze odczytując ją z podziałek a później z tabeli oraz na wprowadzeniu odczytanej wartości do programu jako aktualne ustawienie monochromatora. Każdy z pomiarów wykonano dwukrotnie, pierwszy pomiar dawał informacje o położeniu maksimum promieniowania, następnie po ustawieniu monochromatora na długość fali odpowiadającą temu maksimum, poprawiano ustawienie źródła światła tak aby uzyskać maksymalne wskazanie natężenia promieniowania. Promieniowanie tła wahało się w granicach 50–70 jednostek. Bardzo pomoczące okazało się być chwilowe odłączenie zasilania fotopowielacza – bez naszej wiedzy, które zaowocowało niepotrzebnymi manipulacjami ustawień monochromatora.

9 Wyniki

Wyniki pomiarów otrzymano w postaci plików tekstowych które później poddano obróbce za pomocą programu MicrocalcOrigin 5.0.

9.1 Żarówka

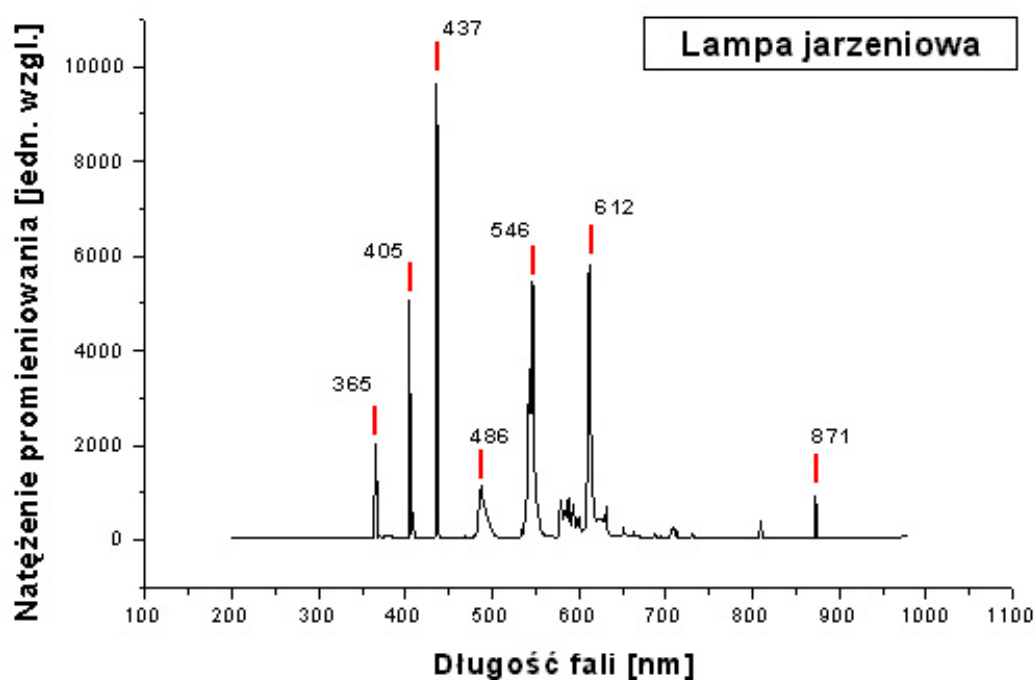
Jako pierwsze zmierzono widmo zwykłej żarówki. Pomiar zdawał się być najmniej wrażliwy na błędy wynikające z ustawienia źródła światła, wiąże się to z jego mocą. Wynik pomiaru przedstawia rysunek 9.1. Jak widać spektrum promieniowania takiej lampy jest szerokie. Miarę szerokości widma promieniowania czy miarę monochromatyczności stanowi parametr w który jest szerokością przedziału długości fal, dla których natężenie spada do wartości $\frac{1}{2}I_{max}$. Dla badanej żarówki wartości długości fali dla których natężenie promieniowania spada do wartości $\frac{1}{2}I_{max}$, wynoszą 470 nm i 763 nm , co daje wartość parametru $w = 293$



Rys. 10: Widmo promieniowania żarówki.

9.2 Lampa jarzeniowa marki PHILIPS

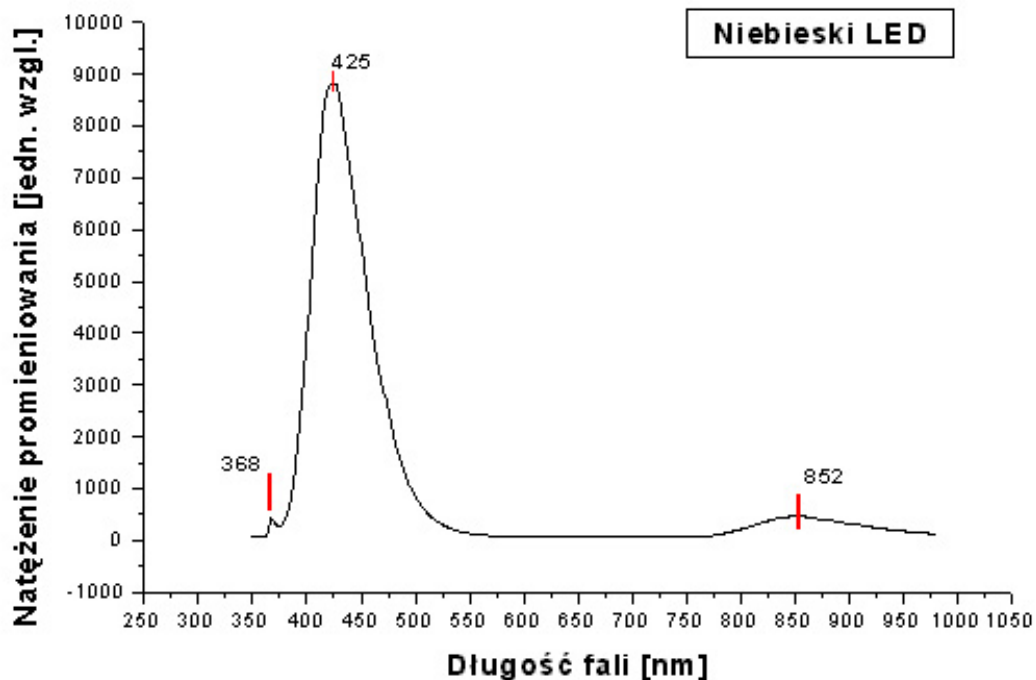
Kolejnym przedmiotem pomiaru była lampa jarzeniowa marki PHILIPS. Podobnie jak w poprzednim przypadku duża moc źródła ułatwiała wykonanie pomiaru. W tym przypadku nie można wyznaczyć parametru w z uwagi na charakter spektralny promieniowania. Widmo składa jak widać z kilku dominujących linii: 365 nm , 405 nm , 437 nm , 486 nm , 546 nm , 612 nm i 871 nm oraz ze słabej składowej znajdującej się w zakresie od 575 nm do 720 nm .



Rys. 11: Widmo promieniowania lampy jarzeniowej PHILIPS.

9.3 Dioda niebieska

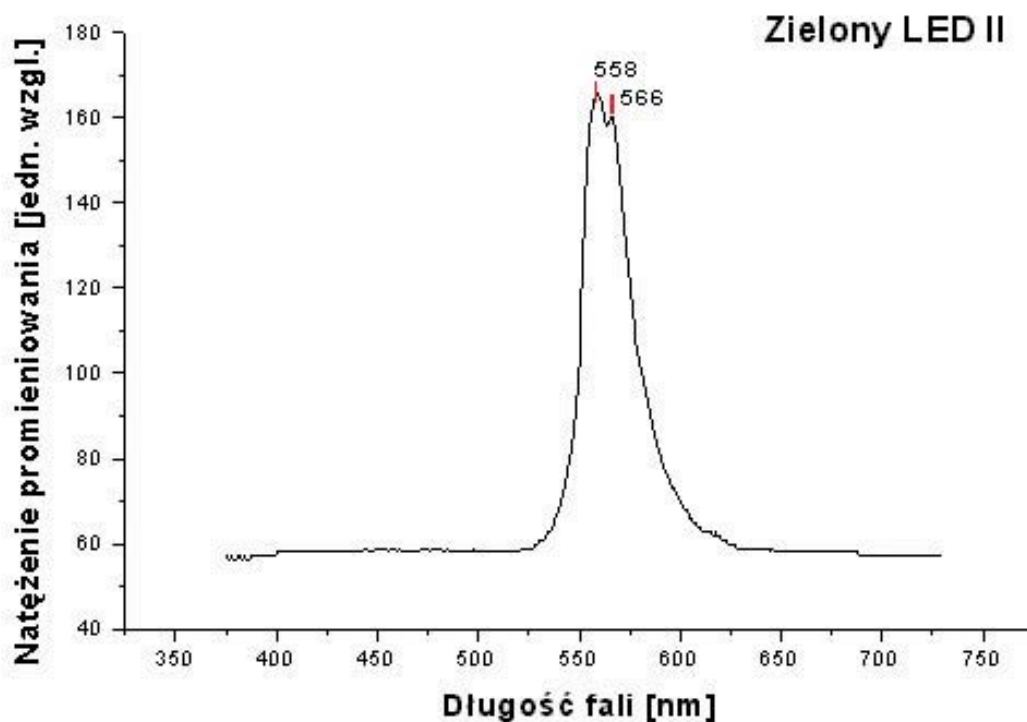
Przy pomiarze widm promieniowania diod luminescencyjnych ustawienie ich położenia wymagało większej dokładności niż w przypadku lamp żarowej i jarzeniowej. Powodem tego była ich stosunkowo mała moc promieniowania. Widmo promieniowania diody niebieskiej przedstawia rysunek 9.3. Zaobserwowano jedno duże maksimum promieniowania dla długości fali 425 nm oraz dwa bardzo małe dla 368 nm i 852 nm , co odpowiada energiom $5,36\text{ eV}$, $4,64\text{ eV}$ i $2,31\text{ eV}$. Wartości długości fali dla których natężenie promieniowania spada do wartości $\frac{1}{2}I_{max}$, wynoszą 401 nm i 465 nm , co daje wartość parametru $w = 64$.



Rys. 12: Widmo promieniowania diody niebieskiej.

9.4 Dioda zielona–zwykła

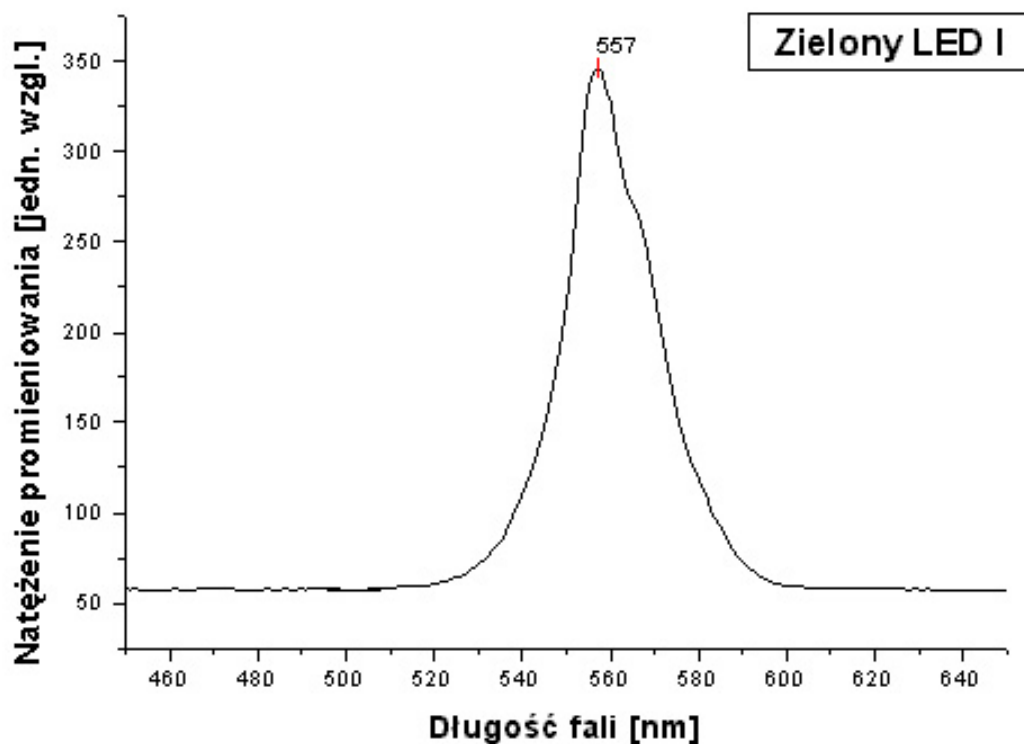
Widmo promieniowania zwykłej diody zielonej przedstawia rysunek 9.4. Widmo to posiada dwa maksima, dla 558 nm i 566 nm , a odpowiadające im energie to $3,53\text{ eV}$ oraz $3,48\text{ eV}$. Wartości długości fali dla których natężenie promieniowania spada do wartości $\frac{1}{2}I_{max}$, wynoszą 551 nm i 576 nm , co daje wartość parametru $w = 25$.



Rys. 13: Widmo promieniowania diody zielonej zwykłej.

9.5 Dioda zielona-jasno świecąca

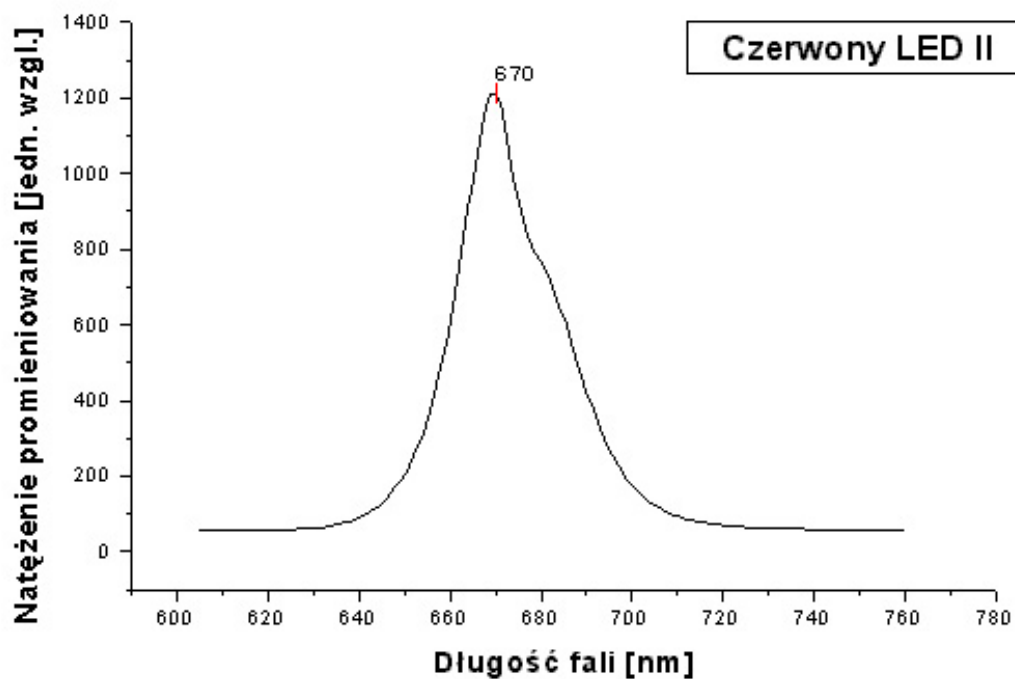
Widmo promieniowania jasno świecącej diody zielonej przedstawia rysunek 9.5. Zaobserwowano maksimum promieniowania dla długości fali 557 nm co energetycznie odpowiada $3,54\text{ eV}$. Wartości długości fali dla których natężenie promieniowania spada do wartości $\frac{1}{2}I_{max}$, wynoszą 548 nm i 571 nm , co daje wartość parametru $w = 23$.



Rys. 14: Widmo promieniowania diody zielonej jasno świecącej.

9.6 Dioda czerwona–zwykła

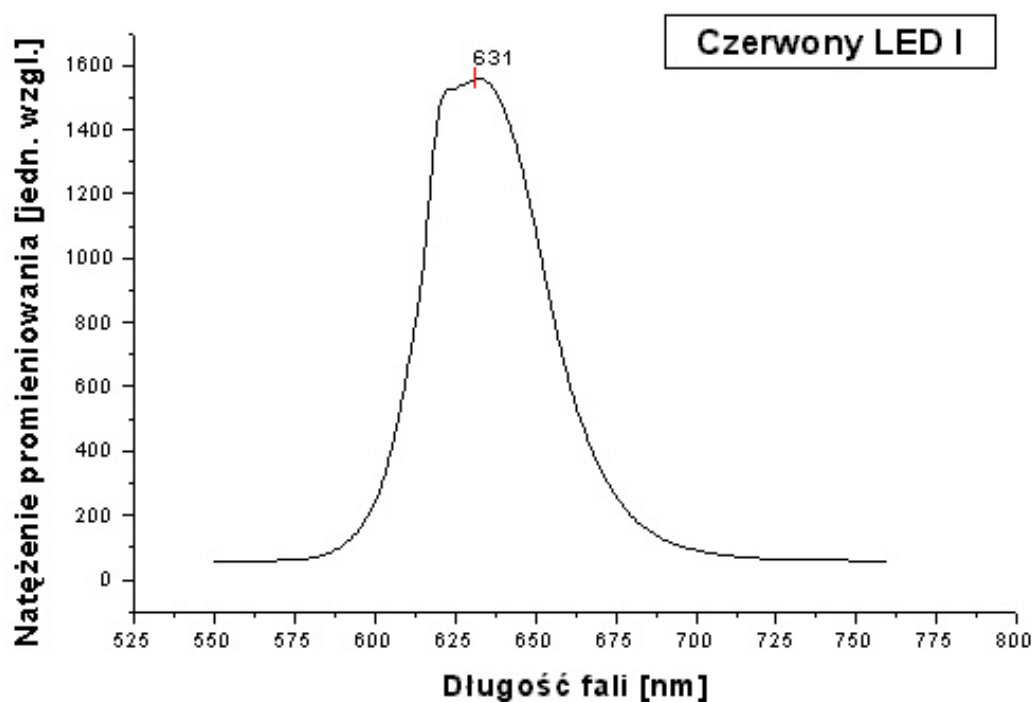
Widmo promieniowania zwykłej diody czerwonej przedstawia rysunek 9.6. Maksimum promieniowania zaobserwowano dla długości fali 670 nm co energetycznie odpowiada $2,94\text{ eV}$. Wartości długości fali dla których natężenie promieniowania spada do wartości $\frac{1}{2}I_{max}$, wynoszą 661 nm i 680 nm , co daje wartość parametru $w = 19$.



Rys. 15: Widmo promieniowania diody czerwonej zwykłej.

9.7 Dioda czerwona-jasno świecąca

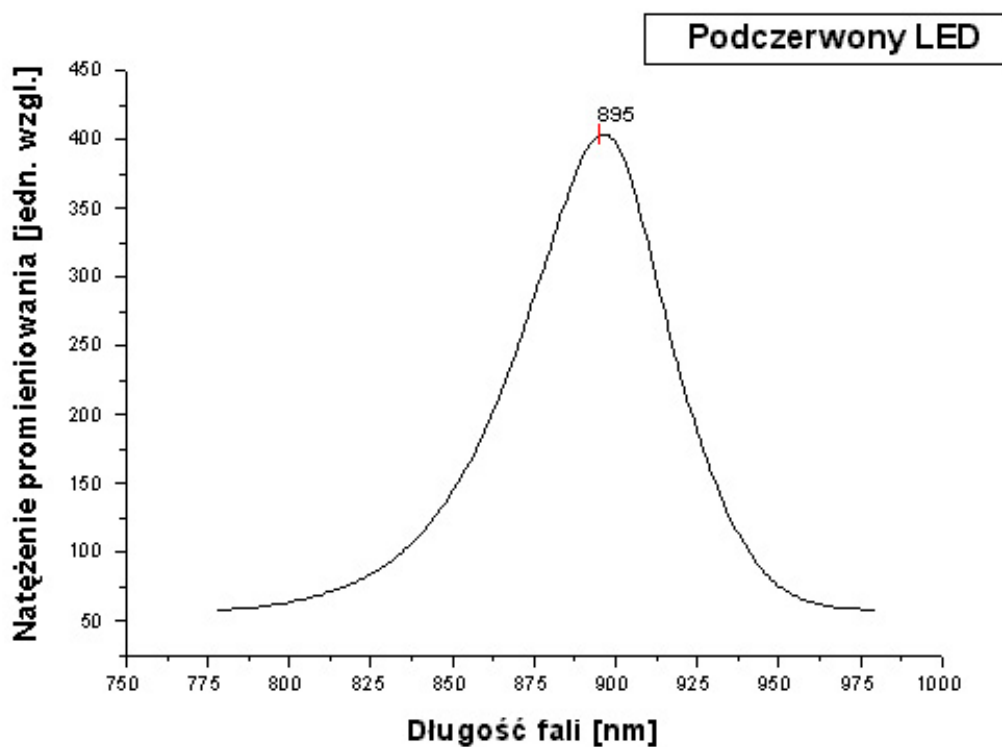
Widmo promieniowania diody czerwonej jasno świecącej przedstawia rysunek 9.7. Zaobserwowano maksimum promieniowania dla długości fali 631 nm co energetycznie odpowiada $3,12 \text{ eV}$. Wartości długości fali dla których natężenie promieniowania spada do wartości $\frac{1}{2}I_{max}$, wynoszą 613 nm i 655 nm , co daje wartość parametru $w = 42$.



Rys. 16: Widmo promieniowania diody czerwonej jasno świecącej.

9.8 Dioda na podczerwień

Widmo promieniowania diody na podczerwień przedstawia rysunek 9.8. Maksymalne natężenie promieniowania w przypadku tej diody przypada na 895 nm , a wartość energii $2,2\text{ eV}$. Wartości długości fali dla których natężenie promieniowania spada do wartości $I_{max}\frac{1}{2}I_{max}$, wynoszą 866 nm i 919 nm , co daje wartość parametru $w = 53$.



Rys. 17: Widmo promieniowania diody emitującej promieniowanie podczerwone.

10 Wnioski i dyskusja błędów

Z widm i z prostych wyliczeń wynika że najbardziej monochromatyczne światło emitują diody: czerwona-zwykła oraz zielona jasno świecąca a najmniej monochromatyczne emitują diody: podczerwona i niebieska. Nie jest zaskoczeniem bardzo szerokie spektrum promieniowania żarówki oraz lampy jarzeniowej. Jeśli chodzi o lampę jarzeniową to bardzo ciekawy jest charakter jej promieniowania z uwagi na różnorodność pików związaną z wieloma przejściami w atomach gazów. Widma zmierzone na pracowni są z pewnością dobrym źródłem informacji dotyczących zakresu widmowego emitowanego światła, ale jak każdy wynik doświadczalny są obarczone błędem pomiarowym. Głównym jak i najbardziej niepożądanym błędem jest błąd odczytu długości fali, związany z wielkością kroku siłnika krokowego oraz luzami na przekładniach znajdujących się wewnątrz monochromatora. Nie bez znaczenia jest również błąd którym obarczona jest tabela przeliczania wskazań monochromatora na długości fali. Kolejnym źródłem błędu jest promieniowanie tła, które podczas całego pomiaru dostawało się do okienka wejściowego monochromatora. Jednak wpływ tego błędu z punktu widzenia wyznaczania maksimum promieniowania źródeł można pominąć ze względu na stosunkowo bardzo małą wartość natężenia promieniowania tła. Wyjątkiem może być badanie diody zielonej-zwykłej, gdzie to promieniowanie tła stanowi jedną trzecią maksimum promieniowania tej diody. Zakłócenia pomiaru powodował również każdy nacisk na stół na którym stały źródła światła. Związane jest to z dużą ogniskową układu wejściowego monochromatora, ponieważ każda zmiana położenia źródła światła powoduje zmianę ilości światła wpadającego do monochromatora. Poza tym wpływ na profil widm mogła mieć też charakterystyka fotopowielacza.

Spis literatury

- [1] *Encyklopedia Fizyki*, PWN Warszawa 1972.
- [2] T. Figielski, *Zjawiska nierównowagowe w półprzewodnikach*. PWN Warszawa 1980
- [3] K. W. Szalimowa *Fizyka półprzewodników*. PWN Warszawa 1974
- [4] B. Ziętek *Optoelektronika*. Toruń 2001