



Instytut Mikroelektroniki i Optoelektroniki
WYDZIAŁ ELEKTRONIKI I TECHNIK INFORMACYJNYCH
Koszykowa 75, 00-662 Warszawa

BADANIE LASERA CO₂

Instrukcja laboratoryjna

Przygotowała:
dr inż. Anna Tyszka-Zawadzka

Warszawa 2008

1. Cel ćwiczenia

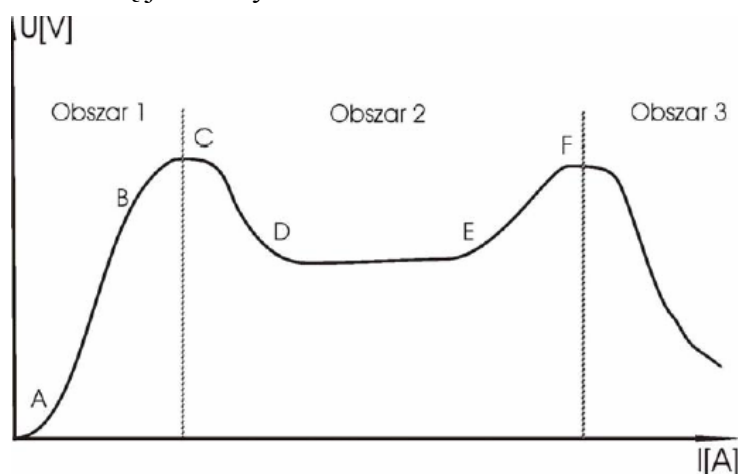
Celem ćwiczenia jest pomiar mocy promieniowania generowanego przez laser CO₂ w funkcji ciśnienia gazów w rurze wyładowczej dla różnych ciśnień parcyjnych mieszaniny CO₂, N₂ i He.

2. Wyładowanie elektryczne w gazach

Gazy są dobrymi izolatorami i by wywołać przepływ prądu w polu elektrycznym, muszą się znaleźć nośniki prądu (elektrony lub jony). Mogą pochodzić z grzanej katody (termoemisja), mogą być wynikiem jonizacji atomów przez promienie jonizujące (promieniowanie rentgenowskie, kosmiczne czy ultrafioletowe), wreszcie do zapłonu rury wyładowczej, tj. zainicjowania wyładowania stosuje się pomocnicze elektrody połączone z zasilaczem, zwykle impulsowym, wysokiego napięcia. Rodzaj wyładowania zależy przede wszystkim od ciśnienia gazu.

Najczęściej stosowanym typem wyładowania w rurach laserów gazowych jest *wyładowanie jarzeniowe*. Obserwuje się je przy stosunkowo niskim ciśnieniu (kilku Pa) i prądzie już rzędu ułamków ampera. Wyładowanie jarzeniowe jest opisywane najczęściej jako wyładowanie, w którym katoda emituje elektrony pod wpływem padających na nią jonów i kwantów promieniowania z ośrodka gazowego. Efekty termiczne jak np. termoemisja elektronów są nieobecne albo nie odgrywają znaczącej roli w podtrzymywaniu wyładowania.

Jeżeli do lampy gazowej wypełnionej gazem o niezbyt dużym ciśnieniu zostanie doprowadzone napięcie stałe lub wolno zmienne to natężenie prądu płynącego przez ośrodek gazowy będzie zmieniało się jak na Rys. 1.



Rys. 1. Charakterystyka prądowo-napięciowa wyładowania elektrycznego w gazie rozrzedzonym.

Charakterystykę prądowo-napięciową przedstawioną na Rys.1. można podzielić na trzy zasadnicze obszary: I – wyładowanie ciemne lub Townsenda, II – wyładowanie jarzeniowe, III – wyładowanie łukowe.

W obszarze I, nazywanym także wyładowaniem niesamodzielnym, natężenie płynącego prądu jest niewielkie (10^{-9} – 10^{-5}) i silnie zależy od zewnętrznego czynnika jonizującego (promieniowanie X, kosmiczne).

W miarę wzrostu napięcia na elektrodach, natężenie pola elektrycznego w obszarze międzyelektrodowym staje się wystarczająco duże, aby niektórzy elektrony osiągnęły energię wystarczającą do jonizacji atomów gazu (punkt B na Rys.1). W obszarze międzyelektrodowym powstają więc nowe elektrony, które nabierając prędkości w polu elektrycznym mogą jonizować dalsze atomy gazu. Proces ten nosi nazwę *jonizacji lawinowej*,

gdyż jeden elektron wywołuje powstanie całej lawiny elektronów. Przez obszar gazowy zaczynają przepływać lawiny elektronowe spowodowane przez elektrony pierwotne uwalniane z katody przez czynniki zewnętrzne, a liczba elektronów docierających do anody rośnie wykładniczo.

Jony uderzając w katodę powodują uwalnianie z niej pewnej liczby nowych elektronów. Ze względu na mniejszą ruchliwość, jony tworzą dodatni ładunek przestrzenny zniekształcający początkowy rozkład potencjału w przestrzeni międzyelektrodowej w taki sposób, że natężenie pola elektrycznego w pobliżu katody wzrasta.

Natężenie prądu płynącego przez lampę wyraża się zależnością:

$$I_a = I_o \frac{\exp\left[\int_0^d \alpha(x) dx\right]}{\gamma \left\{ \exp\left[\int_0^d \alpha(x) dx\right] - 1 \right\} - 1}, \quad (1)$$

gdzie:

I_o - natężenie prądu wywołanego działaniem czynnika zewnętrznego

d - odległość międzyelektrodowa

γ - współczynnik emisji wtórnej elektronów z katody pod wpływem

bombardowania jonowego, tzw. II-gi współczynnik Townsenda.

α - współczynnik elektronowej jonizacji zderzeniowej, tzw. I-szy współczynnik Townsenda, określony jako liczba jonizacji dokonywanych przez elektron na drodze 1 cm w kierunku pola elektrycznego.

Współczynnik jonizacji α wyraża się wzorem:

$$\alpha(x) = A \cdot p \cdot \exp\left[-\frac{B \cdot p}{K(x)}\right], \quad (2)$$

gdzie:

A, B - stałe zależne od rodzaju gazu,

p - ciśnienie gazu,

$K(x)$ – natężenie pola elektrycznego.

Przy dalszym zwiększaniu napięcia osiągnięty zostaje punkt zapłonu wyładowania (punkt C, Rys.1).

Od momentu przebicia przestrzeni międzyelektrodowej mamy do czynienia z wyładowaniem samodzielnym tzn. niezależnym od działania czynnika zewnętrznego reprezentowanego przez I_o w (1). Czynniki te nie znikają po zapłonie, a więc natężenie prądu płynącego przez lampę jest wtedy i tylko wtedy niezależne od I_o , gdy mianownik wyrażenia (1) dąży do 0, tzn. gdy:

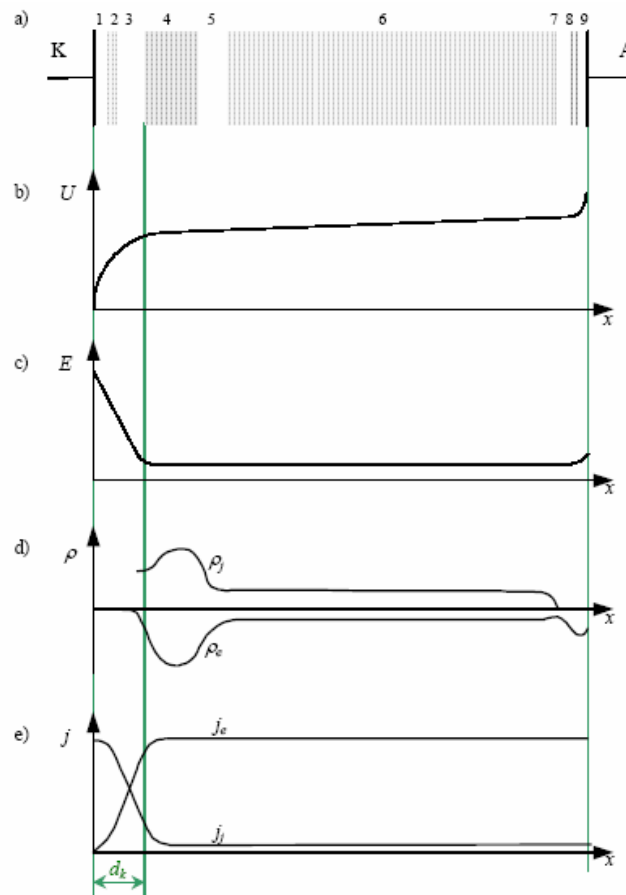
$$\gamma \left\{ \exp\left[\int_0^d \alpha(x) dx\right] - 1 \right\} - 1 = 1 \quad (3)$$

Jest to warunek zapłonu tj. podtrzymania wyładowania. Fizycznie oznacza to, że każdy elektron wyemitowany z katody musi na drodze do anody wytworzyć tyle jonów, aby te trafiając na katodę spowodowały uwolnienie ponownie jednego elektronu.

Podstawiając (2) do (3) otrzymujemy dla układu płaskich elektrod znany wzór Paschena określający napięcie zapłonu wyładowania jarzeniowego w funkcji iloczynu ciśnienia i odległości elektrod:

$$U_z = \frac{Bpd}{\ln \frac{Apd}{\ln \left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}} \quad (4)$$

Po zapłonie wyładowania w obszarze międzyelektrodowym powstaje charakterystyczny dla wyładowania jarzeniowego rozkład obszarów świecących i ciemnych (Rys.2). Poczynając od katody mamy kolejno: ciemnię Astona (1), poświatę katodową (2), ciemnię katodową (in. ciemnię Crooksa) (3), jarzenie ujemne (4), ciemnię Faraday'a (5), jarzenie dodatnie albo kolumnę dodatnią (6), ciemnię anodową (7) oraz poświatę anodową (8). Liczba i względna kontrastowość tych obszarów silnie zależą od ciśnienia i rodzaju gazu, natężenia prądu wyładowania oraz odległości i kształtu elektrod. Rozkłady charakterystycznych wielkości w przestrzeni międzyelektrodowej przedstawiono na Rys.2.



Rys. 2. Wyładowanie jarzeniowe. b – rozkład potencjału, c- rozkład natężenia pola elektrycznego, d – rozkłady ładunków, e – rozkłady gęstości prądu jonowego i elektronowego.

Zniekształcenie rozkładu pola i przeniesienie większości aktów jonizacji i wzbudzeń w pobliże katody jest przyczyną spadku napięcia na elektrodach, mimo wzrostu natężenia prądu, punkt D na Rys.1. Jony powstałe w obszarze spadku katodowego lub w jego pobliżu mają znacznie większe szanse dotarcia do katody i spowodowania emisji wtórnej elektronów niż te, które powstały w znacznej odległości od niej gdy pole nie było zniekształcone.

Od tego momentu mamy do czynienia z wyładowaniem jarzeniowym normalnym charakteryzującym się w przybliżeniu stałą gęstością prądu czerpanego z jednostki powierzchni katody i ustaloną wartością katodowego spadku napięcia. Wzrost natężenia

prądu jest wywołany jedynie zwiększeniem powierzchni czynnej katody objętej wyładowaniem.

Zakres wyładowania jarzeniowego normalnego (odcinek DE na Rys.1) kończy się gdy cała powierzchnia katody jest pokryta świeceniem (wyładowaniem). Dalsze zwiększenie natężenia prądu wymaga zwiększenia napięcia na elektrodach. Rośnie wówczas zarówno liczba jonizacji, jak i energia jonów bombardujących katodę (wzrost γ). Ten zakres nosi nazwę wyładowania jarzeniowego anormalnego.

Ubocznym skutkiem zwiększonego bombardowania jonowego jest wzrost temperatury katody. W pewnym momencie (punkt F na Rys. 1), emisja termoelektronowa staje się głównym źródłem uwalniania elektronów z katody i wyładowanie jarzeniowe anormalne przechodzi w łukowe, charakteryzujące się znacznie mniejszą wartością katodowego spadku potencjału. Wyładowanie łukowe jest wykorzystywane w laserach jonowych.

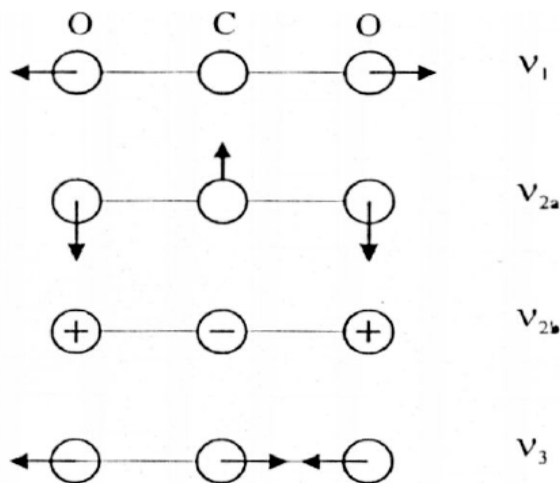
3. Laser CO₂

Klasycznym przedstawicielem grupy laserów molekularnych jest laser gazowy pracujący na dwutlenku węgla. Laser ten pracuje w sposób ciągły, emitując z dużą sprawnością promieniowanie podczerwone o długości fali ok. 10 μm . Wśród laserów molekularnych ma on największe zastosowanie. Charakteryzuje się najwyższą mocą i największą sprawnością, energetyczną (5 – 12%) sięgającą 30%. Inwersja obsadzeń uzyskiwana jest w wyniku wyładowania jarzeniowego, przy czym wydajność tego procesu można w sposób istotny zwiększyć, dodając do CO₂ azot oraz hel.

Widma molekularne są znacznie bardziej złożone niż widma atomowe, co wynika z faktu, że ruchy cząsteczek są znacznie bardziej skomplikowane niż ruchy atomów.

Oprócz ruchów elektronów względem jąder atomów tworzących cząsteczkę, występują ruchy drgające samych jąder względem ich położeń równowagi i ruch rotacyjny cząsteczki jako całości. Ruch cząsteczki wymaga zatem opisu kwantowego, w konsekwencji prowadząc do dodatkowych poziomów energetycznych.

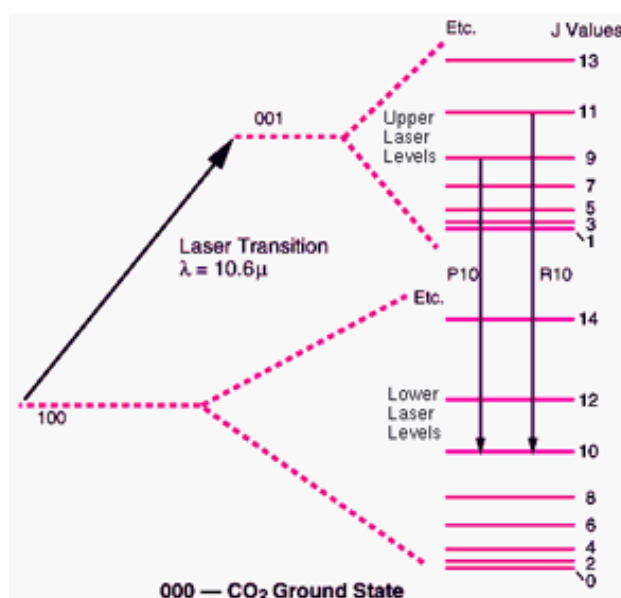
Cząsteczka CO₂ jest liniowa i nie posiada momentu dipolowego. Może ona wykonywać trzy rodzaje drgań. Są to następujące ruchy oscylacyjne: liniowe symetryczne, deformacyjne poprzeczne i podłużne asymetryczne. Drgania te opisują trzy liczby całkowite (ν_1, ν_2^1, ν_3). Liczba 1 oznacza stopień degeneracji poziomu związanego z drganiem deformacyjnym atomów w płaszczyźnie prostopadłej do wiązania.



Rys.3. Podstawowe rodzaje drgań cząsteczki CO₂.

Oprócz drgań oscylacyjnych cząsteczka CO₂ jednocześnie może obracać się wokół własnej osi, tj. wykonywać ruchy rotacyjne. Tak więc rotacja cząsteczki prowadzi do rozszczepienia poziomów oscylacyjnych na podpoziomy rotacyjne opisane liczbą kwantową J.

Dla przejść dipolowych spełniona jest ścisła reguła wyboru, która dopuszcza przejścia, dla których rotacyjna liczba kwantowa J zmienia się o wartość ± 1 . Przejścia gdzie $\Delta J = +1$ tworzy tzw. gałąź typu R przejść, natomiast przejścia dla których $\Delta J = -1$ są nazywane przejściami gałęzi P.



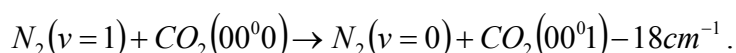
Rys.4. Rozszczepienie poziomów oscylacyjnych 001 i 100 cząsteczki CO₂ na podpoziomy rotacyjne.

Długości fal związane z dominującymi przejściami to: P18 – 10.57 μm, P20 – 10.59 μm, P22 – 10.61 μm. Dla przejść z gałęzi P uzyskuje się większe wartości wzmocnienia, a tym samym, większe prawdopodobieństwo akcji laserowej.

4. Mechanizm wzbudzenia

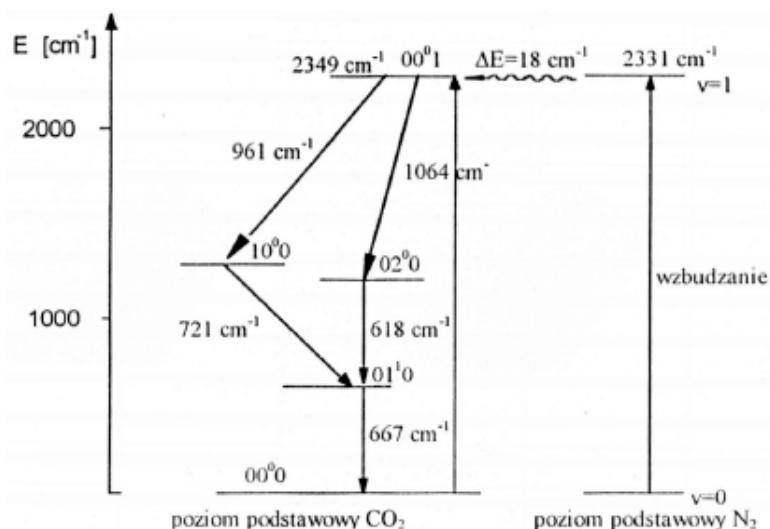
Wyładowanie elektryczne w mieszaninie CO₂-N₂ powoduje bardzo efektywne wzbudzenie (od 10 do 30% ogólnej liczby tych cząsteczek w rurze wyładowczej) cząsteczek N₂, które w zderzeniach niesprężystych przekazują energię wzbudzenia cząsteczkom CO₂. Dla zwiększenia wydajności pompowania często stosuje się też He. Stosunek wartości ciśnienia gazów CO₂:N₂:He dla laserów o pracy ciągłej wynosi typowo 1:2:3, ale też może wynosić 1:1:8 przy całkowitym ciśnieniu około 2.5 kPa. Prąd wyładowania wynosi około 50 mA.

Ponieważ cząsteczka N₂ jest zbudowana z jednakowych atomów i nie ma momentu dipolowego, to oscylacyjno-rotacyjne przejścia dipolowe są wzbronione, i stąd – tylko w wyniku zderzeń – może ona utracić swą energię. N₂ w stanie metastabilnym może stracić energię przekazując ją w akcie zderzenia drobinom CO₂



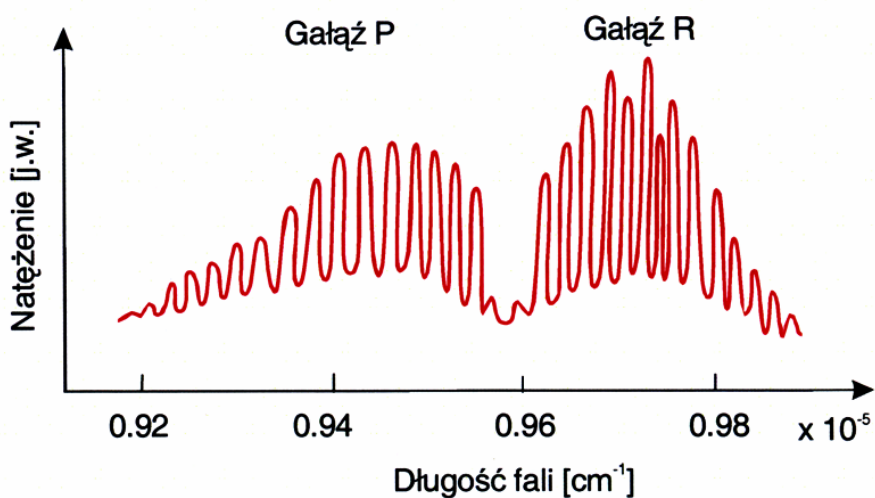
Proces wzbudzania jest podobny do laserów He-Ne. Najniższy wzbudzony poziom N₂(v = 1) ma energię 2331 cm⁻¹ i jest długożyciowy, zatem przekazywanie energii z niego do poziomu

(00⁰1) (2349 cm⁻¹) zachodzi z dużą efektywnością, ponieważ różnica energii (18 cm⁻¹) jest niewielka w porównaniu z energią termiczną (208 cm⁻¹ przy 300 K). Poziomy (10⁰0) i (02⁰0) (1388 cm⁻¹) są rezonansowymi (tzn. istnieje mała różnica energii poziomów). Silne sprzężenie kwantowo-mechaniczne tych stanów powoduje, że można je traktować wspólnie. Zmieszanie funkcji falowych obu stanów jest powodem występowania pasma 9.4 μm, przejścia między stanem (00⁰0) a (02⁰0) są bowiem wzbronione ze względu na regułę wyboru. Korzystną okolicznością jest też to, że stany (01¹0) i (02⁰0) (667 cm⁻¹) są szybko opróżniane wskutek oscylacyjnego przekazywania energii przy zderzeniach z cząsteczkami w stanie (00⁰0). Jest to zatem laser czteropoziomowy.



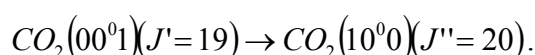
Rys. 5. Schemat energetyczny cząsteczki CO₂ z zaznaczonymi przejściami laserowymi i bezpromienistymi.

Dolny stan laserowy dzięki zderzeniom z cząsteczkami azotu, helu i dwutlenku węgla jest szybko opróżniany. Rola wspomnianego He w mieszaninie wiąże się z dużym przewodnictwem cieplnym gazu. Dzięki temu atomy CO₂ w niższym stanie oscylacyjnym są utrzymywane w możliwie niskiej temperaturze. Poza tym He zwiększa depopulację stanów (02⁰0) i (01¹0) przez relaksację oscylacyjno-rotacyjną. Widmo generacji lasera CO₂ ilustruje Rys. 6.



Rys. 6. Widmo generacji lasera CO₂.

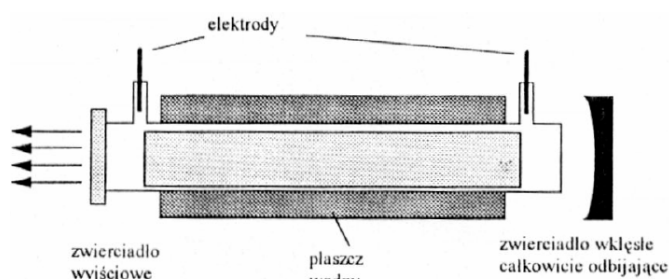
Najsilniejsza linia o długości $10.591\ \mu\text{m}$ jest wynikiem przejścia



W przypadku braku strojenia akcja laserowa na długościach fal ok. $9.4\ \mu\text{m}$ i ok. $10.4\ \mu\text{m}$ zachodzi z ogromną, jak na laser gazowy, wydajnością (ok. 40%) z przewagą przejść w paśmie P , tj. ok. $10.4\ \mu\text{m}$. Jednak ze wzrostem mocy lasera liczba generowanych przez laser linii maleje do pojedynczej w gałęzi P i R .

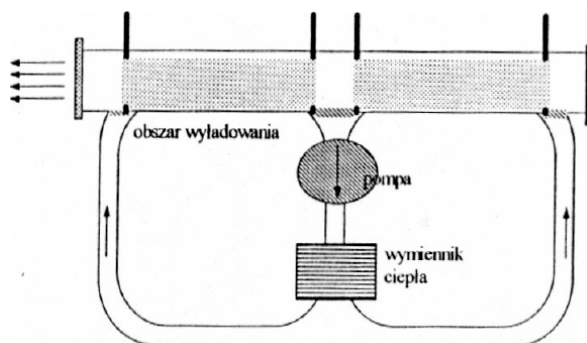
5. Rodzaje konstrukcji laserów CO_2

Pierwsze lasery molekularne na CO_2 zawierały mieszaninę gazów CO_2 i N_2 bądź CO_2 , N_2 i He , umieszczoną w rurze wyładowczej o długości około 100 cm i średnicy kilku cm (Rys.7). Główna linia emisyjna o długości $10.6\ \mu\text{m}$ mogła opuścić rezonator optyczny poprzez otwór w zwierciadle metalowym (otwór ten uszczelnia się kryształem NaCl , przepuszczającym promieniowanie podczerwone) albo poprzez zwierciadło wykonane całkowicie z czystego germanu. Typowe napięcie zasilania rury wynosi od kilkuset do kilku kV, a prąd wyładowania – około 50 mA. Zarówno wydajność, jak i moc wiązki lasera molekularnego była wielka w porównaniu z laserami atomowymi lub jonowymi. Z jednego metra kolumny wyładowczej lasera molekularnego otrzymano wiązkę podczerwoną o mocy około 50 W przy wydajności rzędu kilkunastu %.



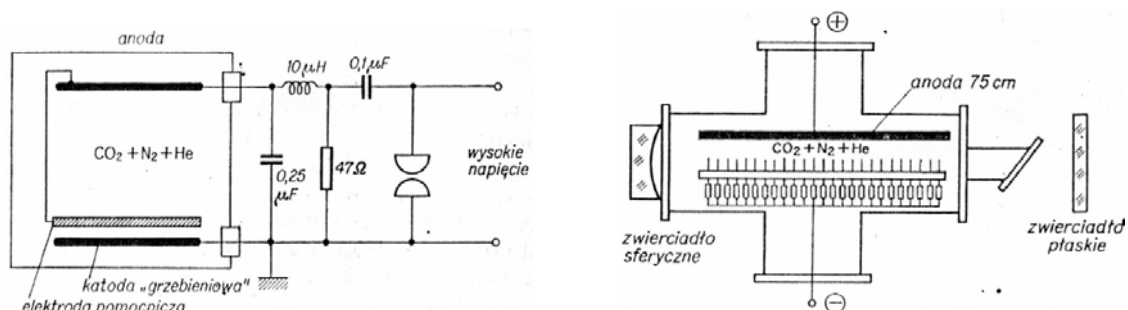
Rys. 7. Rezonator lasera CO_2 .

W początkowym okresie rozwoju laserów molekularnych ich moce podwyższano w wyniku zwiększania długości rury wyładowczej, niekiedy do około 100 m. Wielometrowy laser na CO_2 wytwarzał wiązkę o mocy rzędu kilku kW w pracy ciągłej. Zastosowanie przepływu gazów pozwoliło osiągnąć moc 1 kW z 1 m rury. Schemat ideowy takiego lasera ilustruje Rys.8.



Rys. 8. Lasera CO_2 z przepływem gazów.

Innym istotnym osiągnięciem w dziedzinie laserów molekularnych było zastosowanie poprzecznego wzbudzenia iskrowego oraz zwiększenia ciśnienia w laserze do około 1 atm. Lasery ten nazywa się w skrócie TEA (od słów: *Transverse Excitation-Atmospheric pressure*). W laserach tego typu moc wyjściowa generowanego promieniowania rośnie z kwadratem ciśnienia gazu roboczego, natomiast nadmiernemu przegrzaniu ośrodka aktywnego przeciwdziała stosowanie impulsów o szybkim czasie narastania.



Rys. 9. Lasery CO₂ z pobudzeniem poprzecznym.

Jednometrowy laser TEA Beauliego zbudowany w roku 1970 generował impulsy świetlne o mocy rzędu MW. Wyładowanie elektryczne w tym laserze zachodzi pomiędzy długą elektrodą górną (anodą) i rzędem szpilek katody, które poprzez oporniki o wartości około 1 kΩ połączone są równolegle. Układ był zasilany impulsowo z kondensatorami o pojemności około 0,02 µF, naładowanego do napięcia 17 kV. Częstotliwość impulsów zasilających mogła być zmieniana w granicach od kilku do około 1000 Hz.

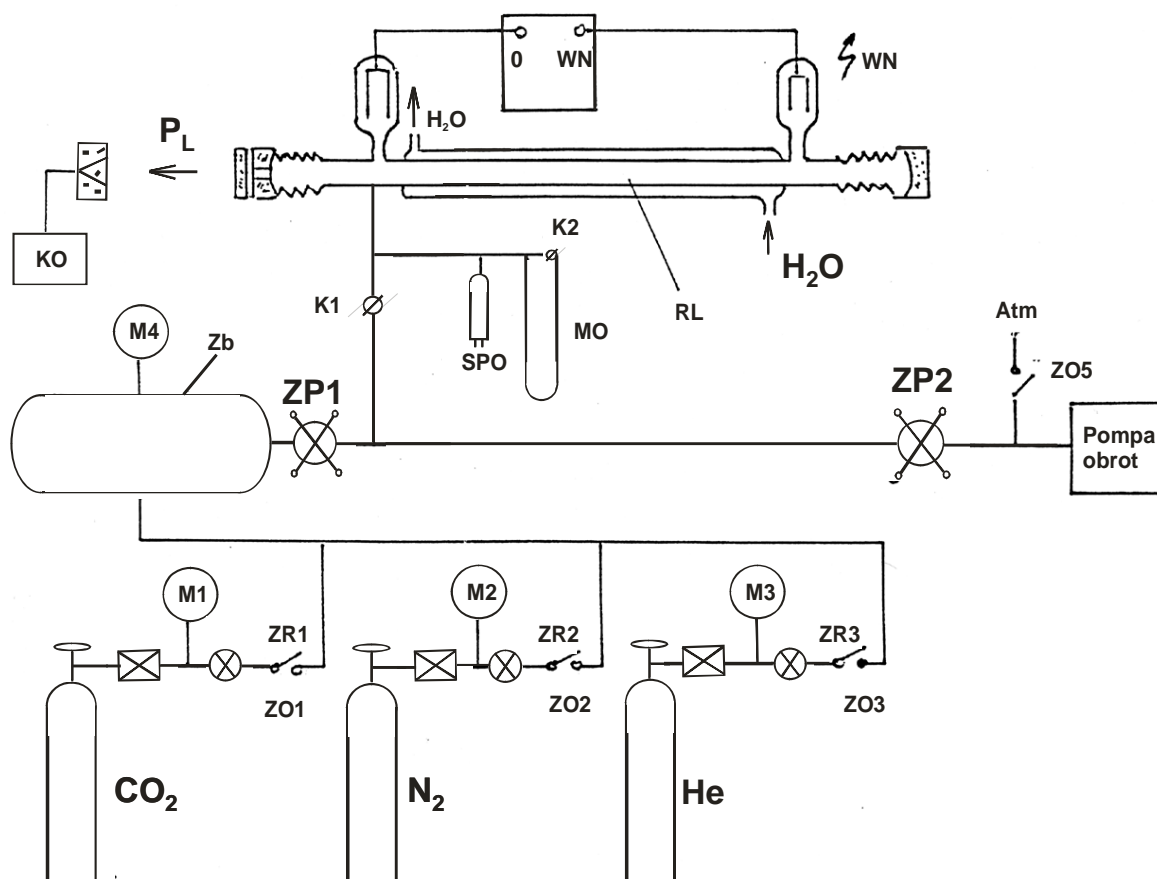
Oprócz laserów wzbudzanych wyładowaniem jarzeniowym istnieje inna, intensywnie badana i udoskonalana grupa laserów CO₂, tj. rodzina laserów falowodowych, w których inwersję obsadzeń uzyskuje się w wyniku wyładowania o wysokiej częstotliwości. W tego typu laserach, a w szczególności w falowodowych laserach szczelinowych i wielokanałowych, wzmocnienia uzyskiwane z jednostkowej długości ośrodka aktywnego przewyższają wzmocnienia uzyskiwane w klasycznych laserach CO₂.

Promieniowanie emitowane przez laser CO₂ leży w obszarze dalekiej podczerwieni, zatem optyka zawiera elementy wykonane np. z NaCl, KCl i ZnSe. Rura laserowa, optyka i zwierciadła przy mocach rzędu setek kW muszą być chłodzone wodą. Zwierciadło tylne zwykle pokryte jest warstwą złota, a wyjściowe jest wielowarstwowym zwierciadłem dielektrycznym przepuszczającym podczerwień. Całkowite ciśnienie gazu roboczego wynosi ok. 10 Tr.

6. Wykonanie ćwiczenia

W ćwiczeniu tym należy wykonać pomiary zależności mocy wiązki świetlnej od ciśnienia gazów w rurze wyładowczej dla różnych ciśnień parcyjnych mieszanki CO_2 , N_2 i He . Na podstawie uzyskanych wyników należy określić optymalny stosunek gazów wchodzących w skład mieszanki.

Schemat układu pomiarowego i napełniania lasera molekularnego przedstawiony jest na rysunku poniżej.



Rys.10. Schemat układu pomiarowego i napełniania lasera molekularnego.

R_L – rura laserowa	ZP1, ZP2 – zawory odcinające
K_1, K_2 – krany szklane	ZR1-ZR3 – zawory iglicowe
KO – kalorymetr optyczny	ZO1-ZO5 – zawory szybrowe
MO – manometr olejowy	M1-M4 – manometry
SPO – sonda próżniowa	Zb – zbiornik mieszanki

6.1. Włączenie układu pomiarowego i odpompowanie gazów

Podstawową czynnością wykonywaną po włączeniu układu pomiarowego, jak również poprzedzającą przygotowanie mieszanki gazów w określonych proporcjach, jest odpompowanie gazów.

Aby włączyć układ pomiarowy, a następnie odpompować gazy należy:

- otworzyć zawór z dopływem wody
- zamknąć zawór ZO5;

- włączyć pompę;
- otworzyć ZP2;
- otworzyć ZP1;
- otworzyć K1;
- włączyć próżniomierz oporowy
- otworzyć ZO1 i ZR1;
- sprawdzić czy na manometrze M4 wskazanie spadło do wartości „-1”;
- zamknąć ZP1;
- zamknąć K1;
- zamknąć K2.

6.2. Pomiar mocy wyjściowej dla czystego CO₂

W pierwszej części ćwiczenia należy wykonać pomiar charakterystyki mocy wyjściowej w funkcji ciśnienia gazu dla czystego CO₂.

Po odpompowaniu gazów z układu pomiarowego można przejść do kolejnego etapu jakim jest napełnienie zbiornika gazu czystym CO₂ (w ilości np. dwóch działek na manometrze). W tym celu należy kolejno:

- odkręcić zawór butli z CO₂ i po chwili zakręcić (wskazanie na manometrze M1 powinno nieznacznie wzrosnąć);
- otworzyć zawór ZR1, a następnie kręcić zaworem iglicowym ZR1 do momentu aż na manometrze M4 ustalą się 2 działki (spowoduje to wpuszczenie CO₂ do zbiornika w ilości „2 działki”);
- zamknąć ZP2;
- otworzyć ZP1 i po chwili zamknąć (gaz został wpuszczony do przewodów; wskazanie na M4 nieznacznie spadło);
 - w celu wpuszczenia CO₂ do rury wyładowczej otwierać powoli zawór K1 do momentu aż ciśnienie gazu w dwururce osiągnie wartość ok. 6 hPa;
 - W celu dokonania pomiaru mocy dla ustalonej wartości ciśnienia gazu należy:
- włączyć miernik mocy (zakres pomiarowy dla czystego CO₂ ustawić 1 W)
- włączyć zasilacz, a następnie kręcąc pokrętką płynnej regulacji zwiększać wartość prądu do ok. 30-50 mA w celu uzyskania wyładowania elektrycznego w rurze;
- odczytać maksymalną wartość mocy na mierniku;
- wykonać kolejne pomiary mocy dla coraz mniejszych wartości ciśnienia gazu (zmianę ciśnienia uzyskuje się otwierając zawór K1).

Uwaga!!

W przypadku, gdy wartość ciśnienia gazu na manometrze olejowym (tj. w dwururce) będzie znacznie przewyższała 6 hPa należy odpompować część gazu z przewodów otwierając zawór ZP2 oraz K1.

6.3. Pomiar mocy wyjściowej dla mieszaniny CO₂ - N₂

W tej części ćwiczenia należy wykonać pomiar trzech charakterystyk dla mieszaniny gazów CO₂ i N₂ w proporcjach 2:1, 1:1, 1:2.

Przed przystąpieniem do przygotowania mieszaniny gazów należy odpompować gaz ze zbiornika oraz z przewodów dla CO₂ i N₂. W tym celu należy:

- otworzyć zawór K2
- otworzyć zawór K1
- otworzyć ZP1 (spowoduje to usunięcie gazu ze zbiornika)
- otworzyć zawory ZO1 a następnie ZR1 w celu odpompowania przewodów dla CO₂
- otworzyć zawory ZO2 a następnie ZR2 w celu odpompowania przewodów dla N₂.

Gdy wskazanie na próżniomierzu oporowym spadnie poniżej 10^{-1} przygotować mieszaninę CO_2 i N_2 należy wykonać następujące czynności:

- zamknąć ZP1
- zamknąć K2
- zamknąć K1
- odkręcić i po chwili zakręcić zawór butli CO_2 (wskazanie na manometrze M1 powinno nieznacznie wzrosnąć)
- odkręcić i po chwili zakręcić zawór butli N_2 (wskazanie na manometrze M2 powinno nieznacznie wzrosnąć)

Aby (przygotować mieszaninę) wpuścić do zbiornika CO_2 i N_2 w proporcji 2:1 (I seria pomiarów) należy:

- otworzyć zawór ZR1, a następnie kręcić zaworem iglicowym ZR1 do momentu aż na manometrze M4 ustalą się 2 działki (spowoduje to wpuszczenie CO_2 do zbiornika w ilości „2 działki”);
- otworzyć zawór ZR2, a następnie kręcić zaworem iglicowym ZR2 aż wskazanie na manometrze M4 wzrośnie o 1 działkę (spowoduje to wpuszczenie N_2 do zbiornika w ilości „1 działka”);

Przygotowaną mieszaninę gazów wpuszczamy następnie do rury wyładowczej:

- zamknąć ZP2;
- otworzyć ZP1 i po chwili zamknąć (gaz został wpuszczony do przewodów; wskazanie na M4 nieznacznie spadło);
- otwierać powoli zawór K1 do momentu aż ciśnienie gazu w dwururce osiągnie wartość poniżej 10 hPa)
- włączyć miernik mocy (zakres pomiarowy dla czystego CO_2 ustawić 10 W)
- włączyć zasilacz, a następnie kręcąc pokrętką płynnej regulacji zwiększać wartość prądu do ok. 30-50 mA w celu uzyskania wyładowania elektrycznego w rurze;
- odczytać maksymalną wartość mocy na mierniku;
- wykonać kolejne pomiary mocy dla coraz mniejszych wartości ciśnienia gazu.

W podobny sposób należy wykonać kolejne pomiary dla mieszaniny CO_2 i N_2 w proporcjach 1:1 i 1:2. Na podstawie uzyskanych charakterystyk należy określić optymalny stosunek ciśnień parcyjnych, dla którego wartość mocy wyjściowej jest największa.

6.4. Pomiar mocy dla mieszaniny CO_2 - N_2 - He

Ostatnim punktem ćwiczenia jest pomiar mocy wyjściowej w funkcji ciśnienia gazu dla mieszaniny gazów CO_2 , N_2 i He. Jako stosunek ciśnień parcyjnych dla CO_2 i N_2 należy przyjąć optymalny stosunek wyznaczony w punkcie 6.3, natomiast He dodać w ilości 2, 4 i 6 działek. W celu wykonania pomiarów należy wykonać kolejno wszystkie czynności jak dla mieszaniny dwuskładnikowej, opisane w punkcie 6.3. Przy odpompowywaniu gazów z układu należy pamiętać o odpompowaniu przewodów dla He.

Po wykonaniu serii charakterystyk dla mieszaniny trójskładnikowej należy otworzyć zawór ZP2 w celu odpompowania gazów z rury, a następnie wyłączyć układ pomiarowy wykonując kolejno następujące czynności:

- otworzyć zawór K2,
- otworzyć zawór K1 i po chwili zamknąć,
- wyłączyć miernik mocy, próżniomierz oporowy oraz zasilacz,
- zamknąć zawór ZP2,
- otworzyć zawór ZO5 w celu zapowietrzenia układu,
- wyłączyć pompę,
- zamknąć zawór z dopływem wody.

Literatura:

- B. Ziętek „Lasery”, Wydawnictwo Naukowe Uniwersytetu Mikołaja Kopernika, Toruń 2008.
F. Kaczmarek „Wstęp do fizyki laserów”, PWN, Warszawa, 1986.
J. Hennel „Lampy elektronowe”, WNT, Warszawa.