

ĆWICZENIE 7

ŚWIATŁOWODOWY CZUJNIK MODULACJI POLARYZACJI.

Plan ćwiczenia

1. Budowa analizatora stanu polaryzacji promieniowania elektromagnetycznego.
2. Analiza stanu polaryzacji promieniowania świetlnego za polaryzatorem.
3. Analiza stanu polaryzacji promieniowania świetlnego za ćwierćfalówką
4. Badanie właściwości polaryzacyjnych światłowodu jednomodowego wymuszonych skręceniem wokół osi.

Zagadnienia do przygotowania

1. Polaryzacja fali świetlnej – parametry stanu polaryzacji
2. Zasada działania polaryzatora i ćwierćfalówki
3. Prawo Malusa
4. Sposoby indukowania dwójłomności w światłowodach

Literatura

1. Wykład
2. Midwinter Światłowody telekomunikacyjne
3. Palais Zarys telekomunikacji światłowodowej
4. Szustakowski Elementy techniki światłowodowej
5. Pluta Mikroskopia optyczna

Zajęcia odbywają się w laboratorium 410, C-2

POLARYZACJA ŚWIATŁA

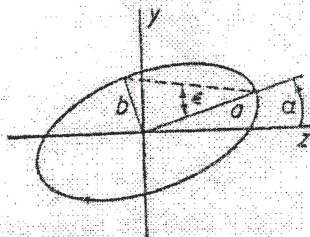
Promieniowanie optyczne – (światło) to zmieniające się w funkcji czasu pole elektryczne i magnetyczne, które można przedstawić za pomocą odpowiednich wektorów.

Jest to fala elektromagnetyczna poprzeczna gdyż kierunki drgań pola elektrycznego i magnetycznego są prostopadłe do kierunku rozchodzenia się fali (co wykazały doświadczenia związane z polaryzacją).

Ponieważ wektor pola elektrycznego odpowiedzialny jest za zjawiska optyczne i fotograficzne, będziemy posługiwali się pojęciami PŁASZCZYZNA DRGAŃ lub PŁASZCZYZNA OSCYLACJI odnoszącymi się właśnie do wektora pola elektrycznego.

Promieniowanie świetlne występujące w naturze jest na ogół niepolaryzowane.

Polaryzacja eliptyczna jest najbardziej ogólnym przypadkiem polaryzacji i określa wszystkie przypadki pośrednie pomiędzy polaryzacją kołową i liniową.



Ogólny stan polaryzacji można opisać podając dwa parametry :

1. azymut – orientacje; kąt α osi głównych elipsy stanu polaryzacji
2. eliptyczność - stosunek długości półosi elipsy stanu polaryzacji

$$\varepsilon = \arctg(b/a)$$

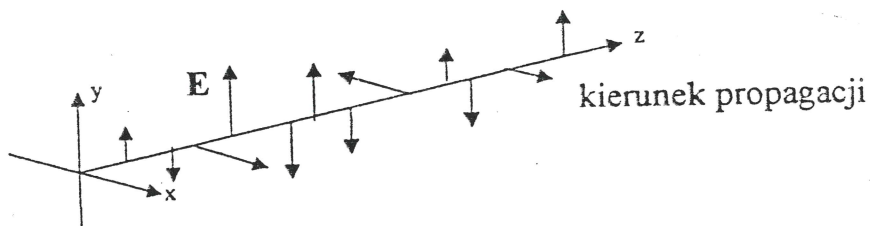
b – mała półoś elipsy , a – duża półoś elipsy

Jeśli eliptyczność jest mała, elipsa jest mocno spłaszczona;
w granicznym przypadku gdy:

$\varepsilon=0$ polaryzacja jest liniowa

natomiast dla

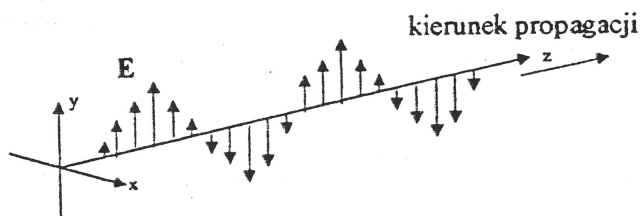
$\varepsilon=1$ polaryzacja jest kołowa



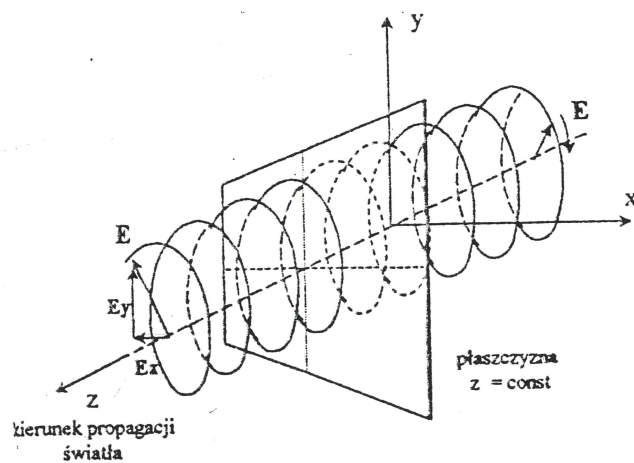
Rys. 1.2 Zmiany wektora E dla światła niespolaryzowanego.

A zatem:

światło spolaryzowane - to światło, w którym drgania wektora pola elektrycznego są całkowicie lub częściowo uporządkowane.

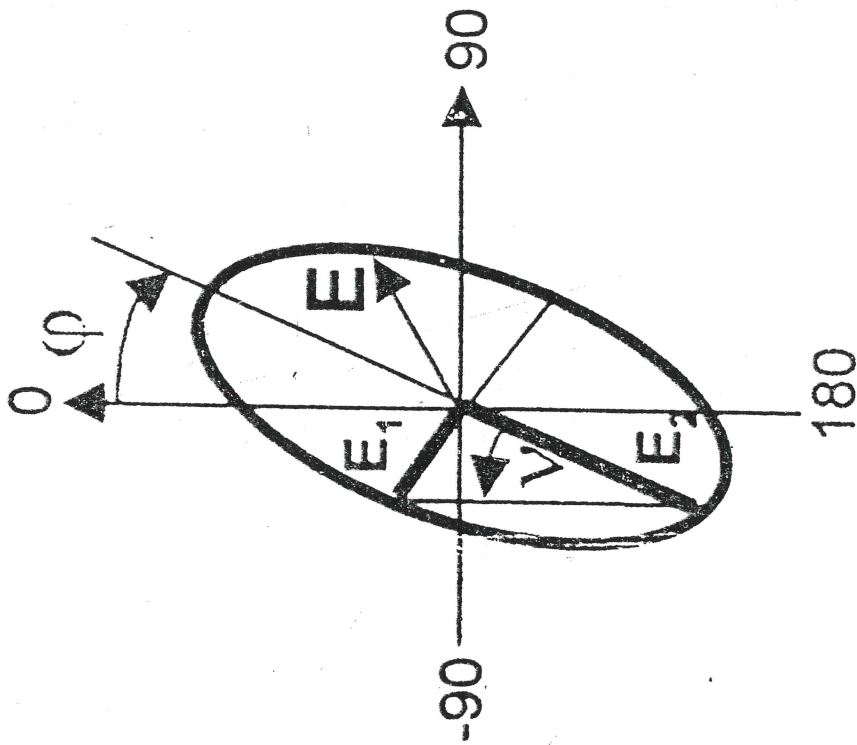


Rys. 1.3 Zmiany wektora E dla światła spolaryzowanego.



Rys. 1.4 Fala świetlna spolaryzowana eliptycznie.

parametry stanu polaryzacji światła



1. φ - azymut $-90^\circ \leq \varphi \leq +90^\circ$

2. ν - kąt eliptyczności $-45^\circ \leq \nu \leq +45^\circ$

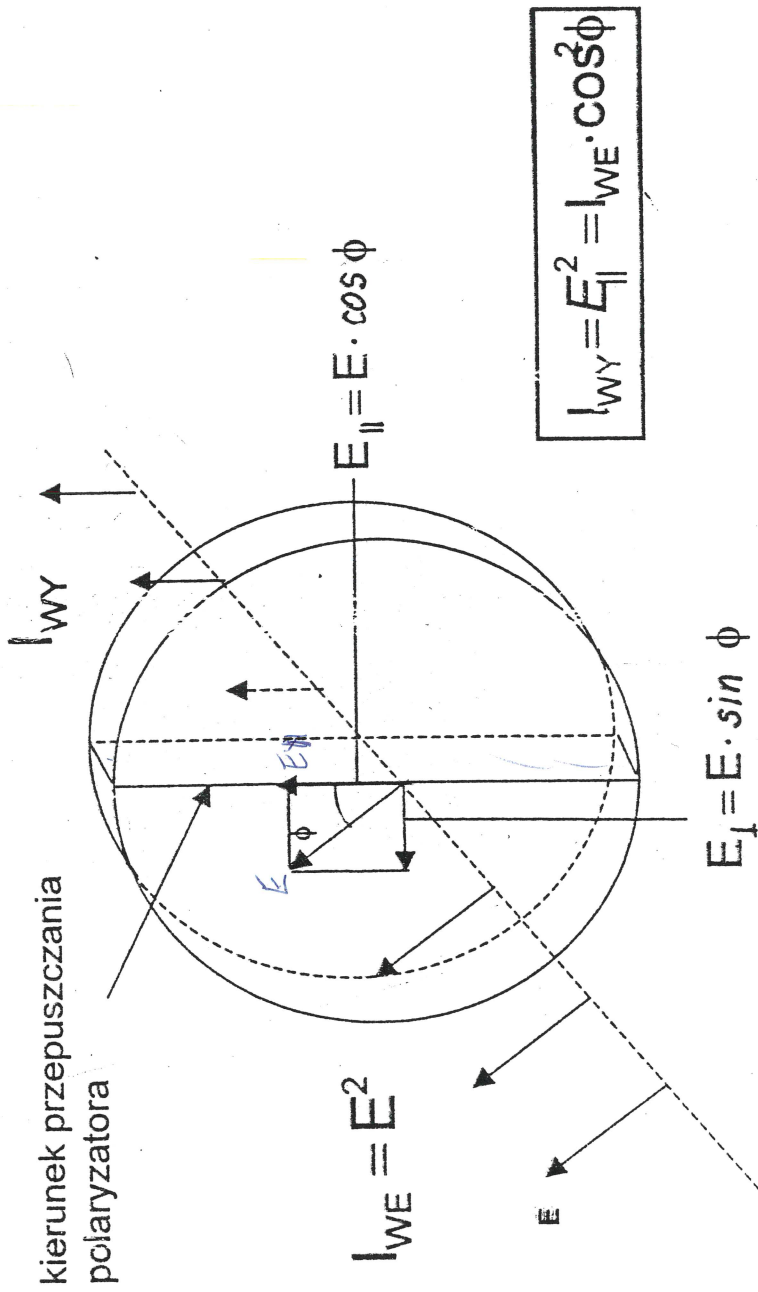
3. skrętność:

prawa : $0 < \nu \leq +45^\circ$

lewa : $-45^\circ \leq \nu < 0$

$$\nu = \arctg \frac{E_1}{E_2} = \arctg \sqrt{\frac{I_1}{I_2}} = \arctg \sqrt{\frac{u_{\min}}{u_{\max}}}$$

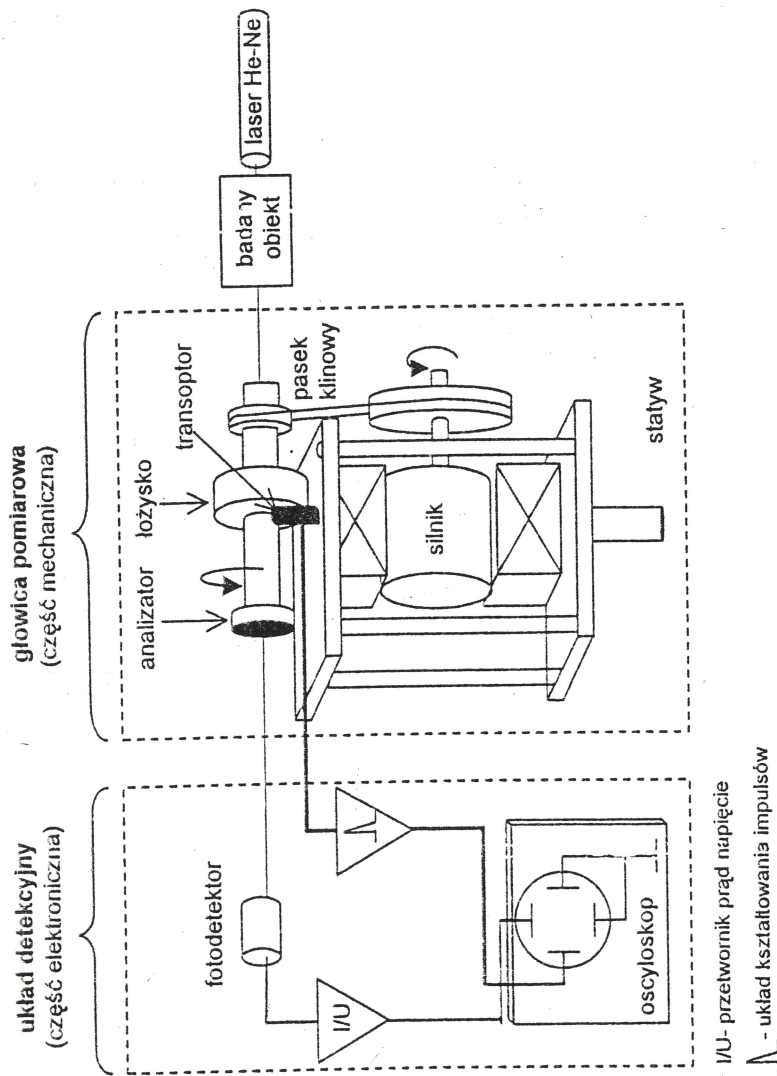
ZASADA DZIAŁANIA ELEKTRONICZNEGO ANALIZATORA PROMIENIOWANIA OPTYCZNEGO - PRAWO MALUSA



BUDOWA ELEKTRONICZNEGO ANALIZATORA STANU POLARYZACJI PROMIENIOWANIA OPTYCZNEGO

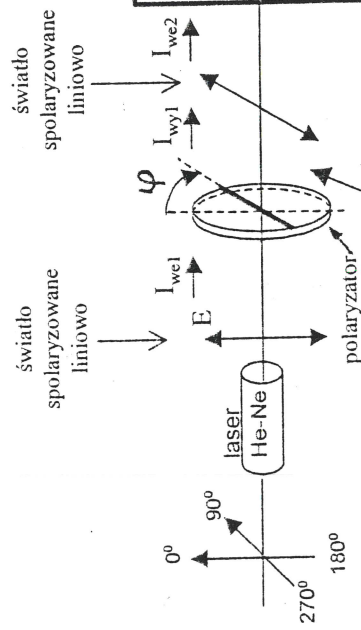
Zasada działania

1. Obracający się analizator powoduje, że na fotodetektor pada sygnał o natężeniu proporcjonalnym do badanego stanu polaryzacji światła
2. Sygnał elektryczny z fotodetektora trafia do elektronicznego układu obróbki sygnału w celu wzmocnienia
3. Transpator generuje impulsy służące do zewnętrznego wyzwalania oscyloskopu z częstotliwością równą częstotliwości obrotu analizatora.
4. Sygnały elektryczne po wzmocnieniu oglądane na ekranie oscyloskopu są podstawą do analizy stanu polaryzacji światła



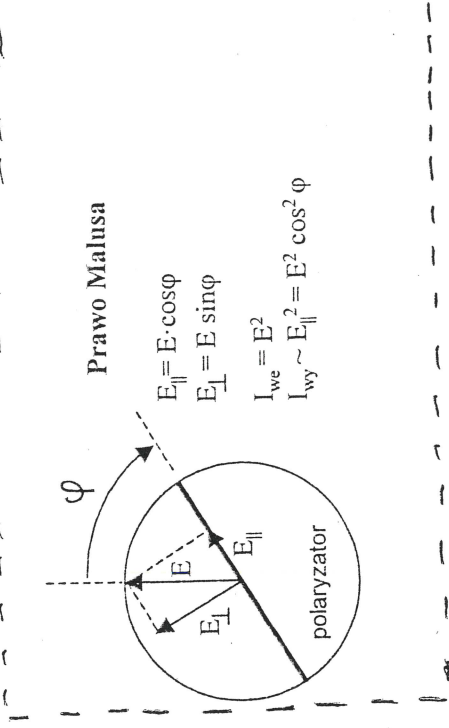
ANALIZA TEORETYCZNA STANU POLARYZACJI WIAŹKI ŚWIATŁA PO PRZEJŚCIU PRZEZ POLARYZATOR

Układ pomiarowy



$$I_{wy1} = I_{we1} \cdot \cos^2(\varphi)$$

Zależność opisująca rozkład natężenia światła za polaryzatorem



Prawo Malusa

$$E_{\parallel} = E \cdot \cos \varphi$$

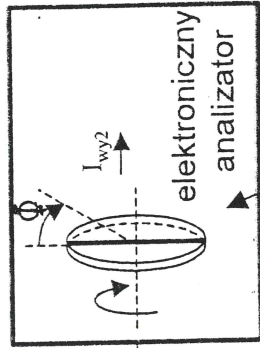
$$E_{\perp} = E \sin \varphi$$

$$I_{we} = E^2$$

$$I_{wy} \sim E_{\parallel}^2 = E^2 \cos^2 \varphi$$

$$I_{wy2} = I_{we1} \cdot \cos^2(\varphi) \cdot \cos^2(\phi - \varphi)$$

Zależność opisująca rozkład natężenia światła mierzonego przy użyciu analizatora $\Phi = \Phi(t)$

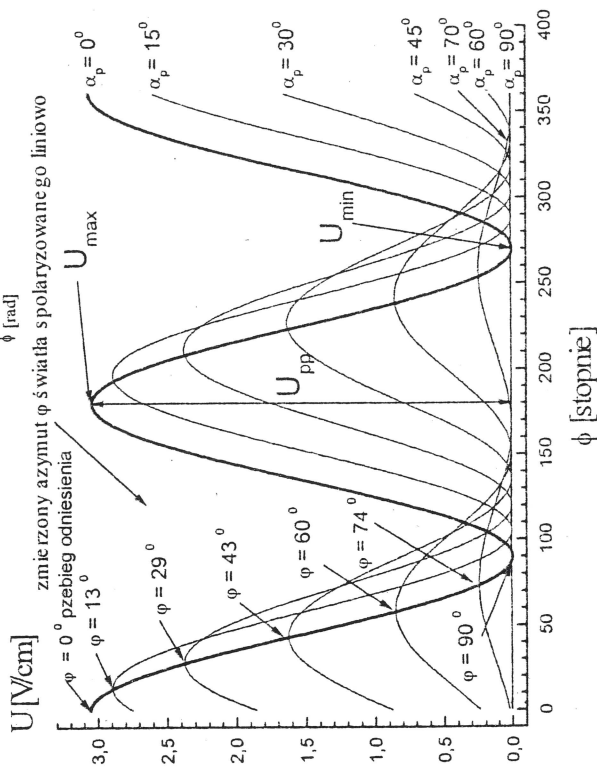
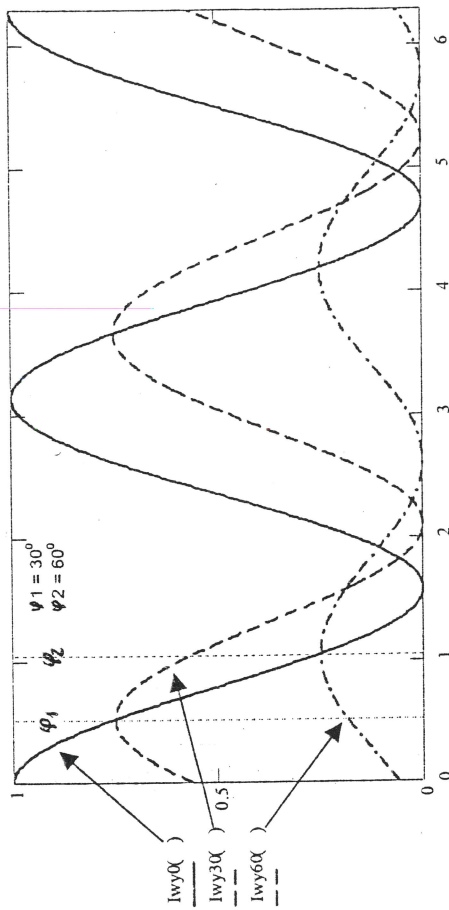


Zależność opisująca rozkład natężenia światła mierzonego przy użyciu analizatora $\Phi = \Phi(t)$

WYNIK Z PRZEPROWADZONYCH POMIARÓW ROZKŁADU NATĘŻENIA ŚWIATŁA ZA POLARYZATOREM

Interpretacja graficzna wzoru
opisującego rozkład natężenia
światła mierzonego przez
elektroniczny analizator

$$I_{wy2} = I_{we1} \cdot \cos^2(\varphi) \cdot \cos^2(\varphi - \varphi)$$



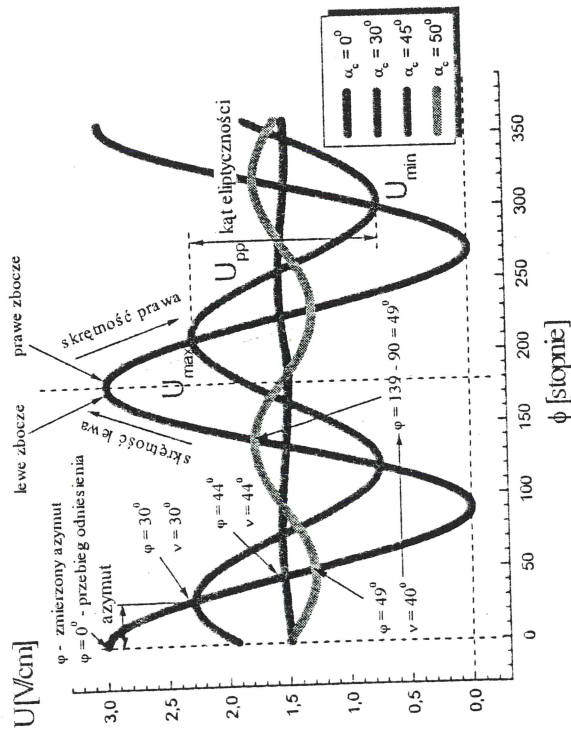
Wynik z przeprowadzonych pomiarów

φ - zmierzony azymut liniowej
polaryzacji światła,

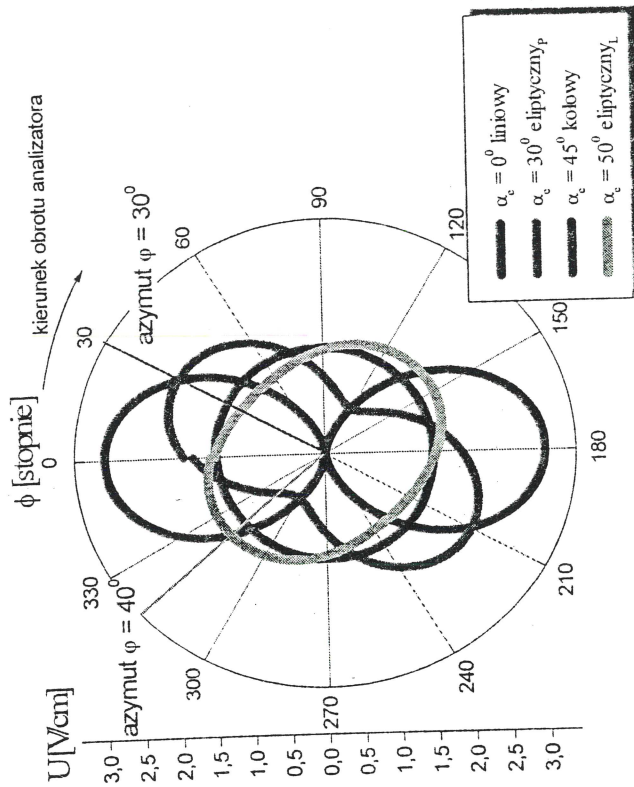
α_p - kąt nastawy polaryzatora ($\alpha_p = \varphi$)

INTERPRETACJA WYNIKÓW POMIAROWYCH UZYSKANYCH Z ANALIZATORA W UKŁADZIE KARTEZJAŃSKIM I BIEGUNOWYM

układ kartezjański



układ biegunowy

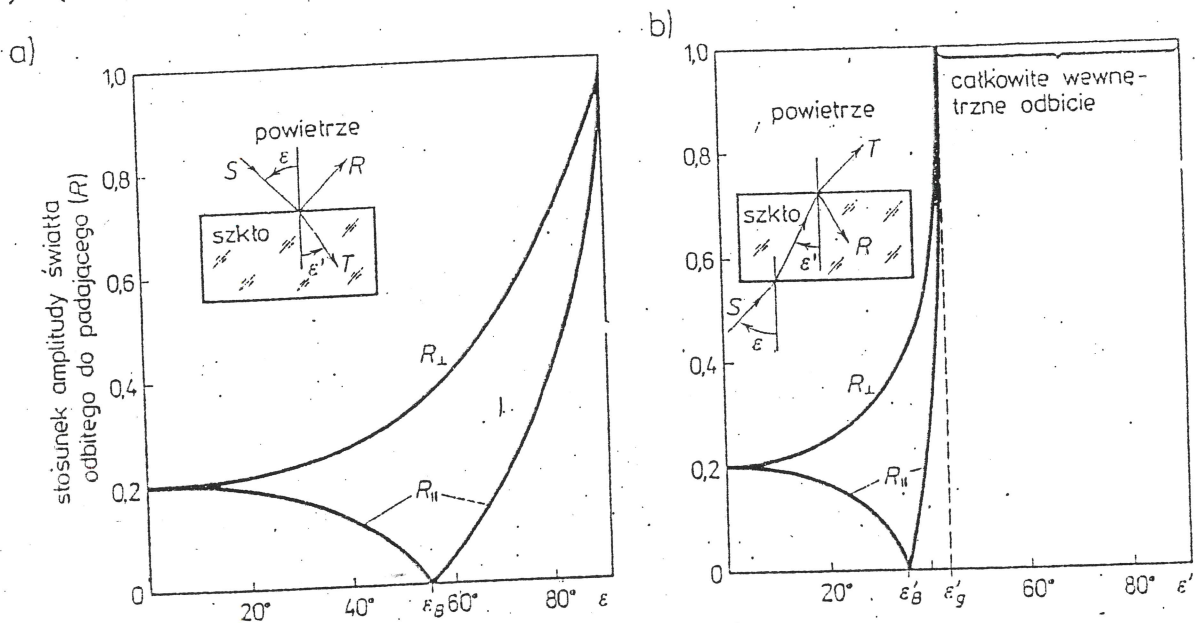


α_C - kąt nastawy ćwierćfalówki
 ϕ - zmierzony azymut spolaryzowanego światła
 ν - zmierzony kąt eliptyczności spolaryzowanego światła

1.9. Polaryzacja światła.

Wiązka promieni, w której wektor świetlny drga w sposób chaotyczny we wszystkich możliwych kierunkach w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku rozchodzenia się światła nosi nazwę *niespolaryzowanej*. Przykładem światła niespolaryzowanego są promienie biegnące bezpośrednio od Słońca lub zwykłej żarówki i nie ulegające po drodze odbiciu, załamaniu, rozproszeniu czy też ugięciu. Jeśli natomiast w wiązce promieni wektor świetlny drga w jednej płaszczyźnie, to mamy do czynienia ze *światłem spolaryzowanym liniowo*. Płaszczyzna drgań wektora świetlnego nosi nazwę *płaszczyzny polaryzacji**. W przypadku gdy w wiązce świetlnej znajdują się promienie spolaryzowane liniowo jak i niespolaryzowane, to światło takie nosi nazwę *częściowo spolaryzowanego*.

Światło przechodzące przez środowisko materialne, ulega w mniejszym lub większym stopniu polaryzacji. W szczególności występuje ona na granicy dwóch środowisk o różnych współczynnikach załamania. Fakt ten znajduje swe odzwierciedlenie we wzorach Fresnela (1.36) i (1.37). Przykładowo na rys. 1.43 przedstawiono, jak w zależności od kąta padania



Rys. 1.43. Polaryzacja światła przy odbiciu na granicach: a) powietrze-szkło ($n \approx 1,5$), b) szkło-powietrze

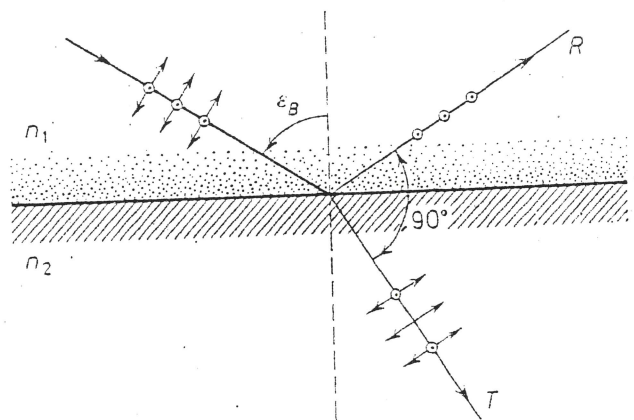
* W starszych podręcznikach optyki, jak również niekiedy i we współczesnych, za płaszczyznę polaryzacji przyjmuje się płaszczyznę prostopadłą do kierunku drgań wektora świetlnego. Niekonsekwencja ta ma swe podłoże historyczne i wynika stąd, że początkowo za płaszczyznę polaryzacji (drgań światła) przyjęto płaszczyznę, która następnie okazała się płaszczyzną prostopadłą do kierunku drgań wektora świetlnego.

ε lub ε' zmienia się amplituda światła odbitego na granicy powietrze-szkło lub na granicy szkło-powietrze dla dwóch składowych wektora świetlnego: prostopadłej (\perp) i równoległej (\parallel) do płaszczyzny padania. Z wykresów widać, że dla pewnego kąta padania $\varepsilon = \varepsilon_B$ (rys. 1.43a) i $\varepsilon' = \varepsilon'_B$, zwanego *kątem Brewstera*, składowa R_{\parallel} amplitudowego współczynnika odbicia równa się zero i w świetle odbitym występuje tylko składowa R_{\perp} , czyli uzyskuje się światło odbite w pełni spolaryzowane liniowo. Między kątem Brewstera ε_B (lub ε'_B) i współczynnikami załamania sąsiadujących ze sobą środowisk istnieje następujący związek:

$$\operatorname{tg} \varepsilon_B = \frac{n_2}{n_1}, \quad (1.66)$$

gdzie n_1 jest współczynnikiem załamania środowiska, z którego światło pada na powierzchnię graniczną, a n_2 — współczynnikiem załamania środowiska, do którego światło wchodzi. I tak np. jeśli płyta szklana o współczynniku załamania 1,52 znajduje się w powietrzu, to $\varepsilon_B = 56^\circ 40'$, gdy światło pada na powierzchnię szkła od strony powietrza i $\varepsilon'_B = 33^\circ 20'$, gdy światło pada na tę powierzchnię od strony szkła. Prosty rachunek wykazuje, że w sytuacji przedstawionej na rys. 1.43b (płaskorównoległa płytka szklana w powietrzu), kąt $\varepsilon' = \varepsilon'_B$ tylko wtedy, gdy $\varepsilon = \varepsilon_B$.

Nieco inaczej sprawa przedstawia się ze światłem załamanym (T) na granicy dwóch środowisk. Jest ono tylko częściowo spolaryzowane i występują w nim zawsze drgania wektora świetlnego prostopadłe i równoległe do płaszczyzny padania, mimo że światło pada na powierzchnię graniczną pod kątem Brewstera. Warto w tym miejscu zaznaczyć, że dla tego kąta promienie świetlne: odbity (R) i załamany (T) tworzą wzajemnie kąt prosty (rys. 1.44).



Rys. 1.44. Dla brewsterowskiego kąta padania ε_B światło odbite jest całkowicie liniowo spolaryzowane, natomiast światło załamane jest spolaryzowane tylko częściowo, przy czym promień odbity (R) tworzy z promieniem załamanym (T) kąt 90°

Stopień liniowej polaryzacji wiązki świetlnej załamanej można znacznie zwiększyć, jeżeli będzie przechodzić przez układ płaskorównoległych płytek szklanych, rozdzielonych warstwami powietrza (rys. 1.45). Podobny rezultat uzyska się, jeżeli wiązkę świetlną zmusi się do kilkakrotnego przejścia tam i z powrotem przez jedną płytkę szklaną ustawioną pod kątem Brewstera do osi wiązki. Tego rodzaju postępowanie znalazło szerokie zastosowanie w konstrukcji laserów, zwłaszcza helowo-neonowych (rys. 1.41). Końce rury laserowej są bowiem zamknięte płytkami szklanymi, ustawionymi do osi rury pod kątem brewsterowskim. Przez płytki te promienie świetlne przechodzą wielokrotnie, są bowiem zawracane (w wyniku odbić od zwierciadeł interferometru Fabry'ego-Perota) i zanim opuszczą laser są niemal w stu procentach liniowo spolaryzowane. Takie rozwiązanie ma szereg zalet i to zarówno z punktu widzenia działania jak i praktycznych zastosowań lasera.

87. Ówierófalówka

Ówierófalówką nazywamy cienką płytkę krystaliczną o grubości tak dobranej, że pomiędzy promieniem nadzwyczajnym a zwyczajnym przechodzącymi przez płytkę wytwarza się różnica faz $\pi/2$ lub $3\pi/2$ (inaczej mówiąc, różnica dróg optycznych tych dwu promieni wynosi $1/4$ lub $3/4$ długości fali). Najczęściej takie ówierófalówki wykonuje się z miki. Można by z równym skutkiem użyć płytek dających różnicę dróg $1\frac{1}{4}$ długości fali, jednakże grubsze płytki zabarwiają nieco wiązkę wychodzącą i z tego powodu nie są używane.

Ścisłej biorąc, ówierófalówka daje różnicę dróg $1/4$ fali tylko dla pewnej określonej długości fali światła. W praktyce jako tę długość obieramy długość odpowiadającą żółtej linii sodu. Na każdej ówierófalówce zaznaczone są kierunki drgań wytwarzanych w niej promieni: zwyczajnego i nadzwyczajnego.

By otrzymać światło spolaryzowane kołowo, rzucamy prostopadle na ówierófalówkę światło spolaryzowane przez nikol, przy czym nikol ustawiamy tak, by jego płaszczyzna polaryzacji tworzyła z kierunkami drgań ówierófalówki kąty po 45° . Wówczas $\text{tg } \delta = \text{tg } 45^\circ = 1$, a więc amplitudy promienia nadzwyczajnego i zwyczajnego są równe. Ponieważ ówierófalówka daje różnicę faz $\pi/2$ lub $3\pi/2$, w wyniku otrzymujemy światło spolaryzowane kołowo. Jeśli różnica faz jest równa $\pi/2$, okrąg jest obiegany w kierunku ruchu wskazówek zegara. Ówierófalówka dająca różnicę fazy $3\pi/2$, wytwarza drgania kołowe obiegane w kierunku przeciwnym do ruchu wskazówek zegara.

Zwykle w praktyce zamiast mówić o kierunkach drgań ówierófalówki, mówimy o jej azymutach, przy czym azymutem pierwszym nazywamy kierunek tych drgań, które po wyjściu z płytki mają większą fazę; drugi kierunek drgań nazywamy azymutem drugim. Ówierófalówkę zwykle ustawiamy tak, by pierwszy azymut miał kierunek pionowy. Jeśli na ówierófalówkę pada prostopadle światło spolaryzowane liniowo, którego płaszczyzna polaryzacji tworzy z azymutami ówierófalówki kąty po 45° , ówierófalówka ta daje, jak już wiemy, światło spolaryzowane kołowo. Jeśli natomiast płaszczyzna polaryzacji światła padającego na ówierófalówkę tworzy z pierwszym azymutem kąt różny od 45° , światło wychodzące z ówierófalówki jest spolaryzowane eliptycznie. Gdy wreszcie jeden z azymutów ówierófalówki leży w płaszczyźnie polaryzacji padającego na nią światła, w ówierófalówce wytwarza

się jeden tylko promień: zwyczajny, jeśli płaszczyzna polaryzacji światła przechodzi przez kierunek drgań promienia nadzwyczajnego, a nadzwyczajny — jeśli płaszczyzna polaryzacji pokrywa się z kierunkiem drgania zwyczajnego. W tych przypadkach ćwierćfalówka daje światło spolaryzowane liniowo.

Ćwierćfalówka służyć może nie tylko do wytwarzania światła spolaryzowanego kołowo lub eliptycznie ze światła spolaryzowanego liniowo, lecz i odwrotnie — do przetwarzania światła spolaryzowanego kołowo lub eliptycznie na światło spolaryzowane liniowo. Rzućmy np. na ćwierćfalówkę światło spolaryzowane kołowo. Drganie kołowe prawoskrętne bądź lewoskrętne możemy uważać za wynik nałożenia się dwóch drgań o kierunkach prostopadłych do siebie i różniących się w fazie o $\pi/2$ lub $3\pi/2$. Kierunki drgań składowych wybrać możemy dowolnie. Możemy zatem uważać, że kierunki te pokrywają się z azymutami ćwierćfalówki. Ponieważ po przejściu przez ćwierćfalówkę światło uzyskuje dodatkową różnicę fazy $\pi/2$ lub $3\pi/2$, w rezultacie po wyjściu z ćwierćfalówki różnica faz staje się równa wielokrotności π . Drgania prostopadłe do siebie, o takiej różnicy fazy, dają w rezultacie światło spolaryzowane liniowo.

Trochę bardziej skomplikowany przypadek zachodzi, gdy światło jest spolaryzowane eliptycznie. Drganie eliptyczne możemy uważać za wynik nałożenia na siebie dwóch nawzajem prostopadłych drgań skierowanych wzdłuż głównych osi elipsy i wykazujących różnicę fazy $\pi/2$, gdy elipsa obiegana jest zgodnie z ruchem wskazówek zegara, lub różnicę fazy $3\pi/2$, gdy elipsa obiegana jest w kierunku przeciwnym. Jeśli promień spolaryzowany eliptycznie przepuszczamy przez nikol, to nikol przepuszcza tylko drganie składowe w kierunku prostopadłym do jego płaszczyzny polaryzacji. Aby znaleźć wielkość tej składowej, opisujemy na elipsie drgań prostokąt, którego jeden bok jest równoległy do płaszczyzny polaryzacji nikola. Połowa drugiego boku daje nam amplitudę drgań przepuszczanych przez nikol. Jak łatwo zauważyć, największą amplitudę otrzymujemy wówczas, gdy płaszczyzna polaryzacji nikola przechodzi przez małą oś elipsy, a najmniejszą, gdy płaszczyzna ta ma kierunek wielkiej osi. Ponieważ najmniejszej bądź największej amplitudzie drgań przechodzących przez nikol odpowiada najmniejsze, bądź największe natężenie światła przechodzącego przez nikol, wynika stąd, że te położenia płaszczyzny polaryzacji nikola, którym odpowiada najmniejsze i największe natężenie światła przechodzącego przez nikol, określają kierunki osi elipsy drgań.

Aby więc za pomocą ćwierćfalówki przetworzyć światło spolaryzowane eliptycznie na światło spolaryzowane liniowo, ustawiamy ćwierćfalówkę tak, by jej azymuty były skierowane wzdłuż głównych osi elipsy drgań ustalonych za pomocą nikola. Dodatkowa różnica faz dawana przez ćwierćfalówkę czyni różnicę faz wielokrotnością π , co daje światło spolaryzowane liniowo.

Zobaczymy wreszcie, co otrzymamy, gdy na ćwierćfalówkę rzucimy wiązkę światła niespolaryzowanego. Wiązkę taką uważać można za wynik nałożenia na siebie dwóch drgań spolaryzowanych liniowo w kierunkach prostopadłych do siebie z tym tylko, że różnica faz tych drgań ulega ciągłym nieregularnym zmianom. Wartość tej różnicy faz jest zatem nieustalona. Ćwierćfalówka zmienia tę różnicę

87. Ćwierćfalówka

faz o $\pi/2$ lub $3\pi/2$. Oznacza to, że po wyjściu światła z ćwierćfalówki wartość różnicy faz będzie w dalszym ciągu nie ustalona i ulegać będzie nieregularnym zmianom. A zatem światło wychodzące z ćwierćfalówki również będzie niespolaryzowane.

Laser He-Ne

Laser (*ang. Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation* – wzmocnienie światła w wyniku wymuszonej emisji promieniowania) – to generator światła koherentnego (spójnego), czyli monochromatycznego i współfazowego. Wiązka laserowa charakteryzuje się wysoką gęstością mocy optycznej i małą rozbieżnością kątową wiązki. Może być również spolaryzowana.

Lasery zbudowane są z następujących elementów: ośrodek czynny (zachodzi w nim inwersja obsadzeń, a następnie akcja laserowa), rezonatora (wzmacnia określoną długość fali) oraz układu pompującego (doprowadza ośrodek czynny do inwersji obsadzeń). Cechą charakterystyczną ośrodka aktywnego jest występowanie tzw. stanów metastabilnych, na których elektrony powracające ze stanu wzbudzenia pozostają przez relatywnie długi czas (rzędu 10^{-6} – 10^{-8} sek.), zapewniając inwersję obsadzeń. Pompowanie ośrodka aktywnego w układzie rezonatora optycznego (interferometru) powoduje powstanie fali stojącej. W takich warunkach w ośrodku aktywnym (w odróżnieniu od większości materiałów) elektrony wzbudzonych atomów nie przechodzą ze stanu metastabilnego do stanu podstawowego w sposób spontaniczny lecz pod wpływem kwantów światła o stałej częstotliwości drgań. Zjawisku temu towarzyszy wymuszona emisja fotonu o częstotliwości i fazie drgań identycznych jak fotonu wzbudzającego, w wyniku czego fala stojąca ulega wzmocnieniu. Emisję spójnej i wzmocnionej wiązki świetlnej o wysokiej gęstości mocy umożliwia półprzezroczyste zwierciadło.

Laser helowo-neonowy (He-Ne) to gazowy, atomowy generator światła, w którym ośrodkiem aktywnym jest mieszanina gazów szlachetnych: helu (1 Tor) i neonu (0.1 Tor), szczelnie zamkniętych w szklanej lub kwarcowej rurze wyładowczej, na której końcach znajdują się zwierciadła płaskie (interferometr Fabry'ego-Perot'a), w tym jedno półprzepuszczalne, tworzące układ rezonatora optycznego. Odległość między zwierciadłami równa jest wielokrotności połowy długości wzmacnianej fali światła $\lambda/2$ (warunek powstania fali stojącej). Układem pompującym są elektrody zatopione w szklanej rurze. Przepływ prądu elektrycznego powoduje wyładowanie elektryczne i wzbudzenie He do stanu metastabilnego ($e + He \rightarrow He^* + e$). Wzbudzone atomy He^* w wyniku zderzeń niesprężystych z atomami Ne, powodują wzbudzenie tego ostatniego ($He^* + Ne \rightarrow Ne^* + He$) i emisję promieniowania ($Ne^* \rightarrow Ne + h\nu$). Cechą charakterystyczną lasera He-Ne jest polaryzacja liniowa emitowanej wiązki świetlnej, uzyskana w wyniku nachylenia zwierciadeł względem osi rury wyładowczej pod kątem Brewstera, tj. kątem dla którego padająca niespolaryzowana wiązka odbija się tylko jako składowa prostopadła do płaszczyzny padania (spolaryzowana). Wielokrotne odbicie wiązki między zwierciadłami zapewnia niemal stuprocentową polaryzację światła, co ma szereg zalet zarówno

ze względu na działanie jak i zastosowania lasera He-Ne.

Najczęściej stosowane długości fali światła emitowanego z lasera He-Ne:

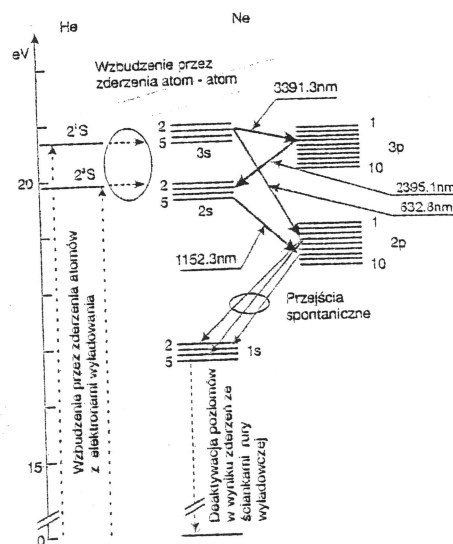
- $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ (światło czerwone),
- a także: 1152 nm, 2395 nm, 3391 nm (największe wzmocnienie).

W rzeczywistości zmiana ciśnienia gazów tworzących ośrodek aktywny, odległości zwierciadeł rezonatora, prądu wyładowania lub średnicy rury wyładowczej, umożliwia generację światła na blisko 30 liniach spektralnych w zakresie długości fali od 0.59 μm do 3.39 μm . Sprawność lasera He-Ne jest rzędu 0.01-0.1%, a moc optyczna w zakresie 0.5–50 mW. Wiązka światła emitowanego ma średnicę 0.5–2 mm, a jej rozbieżność wynosi 0.5–2 mrad. Stabilność poziomu mocy optycznej jest rzędu 5%/h, zaś trwałość laserów He-Ne dochodzi do 20 000 godzin. Ze względu na stosunkowo niskie wzmocnienie światła na jednostkę długości (cecha charakterystyczna ośrodków rzadkich – gazowych) rurę wyładowczą lasera He-Ne wydłuża się (> 10 cm), uzyskując zwiększenie mocy wyjściowej. Mimo niewielkich sprawności oraz niskich wzmocnień światła na jednostkę długości, wysoka monochromatyczność, dobra kolimacja oraz prostota konstrukcji sprawiają, że laser He-Ne jest chętnie stosowany w geodezji, holografii, justowaniu, w żyroskopach laserowych i wielu innych dziedzinach nauki i techniki.

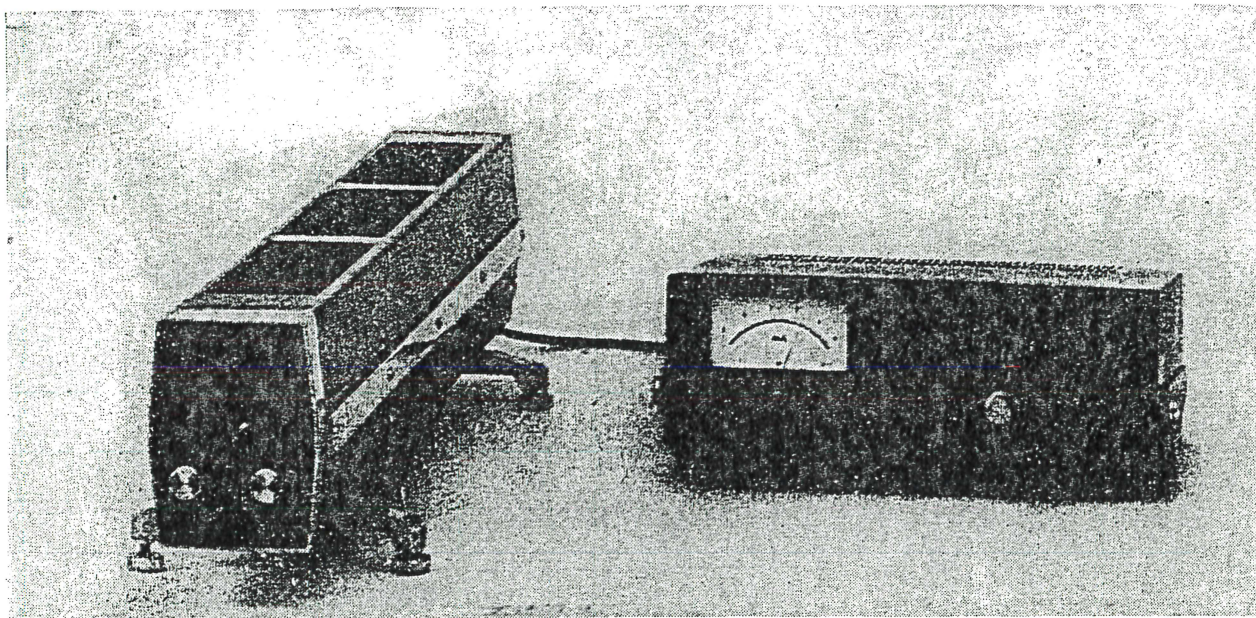
Laser He-Ne był pierwszym na świecie działającym laserem gazowym. Skonstruowano go w Laboratoriach Bella w 1961 roku.

Mechanizm wzbudzenia w laserze He-Ne

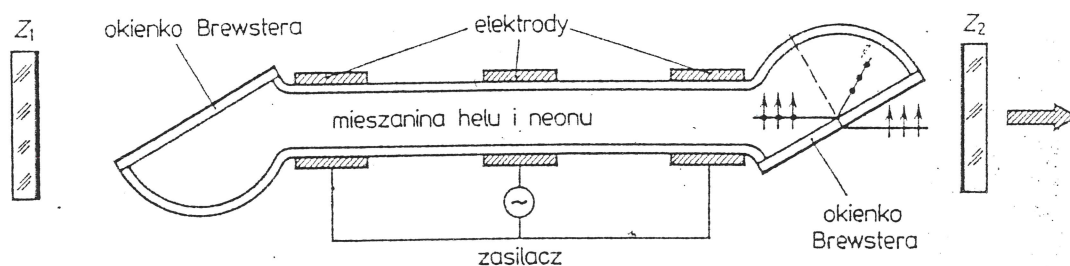
Podczas wyładowania elektrycznego w szklanej rurze lasera, elektrony zderzają się z atomami He, wzbudzając je do stanów metastabilnych (2^1S lub 2^3S), wg wzoru: $e + \text{He}(1^1\text{S}) \rightarrow \text{He}(2^1\text{S} \text{ lub } 2^3\text{S}) + e$. HeI może pozostawać w stanie metastabilnym nawet przez czas rzędu pojedynczych sekund, a energię wzbudzenia traci w wyniku zderzeń ze ściankami rury wyładowczej oraz zderzeń z atomami Ne, przekazując energię zgodnie z jednym ze wzorów: $\text{He}(2^1\text{S}) + \text{Ne} \rightarrow \text{He}(1^1\text{S}) + \text{Ne}(3s_2)$; $\text{He}(2^3\text{S}) + \text{Ne} \rightarrow \text{He}(1^1\text{S}) + \text{Ne}(2s_2)$. Stany wzbudzone He i Ne są niemal izoenergetyczne, dlatego przekazanie energii zachodzi praktycznie bez jej strat, jednak w stanach wzbudzonych atom Ne przebywa znacznie krócej (rzędu 10^{-7} - 10^{-8} sek.). Inwersja obsadzeń dla Ne zapewniona jest w wyniku tego, że stan $3s_2$ ma czas życia ok. 10^{-7} sekundy, zaś leżący niżej w skali energii stan $2p_4$ tylko 10^{-8} s. Przejście elektronu z $3s_2$ do $2p_4$ związane jest z emisją najbardziej znanej, czerwonej linii lasera He-Ne (632,8 nm). Ze stanu $2p_4$ elektron przechodzi do stanów niższych w sposób spontaniczny, bez emisji promieniowania. Mechanizm wzbudzenia w laserze He-Ne przedstawiono na Rys. 1.



Rys. 1. Schemat poziomów energetycznych lasera He-Ne. Pogrubionymi strzałkami oznaczono najważniejsze przejścia laserowe. [1]



Rys. 1.40. Laser helowo-neonowy LG600 produkcji Polskich Zakładów Optycznych



Rys. 1.41. Zasada budowy lasera helowo-neonowego

Najważniejszą częścią powszechnie już znanego lasera helowo-neonowego (rys. 1.40) jest rura (kapilara) szklana lub kwarcowa wypełniona mieszaniną gazową helu i neonu, umieszczona między dwoma zwierciadłami Z_1 i Z_2 , stanowiącymi interferometr Fabry'ego-Perota (rys. 1.41). Zwierciadła ustawione są równoległe i w odległości równej całkowitej wielokrotności połowy długości fali λ światła wzmacnianego. Przynajmniej jedno ze zwierciadeł (np. Z_2) jest częściowo przezroczyste. Światło z wymuszonej emisji wzbudzonych atomów neonu ulega między zwierciadłami interferometru Fabry'ego-Perota wielokrotnemu odbiciu i wzmacniając się wychodzi przez częściowo przezroczyste zwierciadło w postaci wąskiej, równoległej, spójnej i monochromatycznej wiązki o nadzwyczaj dużej gęstości mocy. Wzbudzenie atomów mieszaniny gazowej zachodzi w wyniku wyładowania elektrycznego. Dla zachowania ciągłej akcji laserowej parametry wyładowania są tak dobrane, aby ustawicznie występowała przewaga atomów wzbudzonych nad niewzbudzonymi. Stan taki nosi nazwę *inwersji obsadzeń poziomów energetycznych*.

Literatura:

1. Bernard Ziętek, *Optoelektronika*, Wydawnictwo Uniwersytetu Mikołaja Kopernika, Toruń, 2005
 2. Ali Javan et al., *Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gas discharge containing a He-Ne mixture*, Physical Review Letters, 6, 3, 1961, 106-110
 3. Maksymilian Pluta, *Mikroskopia optyczna*, PWN, Warszawa, 1982
-