

UNIwersytet Jagielloński

Instytut Fizyki



Marcin Strojecki

**Przestrzajany ciśnieniowo
laser barwnikowy**

Praca magisterska
wykonana pod kierunkiem
dra hab. Jarosława Koperskiego

KRAKÓW 2003

Spis treści :

I.	WPROWADZENIE	4
II.	WSTĘP TEORETYCZNY	6
1.	Model oscylatora anharmonicznego i rotatora nieszywnego	6
2.	Struktura izotopowa składowej oscylacyjnej w dimerze kadmu	11
3.	Struktura rotacyjna izotopomera dimera kadmu	12
4.	Wiązka naddźwiękowa	13
III.	UKŁAD DOŚWIADCZALNY	16
1.	Komora próżniowa i źródło wiązki molekularnej	17
2.	Laser barwnikowy	18
3.	Układ sterowania ciśnieniowego	21
4.	Układ detekcyjny	24
5.	Opis programu sterującego oraz urządzeń pomiarowych	26
IV.	PRZEBIEG EKSPERYMENTU I WYKONANE POMIARY	31
1.	Pomiary testowe	31
2.	Pomiar właściwy – składowa izotopowa w widmie wzbudzenia molekuly Cd_2	37
V.	ANALIZA DANYCH I Dyskusja Wyników	41
VI.	Dodatek - kod źródłowy programu sterowania	43
VII.	Bibliografia	54

Serdecznie dziękuję:

*Doktorowi habilitowanemu **Jarostawowi Koperskiemu** za interesujący temat, wyrozumiałość, cierpliwość, życzliwość i okazaną pomoc.*

*Panu mgr **Markowi Ruszczakowi**, dr **Michałowi Łukowskiemu**, za cenne wskazówki i pomoc przy budowie i uruchamianiu aparatury pomiarowej.*

*Panu **Józefowi Fladze** i **Stanisławowi Pajce** i innym pracownikom **ZOA** oraz pracownikom **Pracowni Hardware'owej** za wszelką okazaną pomoc.*

I. Wprowadzenie.

Trudno wyobrazić sobie współczesną spektroskopię atomową i molekularną bez laserów. Wynalezienie lasera zrewolucjonizowało badania spektroskopowe. Dało naukowcom do rąk narzędzie, bez którego przeprowadzenie niektórych eksperymentów i pomiarów byłoby bardzo trudne, niektórych zaś w ogóle niemożliwe. Było także doskonałym dowodem potwierdzenia słuszności teoretycznych przewidywań mechaniki kwantowej dokonanych przez Alberta Einsteina blisko wiek temu.

Pojawienie się laserów barwnikowych uczyniło tę rewolucję jeszcze bardziej gwałtowną. Ziściły się marzenia eksperymentatorów. Wreszcie doczekali się spójnego a zarazem monochromatycznego źródła światła, które mogli w łatwy i kontrolowany sposób przestrajać w szerokim zakresie długości fali. Nie sposób wymienić wszystkich zalet laserów barwnikowych, wspomnę więc o tych najważniejszych. Barwniki mogą występować w różnych fazach (stałej, ciekłej, gazowej) i praktycznie dowolnej koncentracji. Mogą więc być ośrodkiem czynnym o wysokiej jakości optycznej. Zapewniają przy tym łatwą kontrolę stopnia wzmocnienia oraz obszaru absorpcji. W laserach barwnikowych ośrodkiem czynnym najczęściej są roztwory organicznych barwników rozpuszczonych np. w metanolu lub etanolu. Można powiedzieć, że są one, więc niejako „samo-naprawialne” [1]. Zapewnione jest to przez stałą i wymuszoną cyrkulację barwnika. Możliwość pompowania laserów barwnikowych praktycznie dowolnym (laser YAG, lampy błyskowe, lasery gazowe itp.) źródłem światła. Wreszcie niski koszt ośrodka czynnego – barwników – jest powodem, który czyni lasery barwnikowe niemalże niezastąpionym narzędziem w badaniach spektroskopowych.

Wymienione powyżej niewątpliwe zalety laserów barwnikowych bledną jednak w obliczu spektroskopii wysokiej rozdzielczości. Bardzo mała szerokość oraz jednomodowy tryb pracy wymagają stosowania wielorakich i wielokrotnych selektorów długości fali. Przestrajanie częstości w szerokim zakresie (kilku GHz) w sposób ciągły pociąga za sobą konieczność jednoczesnego i synchronicznego przestrajania tych elementów, które często wykazują nieliniową charakterystykę przestrajania. Częściowym rozwiązaniem tego może być przestrajanie różnych elementów dyspersyjnych przy pomocy silników krokowych sterowanych komputerowo lub stosowanie „piezo-elementów” połączonych z elektronicznym systemem śledzenia w pętli sprzężenia zwrotnego. Systemy takie są jednak bardzo skomplikowane, kosztowne i nie pozbawione wad takich jak np. temperaturowa zależność „piezo-elementów”.

W konwencjonalnej spektroskopii wysokiej rozdzielczości dobrym założeniem jest, że liniowe i precyzyjne przestrajanie częstotliwości przy pomocy powietrznego interferometru Fabry-Perota osiągane jest dzięki **przestrajaniu ciśnieniowemu**.

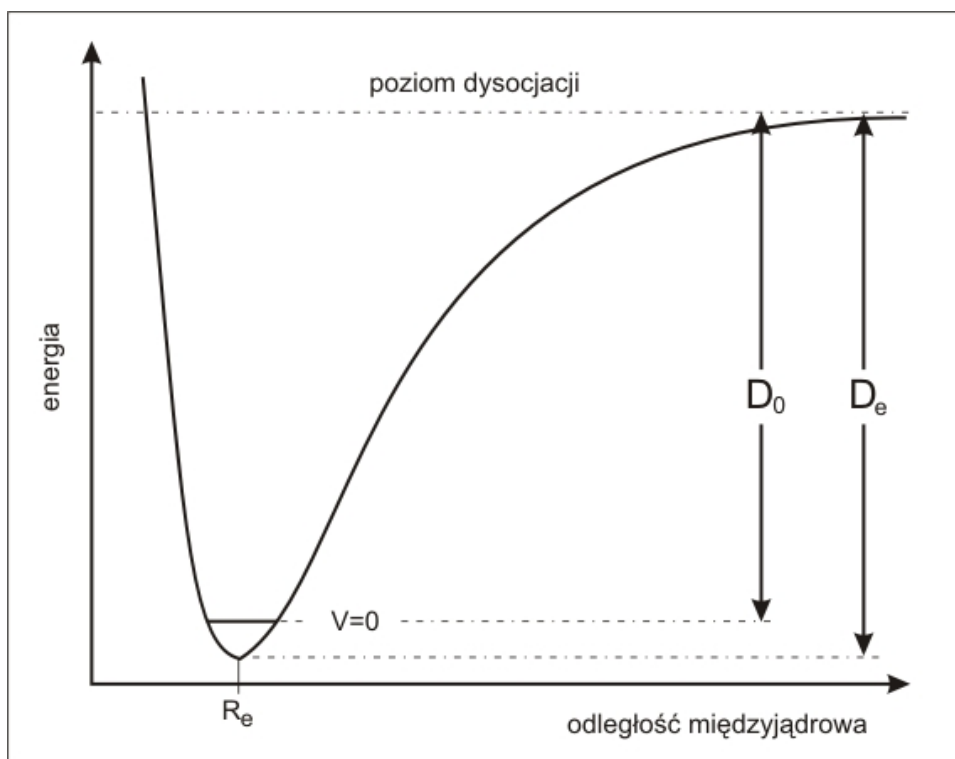
Celem tej pracy było zbudowanie i uruchomienie układu przestrajania ciśnieniowego w celu uzyskania lepszej zdolności rozdzielczej pozwalającej na dokładniejszą analizę widm molekularnych.

II. Wstęp teoretyczny.

Wiadomo z mechaniki [2], że układ złożony z dwóch atomów może wykonywać dwa rodzaje ruchu: oscylacje zwane też wibracjami oraz rotacje. W rzeczywistości ruchy te nigdy nie są niezależne. Oznacza to, że do pełnego opisu takiego układu musimy stosować złożenie obu ruchów. Z tych rozważań wynika jego teoretyczny opis.

1. Model oscylatora anharmonicznego i rotatora nieszywnego.

Do opisu układu złożonego z dwóch atomów, czyli molekuly dwuatomowej (np. Hg_2 , Cd_2 , CdAr) z dobrym przybliżeniem można stosować złożenie modelu oscylatora anharmonicznego z rotatorem nieszywnym. Słuszność takiego opisu wynika z faktu, że krzywa opisująca potencjał molekuly dwuatomowej nie może być symetryczna (oscylator harmoniczny). Wniosek ten nasuwa się sam, rozważając zachowanie molekuly. Przy zwiększaniu odległości między atomami do nieskończoności – musi istnieć granica, która determinuje stabilność cząsteczki (granica dysocjacji).



Rysunek 1. Krzywa energii potencjalnej molekuly dwuatomowej. D_e – głębokość studni potencjału, R_e – odległość między atomami w stanie równowagi D_0 – energia dysocjacji molekuly, v – oscylacyjna liczba kwantowa.

Oscylator anharmoniczny dobrze opisywany jest funkcją w postaci szeregu potęgowego:

$$U(R - R_e) = f(R - R_e)^2 - g(R - R_e)^3 - h(R - R_e)^4 - \dots, \quad (\text{II.1.1})$$

gdzie U oznacza potencjał molekuly, R_e – odległość równowagową między atomami przy czym zakłada się, że $f \gg g$ oraz $f \gg h$.

Innym dobrym przybliżeniem jest funkcja Morsa :

$$U(R - R_e) = D_e \left(1 - e^{-\beta(R - R_0)}\right)^2. \quad (\text{II.1.2})$$

Rozwiązanie równania Schrödingera z potencjałem tej postaci daje wzory na energie i funkcje falowe odpowiadające kolejnym stanom kwantowym oraz termy oscylacyjne, które w pierwszym rzędzie przybliżenia mają postać :

$$G(v) = \omega_e \left(v + \frac{1}{2}\right) - \omega_e x_e \left(v + \frac{1}{2}\right)^2 + \dots, \quad (\text{II.1.3})$$

gdzie $\omega_e = \beta \sqrt{\frac{D_e h}{2\pi^2 c \mu}}$ jest częstością oscylacji (II.1.3.a)

oraz $\omega_e x_e = \frac{h\beta^2}{8\pi^2 c \mu}$ – stałą anharmoniczności I rzędu (II.1.3.b)

i v – oscylacyjna liczba kwantowa, β – stała określająca szerokość studni potencjału
 μ – masa zredukowana układu, h – stała Plancka, c – prędkość światła.

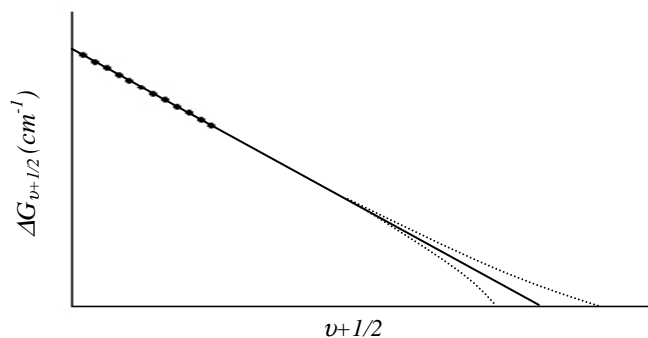
Ze wzoru (II.1.3) wynika, że energia molekuly dwuatomowej :

$$E(v) = hcG(v) \quad (\text{II.1.4})$$

jest skwantowana oraz, że energia oscylacyjna stanu podstawowego (dla $v=0$) jest różna od zera. Policzenie różnicy termów dla dwóch kolejnych liczb kwantowych [9] daje zależność:

$$\Delta G_{v+\frac{1}{2}} = \omega_0 + 2\omega_0 x_0 \left(v + \frac{1}{2}\right) \quad (\text{II.1.5})$$

Wykreślenie jej prowadzi do tzw. wykresu Birge-Sponer (Rysunek 2). Widać, że jest to zależność liniowa.



Rysunek 2. Wykres Birge-Sponer. Linia kropkowaną zaznaczono odstępstwa od liniowości dla dużych v .

Analiza wykresu pozwala wyciągnąć informacje o wielkości anharmoniczności ($\omega_0 x_0$) w molekułe (współczynnik kierunkowy prostej), o częstości podstawowej (ω_0) oraz o wielkości energii dysocjacji D_0 (pole pod wykresem):

$$D_0 = \sum_v \Delta G_{v+\frac{1}{2}}. \quad (\text{II.1.6})$$

W tym miejscu należy się pewne wyjaśnienie. Musimy wyraźnie odróżnić wielkość D_0 – energia dysocjacji, od wielkości D_e – głębokości studni potencjału (Rysunek 1). Między tymi wielkościami zachodzi naturalna zależność :

$$D_e = D_0 + G(0), \quad (\text{II.1.6.a})$$

gdzie $G(0)$ oznacza wielkość termu oscylacyjnego dla $v=0$.

Powyższe rozważania dobrze stosują się do modelu oscylatora anharmonicznego przy założeniu, że mamy do czynienia z dosyć płytkimi potencjałami i niewielkimi wartościami oscylacyjnych liczb kwantowych. W innych przypadkach znaczącą rolę zaczynają odgrywać wyższe anharmoniczności ($\omega_e y_e$, $\omega_e z_e$, ...). Przejawia się to nieliniowościami na wykresie Birge-Sponer dla wyższych liczb kwantowych v (Rysunek 2).

Zastosowanie do opisu ruchu molekuły dwuatomowej modelu rotatora niesztynnego ma także swoje uzasadnienie. Wystarczy uważnie przeanalizować zachowanie rotującej molekuły. W czasie rotacji odległość między atomami nie może być stała (rotator sztywny) z uwagi na siłę odśrodkową, która zwiększa tę odległość wraz z prędkością rotacji. Konsekwencją tego jest zmiana odległości pomiędzy kolejnymi poziomami rotacyjnymi. Podobnie, jak w przypadku oscylatora anharmonicznego, rozwiązanie równania Schrödingera dla rotatora niesztynnego prowadzi do wzorów na energie i funkcje falowe w poszczególnych stanach kwantowych molekuły oraz termy rotacyjne :

$$F(J) = BJ(J+1) - DJ^2(J+1)^2 + \dots, \quad (\text{II.1.7})$$

gdzie
$$B = \frac{h}{8\pi^2 cI}, \quad (\text{II.1.7.a})$$

oraz
$$D = uB. \quad (\text{II.1.7.b})$$

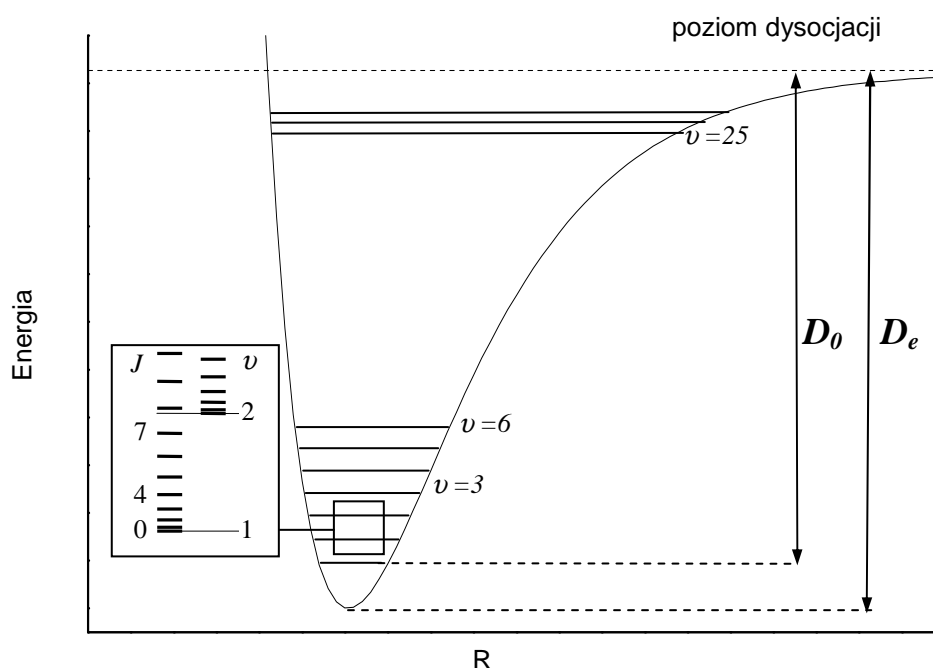
We wzorach (II.1.7) J oznacza rotacyjną liczbę kwantową, I – moment bezwładności, natomiast u – stała nieszywności. Podobnie też, jak w przypadku oscylacji zachodzą zależności : $B \gg D$ oraz $D > 0$.

We wzorach (II.1.7.a i b) niejawnie zawarte jest sprzężenie między oscylacjami i rotacjami, co jednoznacznie sugeruje, by do opisu układu dwóch atomów wykorzystać złożenie modelu oscylatora anharmonicznego z modelem rotatora nieszywnego.

Złożenie obu modeli prowadzi do ogólnego wzoru na częściowy (bez uwzględnienia części elektronowej) term oscylacyjno-rotacyjny $T_v + T_r$:

$$T_v + T_r = G(v) + F(J). \quad (\text{II.1.8})$$

Tak więc, struktura oscylacyjno-rotacyjna opisana zależnością (II.1.8) może zostać zilustrowana jak poniżej (Rysunek 3).



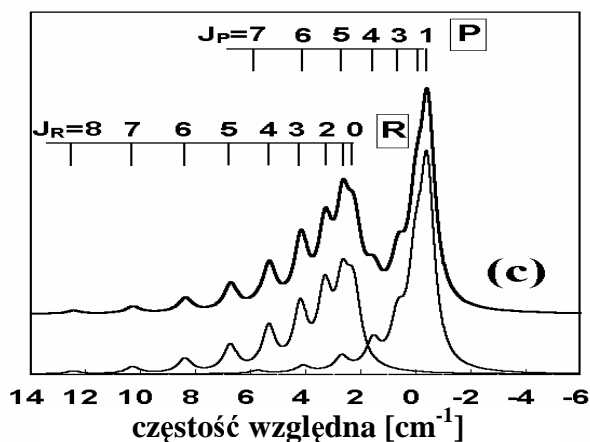
Rysunek 3. Struktura energetyczna stanu elektronowego. Rysunek zaczerpnięty z pracy doktorskiej M. Łukomskiego [5].

Cała struktura oscylacyjno-rotacyjna odpowiada konkretnemu stanowi elektronowemu. Oznacza to, że do rozważań nad termami musimy dodać część odpowiadającą za energię stanów elektronowych. Uwzględniając to, wzór (II.1.8) będzie miał postać:

$$T = T_e + T_v + T_r = T_e + G(v) + F(J), \quad (\text{II.1.9})$$

gdzie T oznacza całkowity term, zaś T_e – term elektronowy.

Do pełniejszego zrozumienia widma rotacyjnego konieczne jest wyjaśnienie pojęć: „reguły wyboru”, gałęzie widma oraz „shading”. Pierwsze z pojęć dotyczy dozwolonych przejść pomiędzy poziomami rotacyjnymi dwóch stanów elektronowych. Z rozwiązania równania Schrödingera wynika warunek, którego symboliczny zapis $\Delta J = \pm 1$ ma następującą interpretację: molekula może się przenieść w jednym akcie absorpcji fotonu tylko na poziom o J większym lub mniejszym o 1 [6]. Bezpośrednio z tego wynika drugie pojęcie – gałęzie R i P widma rotacyjnego. W nomenklaturze spektroskopowej gałąź R odpowiada przejściom o $\Delta J = +1$, zaś gałąź P przejściom o $\Delta J = -1$. Istnieją także przypadki, kiedy dozwolone są przejścia $\Delta J = 0$, którym odpowiada gałąź Q [4]. Jeśli chodzi zaś o tzw. „shading”, ogólnie można powiedzieć, że dotyczy on charakterystycznego „cieniowania” profili gałęzi rotacyjnych. Oznacza to, że w profilu widma rotacyjnego widać specyficzną asymetrię. Dla przypadku, kiedy $B_{v'} < B_{v''}$, gdzie $B_{v'}$ oznacza stałą rotacyjną stanu v' , zaś $B_{v''}$ stałą rotacyjną stanu v'' , mamy tzw. „red shading” w kierunku dłuższych fal oraz dla przypadku $B_{v'} > B_{v''}$ - „blue shading” w kierunku krótszych fal. Fakt ten zilustrowany jest na Rysunku 4.



Rysunek 4. Fragment wysymulowanej struktury rotacyjnej molekuly HgHe. Rozdzielona składowa izotopowa z gałęziami P i R. Widoczny jest też charakterystyczny „blue shading” w kierunku krótszych fal. Rysunek zaczerpnięty z rozprawy habilitacyjnej J. Koperskiego [4].

2. Struktura izotopowa składowej oscylacyjnej w dimerze kadmu.

Do poprawnej interpretacji rejestrowanych widm molekuł dwuatomowych niezbędne jest wprowadzenie pojęcia tzw. efektu izotopowego. Polega on na pojawieniu się dodatkowych przejść w strukturze oscylacyjnej (dla tej samej wartości oscylacyjnej liczby kwantowej ν). Efekt ten wynika z faktu, że atomy tworzące molekułę występują w różnych postaciach izotopowych, a co za tym idzie, mają różne masy. Dla przykładu kadm występuje w naturze w ośmiu stabilnych odmianach izotopowych (Tabela 1). Tych osiem izotopów może w sumie tworzyć trzydzieści sześć izotopów cząsteczki Cd_2 .

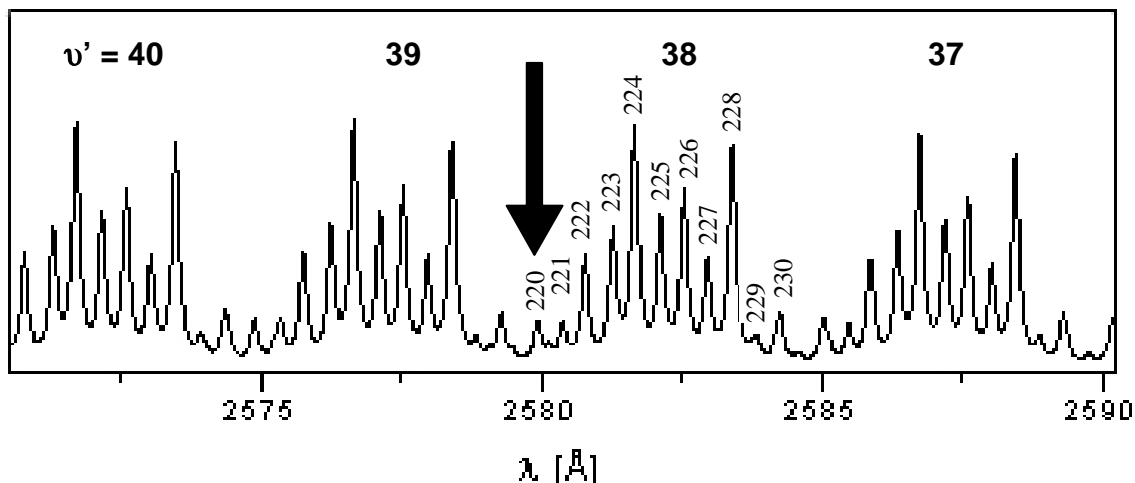
Tabela 1. Stabilne izotopy kadmu.

A	zawartość (%)	masa (a.j.m)	A	zawartość (%)	masa (a.j.m)
106	1.22	105.06	112	24.07	111.902
108	0.88	107.904	113	12.26	112.904
110	12.39	109.903	114	28.86	113.903
111	12.75	110.904	116	7.58	115.905

Z uwagi na znaczne różnice w abundancjach tych izotopów, tylko część z nich można zarejestrować, a następnie zidentyfikować na podstawie izotopowej struktury widma oscylacyjnego. Analiza takiego widma oraz wykorzystanie wzoru na tzw. przesunięcie izotopowe $\Delta\nu_{ij}$ (wzór II.2.1) dostarczyć może wiele cennych informacji jak np. przyporządkowanie składowym oscylacyjnym odpowiednich liczb kwantowych ν oraz oszacowanie wartości stałych oscylacyjnych ω_e i $\omega_e x_e$.

$$\Delta\nu_{ij}(\nu', \nu''=0) = (1-\rho) \left[\omega'_e \left(\nu' + \frac{1}{2} \right) - \frac{\omega''_e}{2} \right] + (1-\rho^2) \left[\frac{\omega''_e x''_e}{4} + \omega'_e x'_e \left(\nu' + \frac{1}{2} \right)^2 \right] \quad (\text{II.2.1})$$

Konsekwencją występowania kadmu w różnych postaciach izotopowych jest różna wartość stałej wibracyjnej B (wzór II.1.7.a) oraz stałej oscylacyjnej ω_e (wzór II.1.3.a). Kompleksową analizę struktury przejść molekuły kadmu (Rysunek 5) znaleźć można w pracy doktorskiej M. Łukomskiego [5].



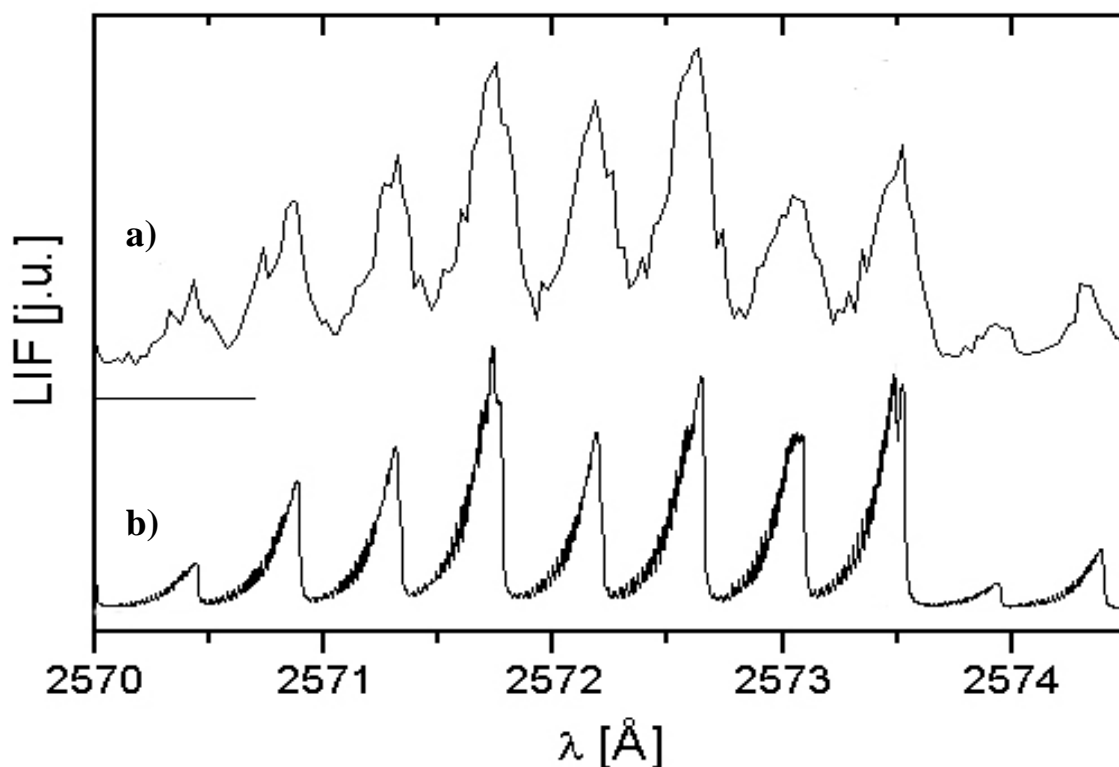
Rysunek 5. Wsymulowana struktura izotopowa czterech składowych oscylacyjnych v' dimeru kadmu. Liczby 220–230 oznaczają składowe izotopowe o różnych wartościach sumy atomowych liczb masowych atomów (A_1+A_2). Rysunek z pracy doktorskiej M. Łukomskiego [5]. Strzałka oznacza centrum widma na Rysunku 24.

Podsumowując, stwierdzić można, że całe widmo molekularne w przejściu elektronowym składa się z części oscylacyjnej (mającej składową izotopową) oraz rotacyjnej.

3. Struktura rotacyjna izotopomera dimeru kadmu.

Wszystkie ogólne rozważania zawarte w poprzednich rozdziałach dotyczące struktury rotacyjnej molekuł dwuatomowych w ścisły sposób odnoszą się do konkretnego przypadku – dimeru kadmu (Cd_2). Zgodnie z tym, co zostało powiedziane powyżej, rozdzielenie struktury rotacyjnej jest trudne. Niewielkie różnice energii (wielkości rzędu $0.1-1.0\text{ cm}^{-1}$, podczas gdy dla struktury oscylacyjnej odległości między poziomami są rzędu 10 cm^{-1}) poszczególnych poziomów rotacyjnych powodują, że do ich rejestracji potrzebne są lasery o dużej zdolności rozdzielczej lub inaczej mówiąc – „wąskie” spektralnie.

Poniżej zaprezentowano strukturę izotopową składowej oscylacyjnej przejścia $v' = 40 \leftarrow v'' = 0$ w widmie wzbudzenia cząsteczki Cd_2 (Rysunek 5a) oraz wynik symulacji składowych izotopowych z uwzględnieniem struktury rotacyjnej (Rysunek 5b).

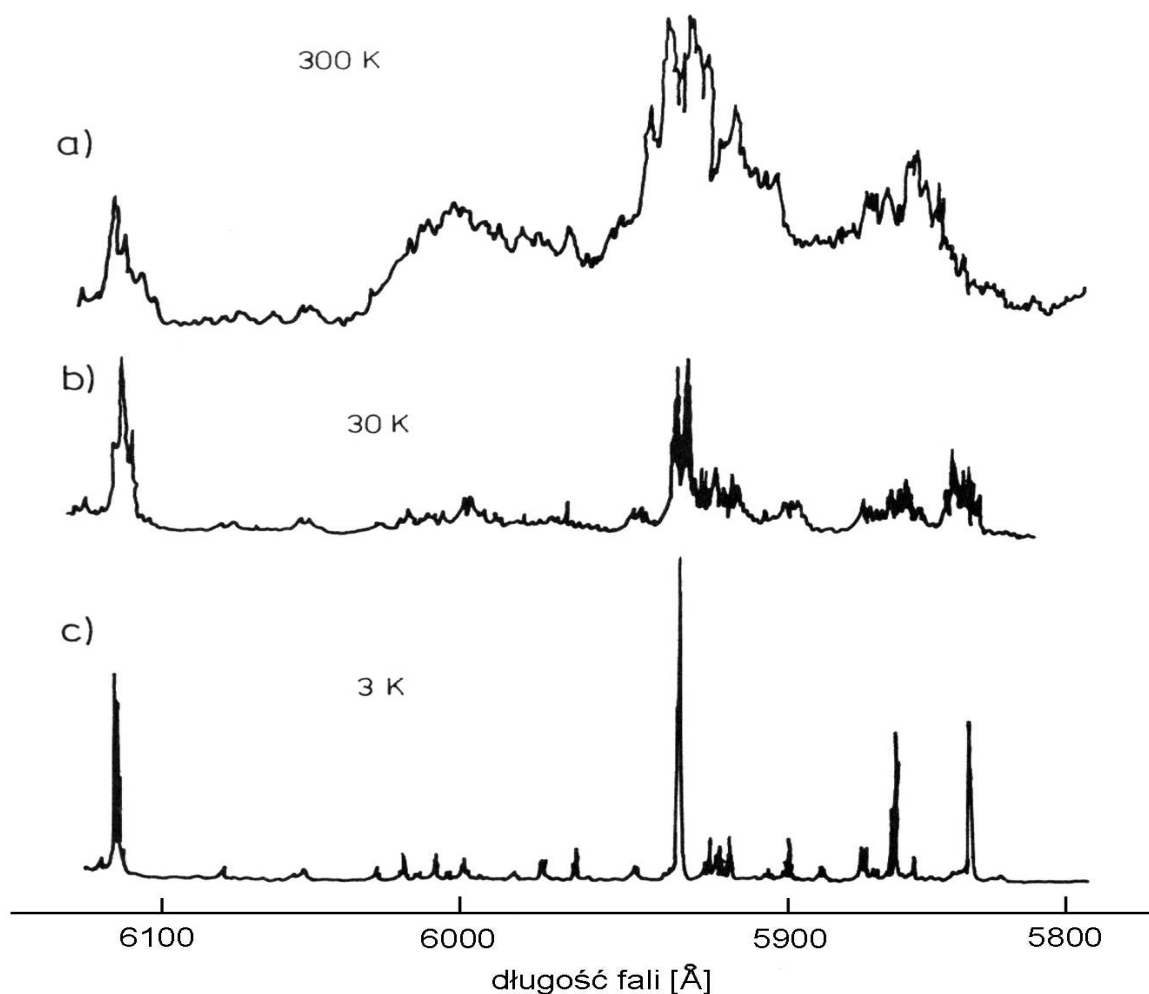


Rysunek 5. (a) Fragment struktury oscylacyjnej molekuly Cd_2 . (b) Wynik symulacji struktury izotopowej. Widoczny jest też charakterystyczny „blue shading” w kierunku krótszych fal. Rysunek zaczerpnięty z pracy doktorskiej M. Łukomskiego [5].

Z uwagi na niemożność (ze względu na przeszkody techniczne) rozdzielenia struktury rotacyjnej, gałęzie R i P nie są wyraźnie widoczne (jak na Rysunku 4), niemniej jednak widać, zwłaszcza na wysymulowanym fragmencie, charakterystyczny „blue shading” wyraźnie skierowany w stronę krótszych fal.

4. Wiązka naddźwiękowa.

Skomplikowana struktura rotacyjna składowej oscylacyjnej izotopomera w przejściu elektronowym w praktyce niemożliwa jest do analizy z uwagi na ogromną ilość przejść różnego rodzaju (Rysunek 6a).

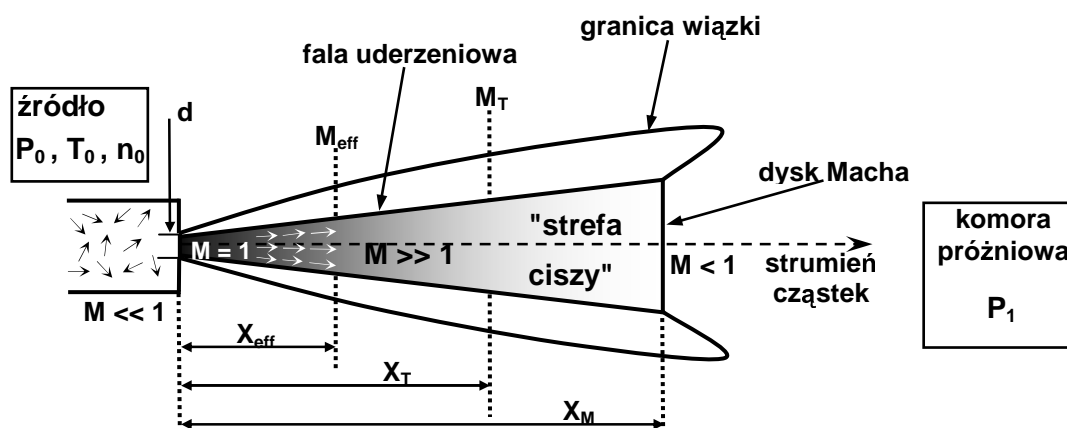


Rysunek 6. Uproszczenie widma wzbudzenia cząsteczki NO_2 wskutek wychłodzenia wewnętrznych stopni swobody w wiązce naddźwiękowej; a) próbka czystego NO_2 w temperaturze pokojowej i pod ciśnieniem 0.04 Torr, b) naddźwiękowa wiązka czystego NO_2 , c) naddźwiękowa wiązka Ar z domieszką 5% NO_2 . Rysunek z książki W. Demtrödera [3].

Bez odpowiednich zabiegów prowadzących do uproszczenia tak złożonej struktury jakakolwiek analiza takich widm byłaby niezmiernie trudna, a w praktyce wręcz niemożliwa. Dlatego naturalnym podejściem staje się zastosowanie metod polegających na wymroźeniu jak największej ilości wewnętrznych stopni swobody molekuł (Rysunek 6).

Ideę taką realizuje się stosując metodę *wiązki naddźwiękowej* [3], [4], [10]. Podczas swobodnego rozprężania gazu z obszaru o wysokim ciśnieniu (5-15 bara) do próżni (0,01-0,02 mbara), zachodzi adiabaticzne chłodzenie wewnętrznych stopni swobody cząsteczki. Oznacza to, że część energii termicznej cząsteczek w źródle (energia translacyjna, oscylacyjna i rotacyjna) zostaje przekształcona na energię kinetyczną związaną z rozprężaniem. Kładzie się nacisk, by proces adiabaticznego chłodzenia był jak najbardziej efektywny. Uzyskuje się

to przez zapewnienie jak największej liczby zderzeń cząsteczek w obszarze łączącym oba obszary ekspansji. Liczba zderzeń proporcjonalna jest do iloczynu $n_0 d$, gdzie n_0 to gęstość cząsteczek w obszarze skąd następuje ekspansja (piec), zaś d – średnica otworu dyszy, przez który następuje ekspansja (Rysunek 7). Temperatura związana z różnymi stopniami swobody, w tak schłodzonych molekułach jest różna [3].



Rysunek 7. Schemat wiązki naddźwiękowej. M – liczby Macha : M_{eff} – efektywna, M_T – końcowa; X_{eff} , X_M , X_T – odpowiadające tym liczbom odległości od dyszy, definicje tych wielkości można znaleźć np. w rozprawie habilitacyjnej J. Koperskiego [4]. P_0, T_0, n_0 – parametry gazu w piecu; d – średnica dyszy.

W przeciwieństwie do sytuacji w piecu, gdzie wszystkie te temperatury są sobie równe ($T_t = T_r = T_v$), w ekspansji mamy:

$$T_t \approx 0,5-20 \text{ K} \quad T_r \approx 2-50 \text{ K} \quad T_v \approx 10-100 \text{ K}.$$

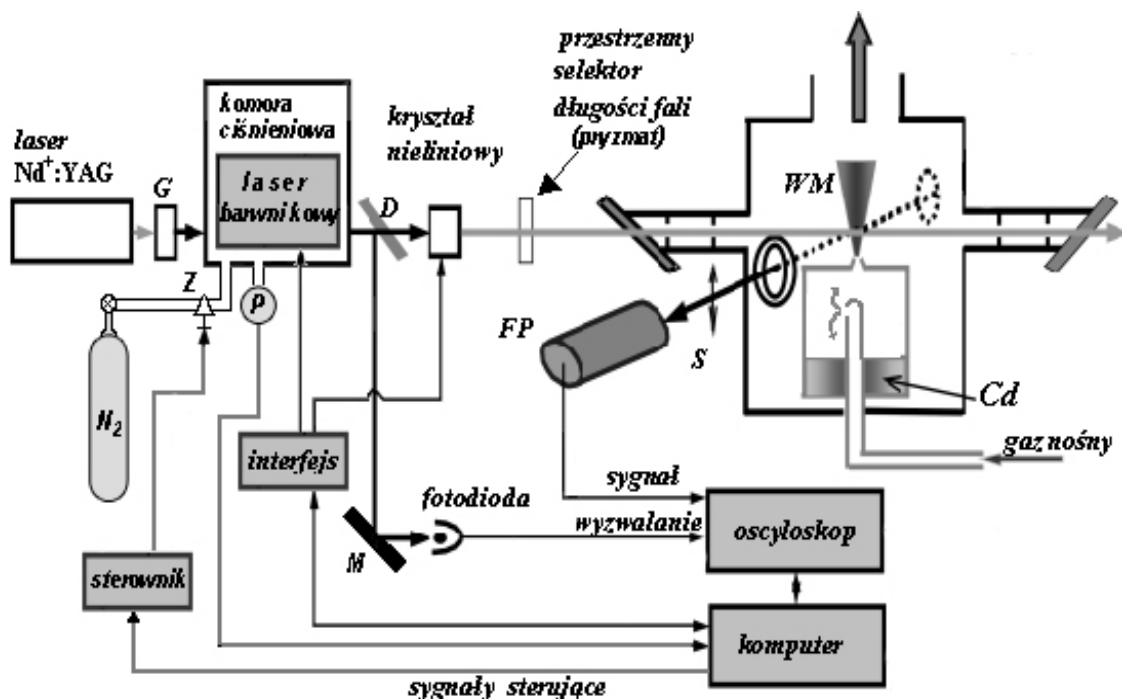
Widać, że w ogólności zachodzi związek $T_t < T_r < T_v$, gdzie T_t oznacza temperaturę związaną z ruchem translacyjnym, T_r – temperaturę rotacyjną zaś T_v – temperaturę oscylacyjną.

Aby zwiększyć liczbę zderzeń (efektywność chłodzenia) stosuje się także tzw. gazy nośne. Są to gazy szlachetne (argon, hel), w których znajdują się pary badanego pierwiastka tworzącego molekułę. Zastosowanie tych gazów zapewnia dużą liczbę zderzeń mimo niewielkiej liczby badanych molekuł. Dobierając odpowiednio ciśnienie gazu nośnego, średnicę dyszy pieca oraz temperaturę par pierwiastka, można uzyskać sytuację, w której w wiązce naddźwiękowej dominować będą tylko te molekuły, które chcemy badać.

Dzięki obsadzeniu stanów, w sposób zapewniony przez zastosowanie wiązki naddźwiękowej, widmo wzbudzenia cząsteczki ulega znacznemu uproszczeniu (Rysunek 6), a co za tym idzie, prostsza jest jego analiza.

III. Układ doświadczalny.

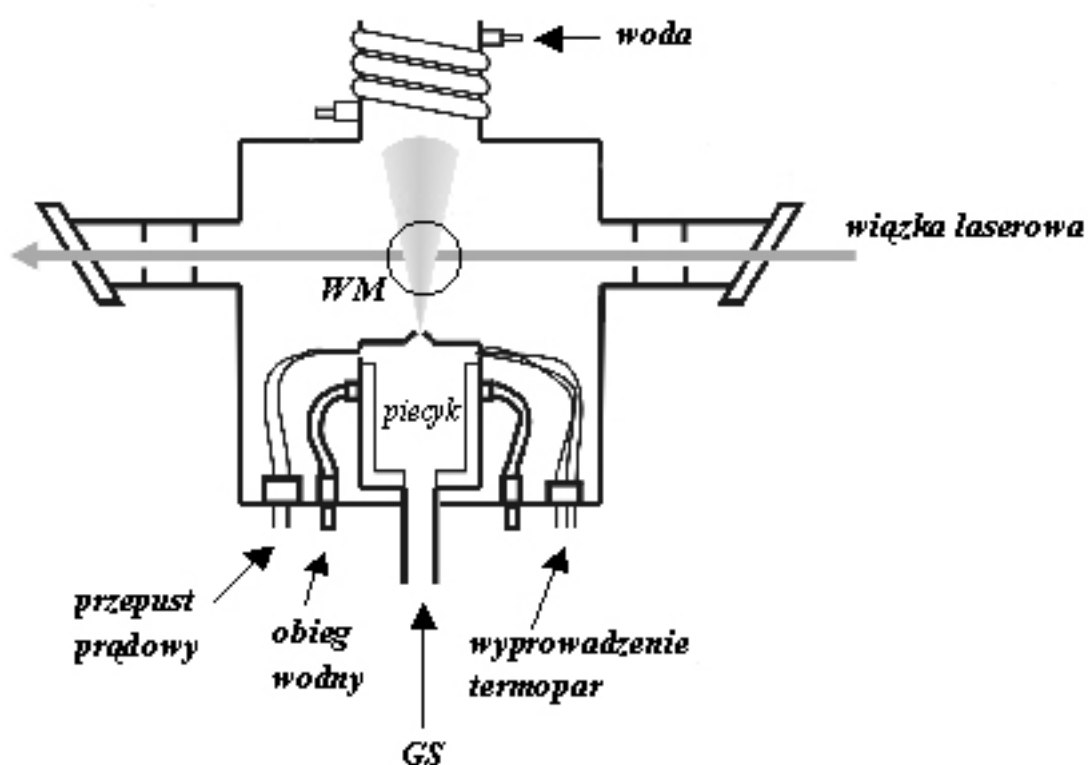
Jak już zostało wspomniane wcześniej, eksperyment opisywany w tej pracy w zasadniczej części opiera się na wykorzystaniu metody wiązki naddźwiękowej. Należy więc opisać elementy układu doświadczalnego niezbędne do realizacji tej metody oraz inne moduły usprawniające przebieg pomiarów. Rysunek 8 (wykonany na podstawie schematu zawartego w pracy habilitacyjnej J. Koperskiego [4]), zaczerpnięty z pracy doktorskiej M. Łukomskiego [5], po częściowej modyfikacji, przedstawia ogólny schemat aparatury doświadczalnej wykorzystywanej w eksperymencie.



Rysunek 8. Schemat układu eksperymentalnego. Impulsowy laser Nd⁺:YAG wykorzystywany jest do pompowania lasera barwnikowego. G – generator drugiej harmonicznej. Układ przestrajania długości fali lasera barwnikowego zamknięty w szczelnej komorze, w której ciśnienie regulowane jest przy pomocy zaworu Z sterowanego komputerem. Zmiany ciśnienia odczytywane są przez ciśnieniomierz P podłączony do komputera, dzięki czemu możliwa jest regulacja ciśnienia w żądanym zakresie. Podstawowa częstość impulsu lasera barwnikowego podwajana jest w kryształach nieliniowych, następnie oddzielana jest od podstawowej przy pomocy przestrzennego selektora długości fali (pryzmat). Tak „przygotowany” impuls trafia do komory próżniowej, w której następnie oddziałuje z wiązką molekularną WM. Efektem tego jest fluorescencja obserwowana w kierunku prostopadłym przy pomocy fotopowielacza FP. Sterowanie aparaturą odbywa się za pośrednictwem komputera, który jednocześnie rejestruje obserwowane widmo. Dodatkowe elementy optyczne zaznaczone na schemacie to : D – płytki światłodzielnące, S – soczewki, M – lustro.

1. Komora próżniowa i źródło wiązki molekularnej.

Podstawowym elementem układu jest komora próżniowa wykonana z nierdzewnej stali, w której wytwarzana jest naddźwiękowa wiązka molekularna. W celu zapewnienia odpowiednich warunków wewnątrz komory utrzymywane jest , w próżni (0.01 – 0.02 mbar) dzięki pompie rotacyjnej i pompie Root'a sprzęgniętych w wydajny układ. Komora posiada dwie pary cylindrycznych ramion przecinających się pod kątem prostym. Takie rozwiązanie umożliwia obserwację fluorescencji w dwóch kierunkach prostopadłych do wiązki.



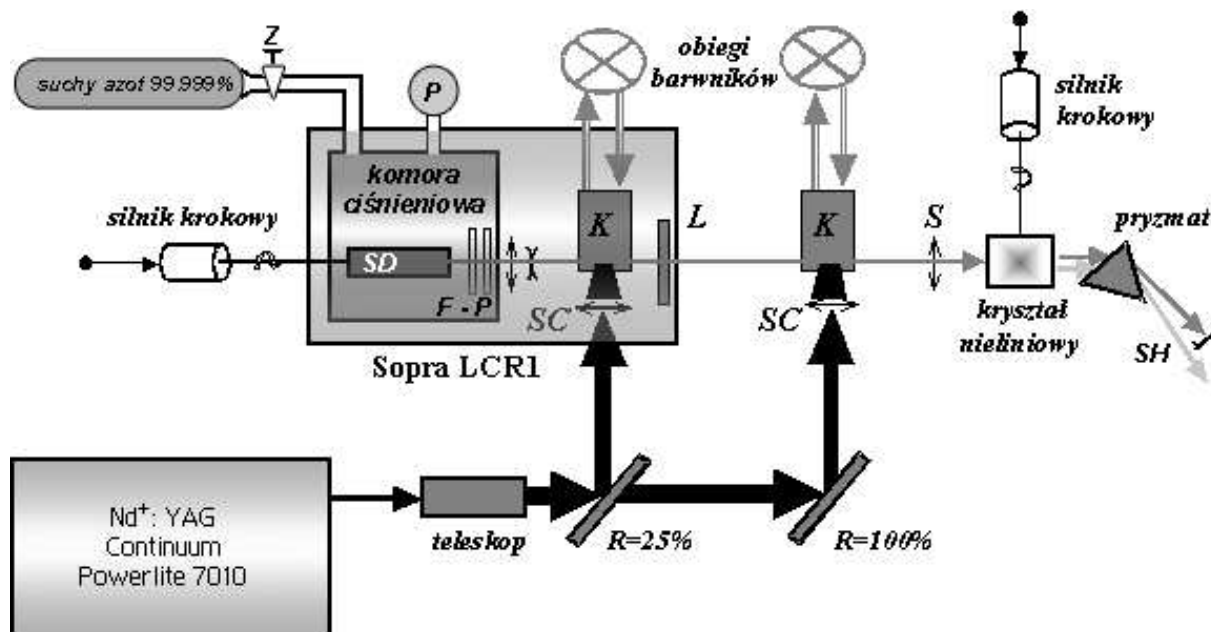
Rysunek 8. Schemat komory próżniowej z piecem. WM – wiązka molekularna, GS – gaz nośny (argon). Rysunek zaczerpnięty z pracy [5].

W komorze znajduje się piec napełniony metalicznym kadmem o naturalnym składzie izotopowym i czystości bliskiej 100%. Piec rozgrzewany jest przy pomocy drutów grzejnych do temperatur od 650°C do 700°C (321°C to temperatura topnienia kadmu). Powstałe w ten sposób pary metalu, dzięki wtłaczanemu do pieca pod ciśnieniem 5-15 atmosfer gazowi nośnemu, ekspandują do komory przez wąską dyszę wylotową znajdującą się w wieczku pieca. Z uwagi na bardzo małą średnicę dyszy (0.2 mm) oraz na różnicę ciśnień pomiędzy piecem a komorą próżniową (ok. 10^6 razy) cząsteczki ekspandującego gazu wraz z parami

kadmu osiągają bardzo duże wartości prędkości (znacznie powyżej prędkości dźwięku w próżni). Stąd nazwa – *wiązka naddźwiękowa*. Specyficzna, opracowana na podstawie wieloletnich doświadczeń, budowa komory próżniowej wraz ze wszystkimi elementami zapewnia optymalne warunki do powstania wiązki o możliwie najlepszych parametrach. Należy zadbać przede wszystkim o odpowiednią różnicę temperatur między końcówką wylotową dyszy a resztą pieca, tak by zminimalizować osadzanie się kadmu w dyszy, a tym samym jej zatykanie. Dlatego dysza utrzymywana jest w temperaturze wyższej o 40–50°C od reszty pieca. System wodnego chłodzenia górnej części komory powoduje celowe osadzanie się kadmu na ściankach. Zmniejsza się dzięki temu zawartość par metalu wewnątrz komory, co z kolei chroni okienka „obserwacyjne” przez zbytnim ich napyłaniem. Komora próżniowa wraz z piecem tworzą integralną całość odpowiedzialną za powstawanie wiązki naddźwiękowej.

2. Laser barwnikowy.

W skład układu laserowego wchodzi impulsowy laser pompujący Nd^+ : YAG (Continuum Powerlite 7010), którego częstość repetycji wynosi 10 Hz, zaś średnia energia w impulsie (dla drugiej harmonicznej – 532 nm) wynosi ok. 100 mJ. Wiązka lasera, dzielona przy pomocy płytki światłodzielącej, po skupieniu przy pomocy cylindrycznych soczewek oświetla kuwety lasera barwnikowego, zbudowanego na bazie lasera LCR1 francuskiej firmy Sopra. Integralnymi częściami lasera barwnikowego są: oscylator, kuwetki z roztworem barwnika organicznego (kumaryna 500) oraz kuwetka wzmacniacza. Obecność wzmacniacza jest konieczna w celu wydajnej generacji drugiej harmonicznej częstości podstawowej. Laserujący ośrodek czynny generuje światło spójne o przestrajalnej częstości w zakresie zależnym od rodzaju użytego barwnika. Impuls lasera o częstości podstawowej kierowany jest następnie na kryształ nieliniowy (BBO-C), w którym następuje podwojenie jego częstości. Kolejnym etapem jest odseparowanie od siebie obydwu częstości (podstawowej i drugiej harmonicznej). Umożliwia to zastosowanie przestrzennego selektora długości fali, którym w tym przypadku jest pryzmat. Uzyskana w ten sposób wiązka laserowa o odpowiedniej długości fali (2470Å–2630Å) kierowana jest do komory próżniowej, w której oddziałując z molekularną wiązką naddźwiękową wywołuje fluorescencję obserwowaną przy pomocy fotopowielacza.



Rysunek 9. Schemat blokowy układu laserowego. Na rysunku zaznaczono laser Nd^+ : YAG, którego trzecia harmoniczna po podzieleniu przez płytkę światłodziącą pompuje laser barwnikowy. Dodatkowe oznaczenia na rysunku : **SD** – siatka dyfrakcyjna, **K** – kuwetki z barwnikiem, **F-P** – interferometr Fabry-Perota, **P** – ciśnieniomierz, **L** – lustro wyjściowe oscylatora, **SC** – soczewki cylindryczne skupiające wiązki pompujące w kuwetkach oscylatora i wzmacniacza, **S** – soczewka skupiająca wiązkę na kryształ nieliniowym, **Z** – zawór komory ciśnieniowej, **SH** – druga harmoniczna. Rysunek zaczerpnięty z pracy M.Łukomskiego poddano koniecznym modyfikacjom uwzględniającym część układu odpowiedzialną za ciśnieniowe przestrajanie lasera

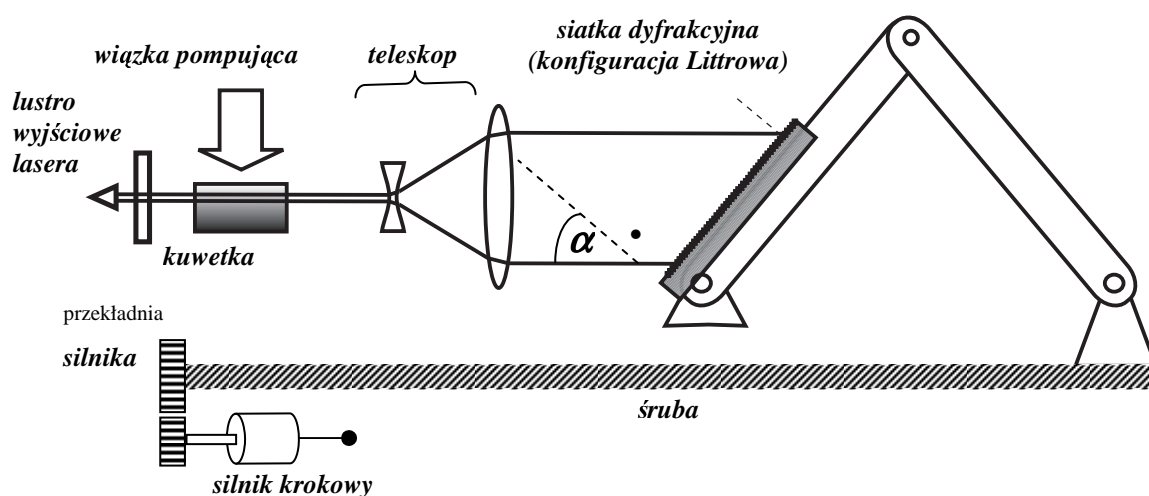
Jak już zostało powiedziane we Wprowadzeniu, zastosowanie lasera barwnikowego do badań spektroskopowych daje ogromne możliwości. Chodzi przede wszystkim o możliwość przestrajania długości fali lasera, w płynny i kontrolowany sposób, a jednocześnie w dość szerokim zakresie (w zależności od rodzaju zastosowanego barwnika od kilkudziesięciu do blisko 200 Å dla drugiej harmonicznej).

Przestrajanie długości fali lasera barwnikowego możliwe jest na dwa sposoby. Pierwszy polega na mechanicznym obrocie siatki dyfrakcyjnej umieszczonej w rezonatorze optycznym lasera. Zastosowanie w tym celu siatki dyfrakcyjnej w układzie Littrowa [3] działającej jako selektywny (ze względu na długość fali λ) reflektor, powoduje że światło odbijane jest jedynie wtedy, gdy spełniony jest warunek interferencji konstruktywnej:

$$2nl \sin \alpha = m\lambda \quad (\text{III.2.1})$$

gdzie l – stała siatki, α – kąt padania światła, m – rząd dyfrakcji, n – współczynnik załamania światła dla fali o długości λ .

Schemat układu mechanicznego obrotu siatki dyfrakcyjnej zamieszczony jest na rysunku 10.



Rysunek 10. Układ mechanicznego przestrajania długości fali lasera barwnikowego. Oznaczenia na rysunku wyjaśnione są w tekście powyżej.

Zastosowany w układzie teleskop służy do przestrzennego rozciągnięcia wiązki w celu oświetlenia jak największej powierzchni siatki, co determinuje jej zdolność rozdzielczą ($\lambda/\Delta\lambda=mN$, gdzie N – liczba oświetlonych rys, w czasie eksperymentu używano siatki o 420 rysach/mm, oraz rzędu dyfrakcji od 6 do 9). Bez wdawania się w szczegółowy opis zasady działania tego układu stwierdzić można, że obrót silnika krokowego, sterowanego przy pomocy komputera, powoduje zmianę kąta α nachylenia siatki względem kierunku padającej wiązki. Konsekwencją tego jest (widoczna z postaci wzoru III.2.1) zmiana długości fali, która po przejściu przez wyjściowe lustro rezonatora, wzmocnieniu, podwojeniu jej częstości w kryształach nieliniowych a następnie przestrzennym rozseparowaniu w pryzmacie, kierowana jest do komory próżniowej.

W tym miejscu należy zwrócić uwagę na istotny fakt dotyczący procedury przestrajania długości fali przy pomocy obrotu siatką. Chodzi o zapewnienie stałości i maksymalnego natężenia drugiej harmonicznej w czasie przestrajania. Dzięki temu zyskuje się pewność, że do wzbudzania cząsteczek w wiązce naddźwiękowej wykorzystywane jest maksimum generowanej mocy. Aby zrozumieć konieczność stosowania drugiej harmonicznej do wzbudzania cząsteczek należy powiedzieć, że interesujące nas przejście elektronowe leży w obszarze bliskiego ultrafioletu (od 2500 Å do 2650 Å - dane na podstawie pracy doktorskiej M. Łukomskiego [5]), podczas gdy podstawowa długość fali obejmuje zakres (dla kumaryny

500) od 4940 Å do 5260 Å. Widać więc, że podwajanie częstości w kryształach nieliniowych jest niezbędne. Aby zaś zapewnić stabilność mocy drugiej harmonicznej w jej maksimum konieczny jest synchroniczny obrót kryształu wraz z obrotem siatki, za co odpowiedzialne są dwa silniki krokowe sterowane przy pomocy komputera.

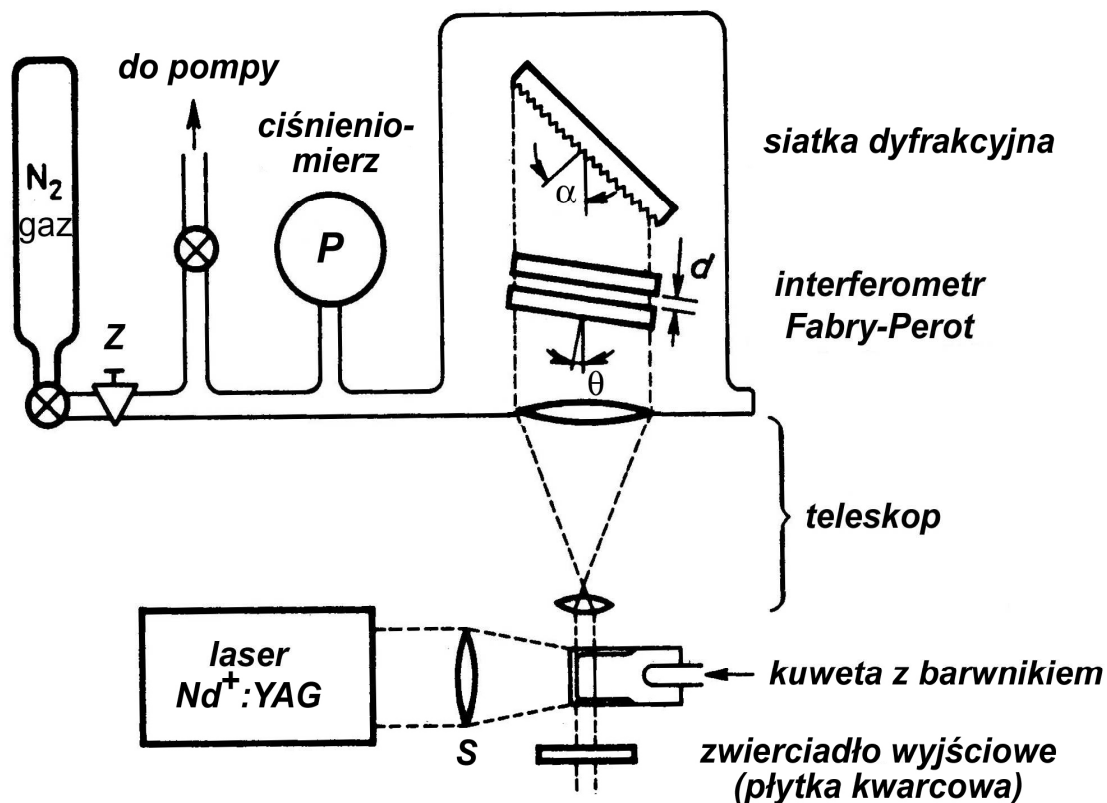
3. Układ sterowania ciśnieniowego.

Drugim sposobem przestrajania długości fali lasera barwnikowego jest **przestrajanie ciśnieniowe**. Zakres przestrajania osiągnąć dzięki tej metodzie jest jednak o blisko dwa rzędy wielkości mniejszy od zakresu osiąganego dzięki metodzie przestrajania mechanicznego. Posiada natomiast pewne zalety (jak np. większa dokładność), które nie są osiągalne w przestrajaniu obrotem siatki. Idea tej metody została zasygnalizowana już we wstępie. W tym miejscu należy się jednak bardziej szczegółowo omówienie jej teoretycznych podstaw oraz praktycznego zastosowania.

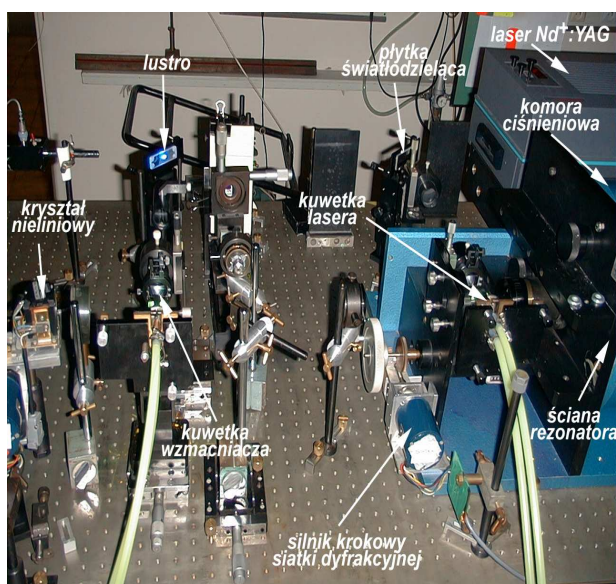
Optyczna rezonansowa częstość fali wewnątrz interferometru o stałej odległości pomiędzy ściankami ($t=\text{const}$) pozostaje stała tak długo, jak długo współczynnik załamania światła w gazie (np. azot) i odpowiadająca mu częstość fali świetlnej, zmieniają się (zgodnie z zależnością $\nu = \frac{c}{n \cdot \lambda}$). Dopóki stopień przestrajania odpowiadający zmianom ciśnienia jest niezależny od odległości ścianek interferometru, możliwe jest jednoczesne przestrajanie różnych interferometrów wewnątrz wspólnej komory ciśnieniowej bez konieczności mechanicznej zmiany ich położenia lub rozstawów interferometrów [8].

W układzie doświadczalnym opisywanym w tej pracy dysponowano jednym interferometrem Fabry-Perota o odległości między płytkami $t=2.7$ mm oraz odbiciową siatką dyfrakcyjną w układzie Littrowa zamkniętymi w komorze ciśnieniowej, wewnątrz której możliwa jest kontrolowana zmiana ciśnienia gazu – azotu (Rysunek 11 oraz zdjęcia 1 i 2). W tym przypadku dzięki tym zmianom możliwe jest przestrajanie częstości fali odbijanej przez siatkę dyfrakcyjną, która jednocześnie wybiera ustaloną wewnątrz komory długość fali, zależną tylko od geometrii układu. Jeśli długość fali światła λ nie zmienia się w ośrodku gazowym o zmiennym współczynniku załamania n , odpowiadająca jej długość fali w próżni zmienia się liniowo wraz ze zmianą n zgodnie ze wzorem:

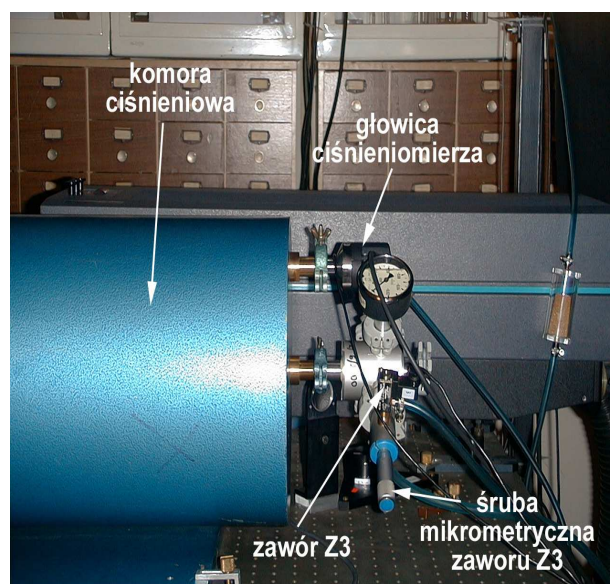
$$\lambda_{\text{próż.}} = \lambda n. \quad (\text{III.3.1})$$



Rysunek 11. Schemat układu sterownia ciśnieniowego. Oznaczenia na rysunku: S – soczewka, Z – zawór dozujący sterowany przy pomocy komputera. Rysunek wykonany na podstawie oryginału zaczerpniętego z artykułu [8].



Zdjęcie 1. Fragment układu doświadczalnego.



Zdjęcie 2. Komora ciśnieniowa i układ zaworów.

Współczynnik załamania gazu zależy od jego gęstości ρ według wzoru:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \rho \cdot const \quad (\text{III.3.2})$$

Dopóki gęstość zmienia się liniowo wraz z ciśnieniem gazu, wartości p i n są zazwyczaj bardzo bliskie jedności, stad z dobrym przybliżeniem możemy wzór III.3.2 zapisać:

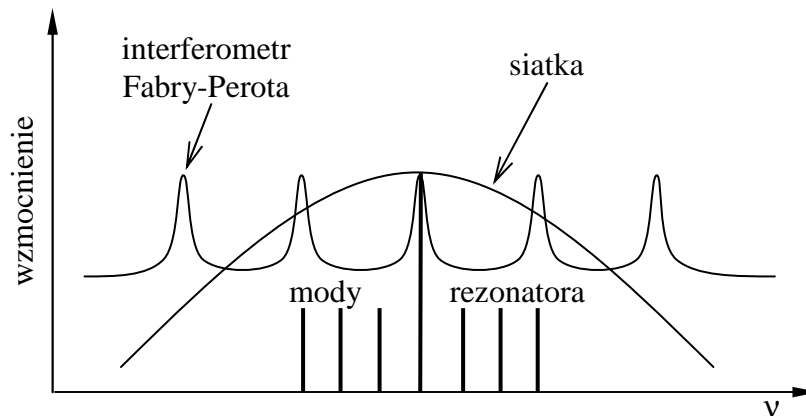
$$n - 1 = p \cdot const . \quad (\text{III.3.3})$$

Mamy więc wynikającą stąd zależność determinującą zmiany długości fali odpowiadające zmianom ciśnienia, która opisana jest wzorem:

$$\Delta\lambda = 2.778 \cdot 10^{-4} \cdot \Delta p \cdot \lambda , \quad (\text{III.3.4})$$

gdzie $\Delta\lambda$ to względna zmiana długości fali, Δp – zmiana ciśnienia (w atmosferach), λ – długość fali lasera wybierana przez siatkę, zaś współczynnik proporcjonalności zależy od rodzaju użytego gazu (dla suchego azotu w temp 20°C wynosi $n_{\text{azotu}} - 1 = 2.778 \cdot 10^{-4}$). I tak np. dla $\lambda = 5164 \text{ \AA}$ oraz zmiany ciśnienia $\Delta p = 1 \text{ atm}$ mamy względną zmianę długości fali $\Delta\lambda \approx 1.4 \text{ \AA}$. Widać, że zakres osiągnany dzięki ciśnieniowemu przestrajaniu nie jest zbyt duży w porównaniu z zakresem przestrajania mechanicznego, niemniej jednak w niektórych przypadkach wystarczający. Z uwagi na niewielki zakres zmian częstości w czasie przestrajania ciśnieniowego nie ma obserwowalnych zmian natężenia drugiej harmonicznej. Dlatego też nie ma konieczności synchronizacji obrotu kryształu w czasie zmian ciśnienia w komorze rezonatora z obrotem kryształu podwajającego.

Zastosowanie powietrznego interferometru Fabry-Perota powoduje, że z wielomodowego trybu pracy, jakim charakteryzuje się laser barwnikowy, wybierany jest tylko jeden mod, co schematycznie ilustruje Rysunek 12.

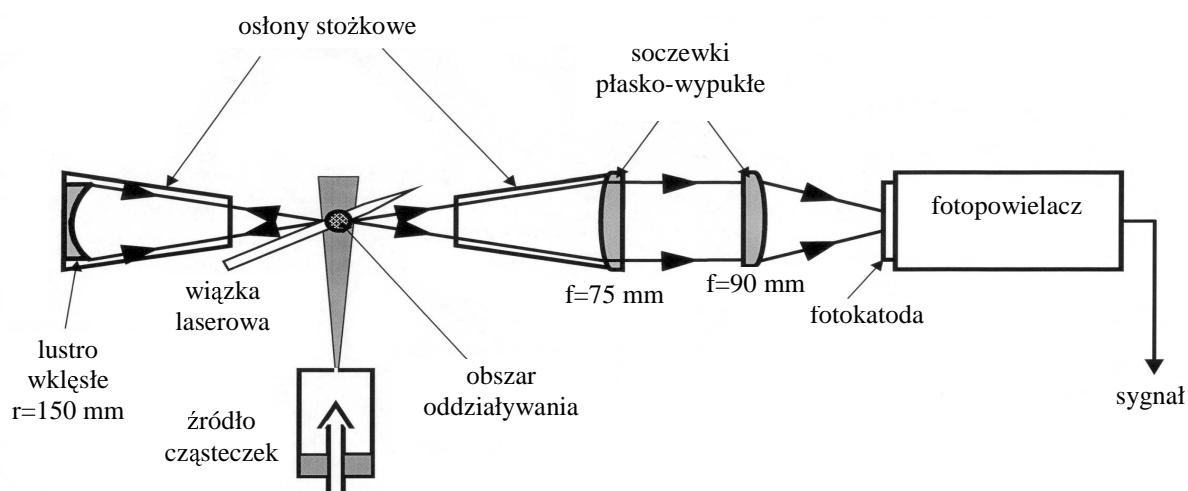


Rysunek 12. Charakterystyki poszczególnych selektorów optycznych w rezonatorze lasera. Wstępna selekcja częstości dzięki zastosowaniu siatki i selekcja modów za pomocą interferometru Fabry-Perota., który ma zapewnić pracę jednomodową.

Aby nie tracić przejrzystości na rysunku pominięto obwiednię wzmocnienia lasera, należy jednak pamiętać, że powyższy schemat tak naprawdę nałożony jest na krzywą wzmocnienia lasera, co jednak nie wpływa na sposób zobrazowania idei selekcji modów przy użyciu powietrznego interferometru Fabry-Perota. Dokładna analiza powyższego rysunku prowadzi do zasadniczego wniosku: gdyby dysponować sposobem kontrolowanego „ruchu” obwiednią selektora modów – interferometru Fabry-Perota, można byłoby w płynny i bardzo dokładny sposób zmieniać długość fali lasera. I właśnie w tym momencie z pomocą przychodzi metoda przestrajania ciśnieniowego, w której dzięki zmianom ciśnienia gazu w obszarze między lustrami interferometru uzyskujemy zmianę współczynnika załamania światła w tym obszarze, a co za tym idzie długości fali lasera. Ten fakt jest kluczowym stwierdzeniem jeśli chodzi o teoretyczne podstawy zastosowania metody przestrajania ciśnieniowego.

4. Układ detekcyjny.

Obszar oddziaływania światła laserowego z wiązką molekularną znajduje się w centralnej części komory próżniowej. W tym miejscu, za pomocą soczewki ogniskowanej jest światło drugiej harmonicznej w taki sposób, aby średnica jej przekroju poprzecznego wynosiła ok. 0.5-1.0 mm. Wynikiem oddziaływania wiązki laserowej z badanymi molekułami jest fluorescencja rejestrowana przy pomocy fotopowielacza (Rysunek 13).

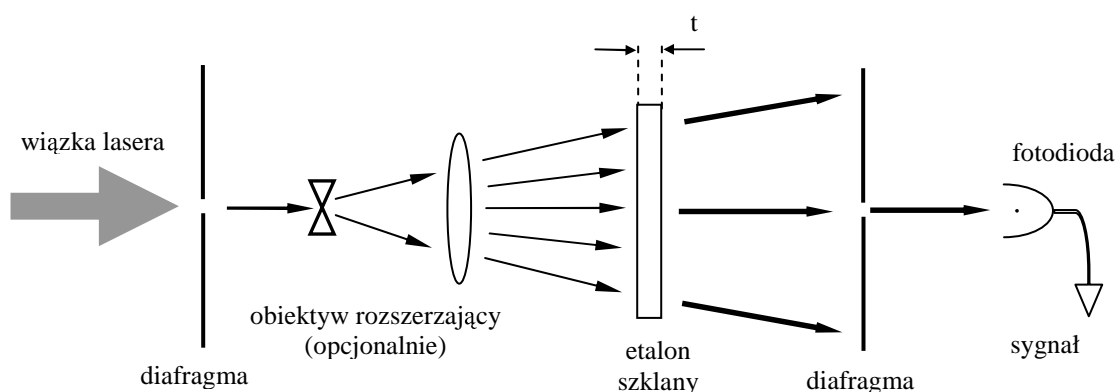


Rysunek 13. Schemat układu detekcyjnego. Fluorescencja wzbudzana światłem laserowym obserwowana jest przy pomocy układu fotopowielacz + oscyloskop + komputer. Lustro wklęsłe umieszczone w drugim ramieniu komory służy zwiększeniu ilości światła docierającego do aparatury detekcyjnej. Osłony stożkowe ograniczają ilość rozpraszanego światła, które rejestruje detektor oraz redukują napylanie elementów optycznych kadmem. Rysunek zaczerpnięty z rozprawy habilitacyjnej J. Koperskiego [4].

Używany w czasie pomiarów fotopowielacz 9893QB/350 firmy Electron Tubes chłodzony był przy pomocy urządzenia Thorn EMI: FACT-50 MK III w celu zredukowania tzw. „prądu ciemnego”.

Aby zminimalizować zakłócenia sygnału pochodzące od rozproszonego światła o częstości podstawowej, w fotopowielaczu zastosowano fotokatodę o zakresie czułości od 2000 Å do 5000 Å. Sygnał z fotopowielacza obserwowany był na cyfrowym oscyloskopie TDS-210 (Tektronix), który podłączony do komputera za pośrednictwem karty GPIB (AT-GPIB/TNT) umożliwiał rejestrację i archiwizację danych.

Układ ciśnieniowego przestrajania testowany był w dwóch etapach. Pierwszy etap polegał na rejestracji prążków interferencyjnych powstających po przejściu wiązki lasera przez etalon o znanej wartości FSR (Free Spectral Range - parametr charakteryzujący dany etalon). Schemat układu w tej fazie testów pokazany jest na Rysunku 14.

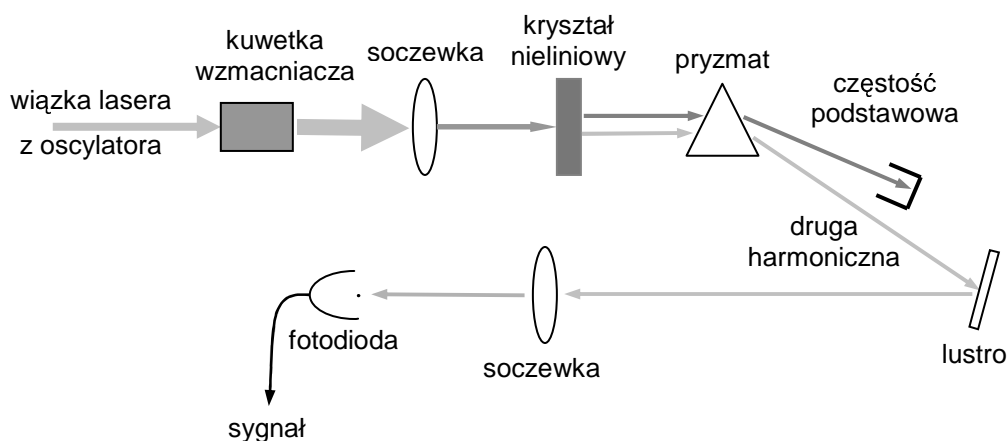


Rysunek 14. Schemat układu testowego sprawdzającego poprawności działania metody przestrajania ciśnieniowego. Na rysunku t oznacza grubość etalonu.

Wiązka lasera po wyjściu z komory ciśnieniowego przestrajania była odseparowywana od światła pochodzącego od wzmocnionej fluorescencji barwnika (ASE) przy pomocy diafragmy. Następnie, po rozszerzeniu jej przy pomocy soczewki obiektywu (opcjonalnie pomiar można wykonać bez używania soczewki), padała na etalon szklany o znanej grubości t (podczas pomiarów używano etalonów o grubościach 3 mm, 5 mm i 10 mm, o wartościach FSR równych odpowiednio 35.5 GHz, 21.5 GHz i 10.5 GHz). Z prążków interferencyjnych powstałych dzięki etalonowi wybierany był (przy pomocy drugiej diafragmy) prążek zerowego rzędu, którego zmiany natężenia rejestrowano przy użyciu fotodiody (typ OPT 301 Burr-Brown) podłączonej do układu oscyloskop + komputer. Układ taki umożliwiał obserwację „defilujących” prążków i jednoczesną rejestrację danych w

postaci pliku tekstowego, w którym zapisywane było ciśnienie i odpowiadająca mu względna częstota lasera (w cm^{-1}) oraz napięcie prądu fotodiody.

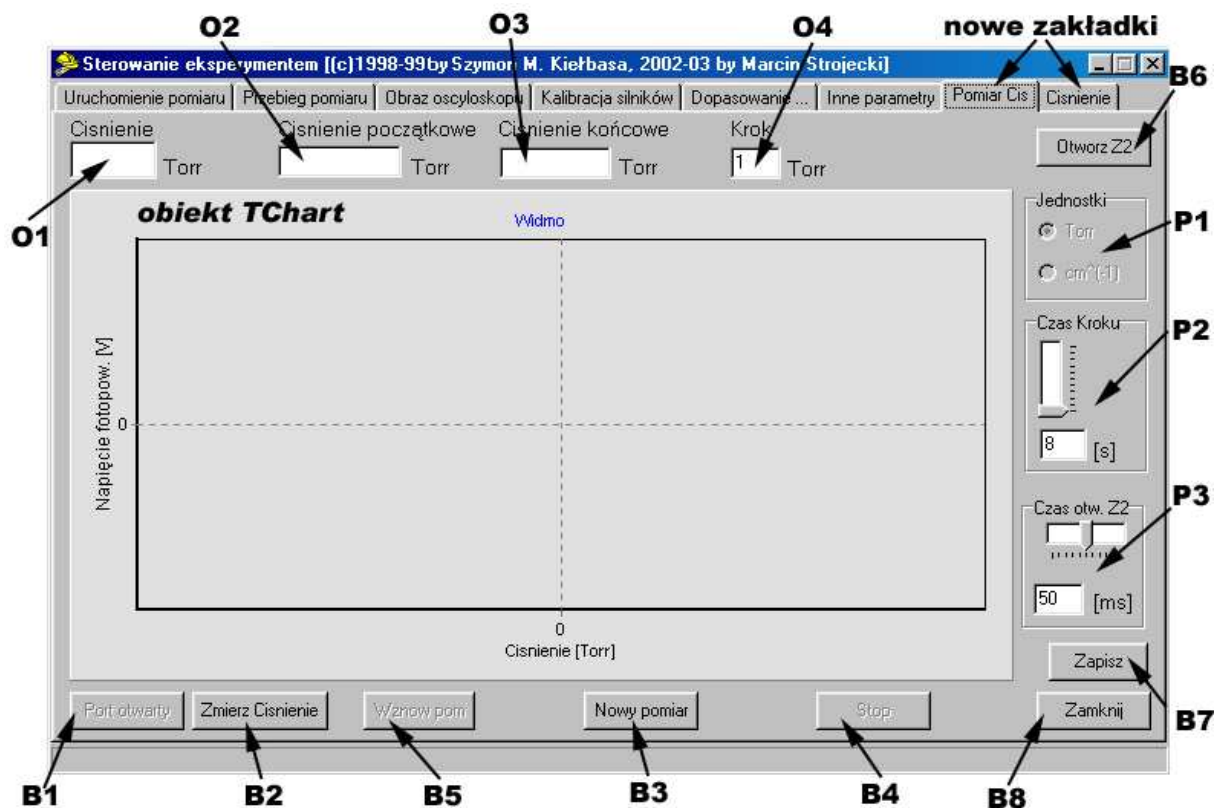
W drugim etapie testów mierzono stabilność natężenia drugiej harmonicznej lasera w trakcie przestrajania ciśnieniowego. Schemat układu podczas tego pomiaru pokazany jest poniżej na Rysunku 15.



Rysunek 15. Schemat układu eksperymentalnego do badania stabilności natężenia drugiej harmonicznej w czasie przestrajania ciśnieniowego. Kryształ nieliniowy nie był obracany.

5. Opis programu sterującego oraz urządzeń pomiarowych.

Na potrzeby eksperymentu, przez autora pracy został napisany program komputerowy, przy pomocy którego możliwe było przeprowadzenie całej procedury pomiarowej z zastosowaniem przestrajania ciśnieniowego. Program jest napisany (a właściwie dopisany i dołączony do istniejącej już części odpowiedzialnej za dotychczasowe pomiary autorstwa Sz. M. Kiełbasy) w wizualno-obiektowym środowisku C++ Builder 6.0 firmy Borland pracującym w systemie WINDOWS 98SE PL. Przez autora zostały stworzone dwie nowe zakładki: „Pomiar Cis.” oraz „Cisnienie”, które zawierają elementy (komponenty) niezbędne do prawidłowego działania programu i wizualizacji pomiaru. W nowej części wykorzystane są istniejące już zdefiniowane funkcje między innymi do komunikacji z oscyloskopem cyfrowym. Rysunek 16 przedstawia tę właśnie część, która stanowi główną zakładkę, dzięki której odbywa się ciśnieniowe przestrajanie częstoty lasera barwnikowego.



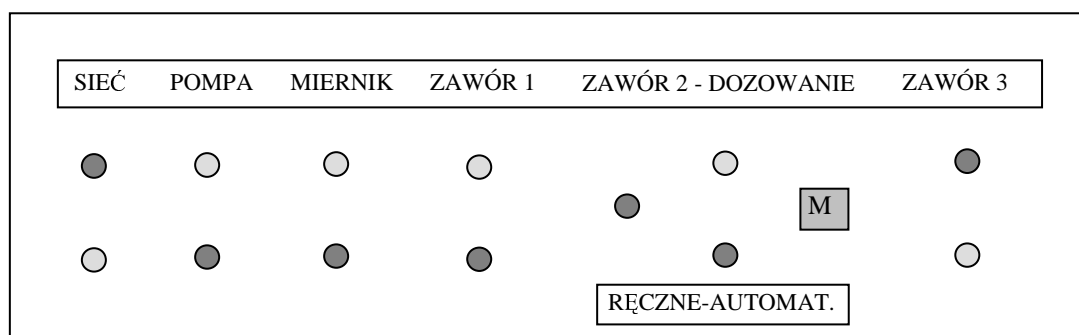
Rysunek 16. Zakładka programu sterowania ciśnieniowego przestrajania lasera barwnikowego.

Główne okno zawiera obiekt **TChart**, dzięki któremu możliwa jest wizualizacja przebiegu pomiaru w czasie rzeczywistym. Wynikiem jest wykres zależności napięcia fotopowielacza (lub fotodiody) w funkcji ciśnienia (istnieje możliwość przeliczenia, wzór III.3.4, zmian ciśnienia na odpowiadające im zmiany częstości lasera w cm^{-1} – panel P1 $\nu[\text{cm}^{-1}] = \frac{10^8}{n_{\text{azot}} \cdot \lambda[\text{A}]}$). Uściślając, na osi pionowej odkładane są wartości, które są scałkowanym w podanych granicach sygnałem z detektora (fotopowielacz lub fotodioda). Oprócz głównej zakładki sterowania ciśnieniowego w programie dostępna jest jeszcze zakładka „Ciśnienie”. Pozwala ona na śledzenie zmian ciśnienia w czasie kolejnych kroków pomiaru (w idealnym przypadku powinna to być prosta nachylona pod kątem 45° do obydwu osi, jednak z uwagi na rzeczywiste nieszczelności układu (tzw. „nacieki”), możliwe są lokalne zmiany jej nachylenia). Z poziomu programu sterującego są następujące czynności:

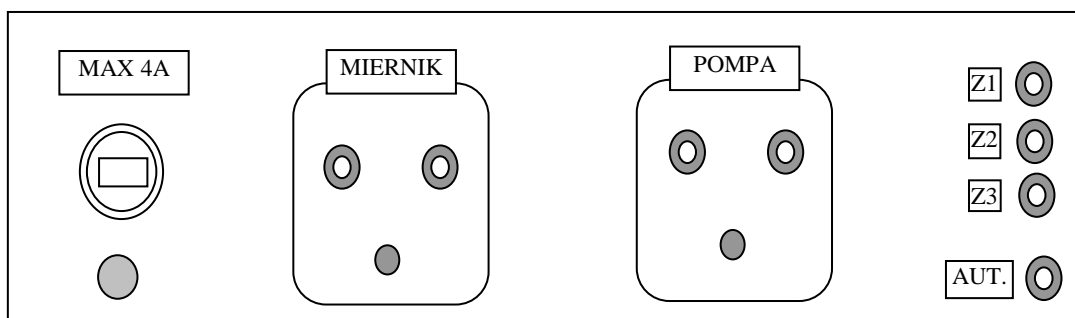
- Otwarcie, przy pomocy przycisku B1, portu COM do komunikacji z ciśnieniomierzem – domyślnie jest otwarty port COM1.
- Pomiar aktualnego ciśnienia w komorze po naciśnięciu przycisku B2, odczytana wartość wyświetlana jest w okienku O1.
- Uruchomienie pomiaru przyciskiem B3.

- Ustalenie parametrów początkowych pomiaru: ciśnienie początkowe – okienko O2, ciśnienie końcowe – okienko O3, krok – okienko O4.
- Zatrzymanie pomiaru – przycisk B4.
- Wznowienie pomiaru – przycisk B5.
- Otwarcie bądź zamknięcie zaworu dozowania gazu Z2 – przycisk B6.
- Zapisanie wyników w pliku – przycisk B7.
- Zamknięcie programu – przycisk B8.
- Ustalenie czasu trwania jednego kroku pomiarowego (3–8 s) – panel P2.
- Ustalenie czasu (20–100 ms) na jaki otwierany ma być zawór dozujący Z2 – panel P3, opcja ta ma zastosowanie, w przypadku kiedy gaz dozowany jest cyklicznie przez naprzemienne otwieranie i zamykanie na ustalony czas zaworu Z2. Oprócz tego istnieje drugi, alternatywny sposób dozowania gazu, który polega na otwarciu zaworu Z3 (szczegóły w tekście poniżej oraz w Rozdziale VI – dodatku zawierającym kod źródłowy programu), o regulowanej szybkości dozowania gazu na czas, który jest potrzebny do osiągnięcia ustalonego ciśnienia w komorze po kolejnym kroku pomiarowym.

Komputerowe sterowanie zaworem (Z2 lub Z3) możliwe jest dzięki podłączeniu go (za pośrednictwem sterownika firmy ŻA-RT s.c., który nieznacznie zmodyfikowano zgodnie z potrzebami programu – Rysunek 17) do portu równoległego LPT, w którym wykorzystywany jest tylko jeden najstarszy bit oraz tzw. masa. Tak więc w praktyce otwarcie zaworu polega na wysłaniu na pierwszy bit portu LPT logicznej jedynki, zamknięcie zaś następuje po wysłaniu logicznego zera.



Rysunek 17a. Schemat przedniego panelu sterownika układu ciśnieniowego przestrajania. Ciemne kropki oznaczają włączniki poszczególnych elementów, jasne zaś – diody sygnalizujące stan urządzeń.



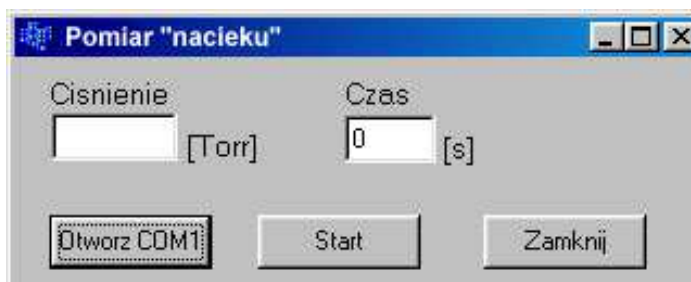
Rysunek 17b. Schemat tylnego panelu sterownika. Widoczne są gniazda zasilające pompę membranową oraz miernik ciśnienia, a także oznaczenie bezpiecznika. Z1,Z2,Z3 oraz AUT. oznaczają gniazda typu „mały jack” umożliwiające podłączenie zaworów komory ciśnieniowej oraz sygnału komputerowego sterowania zaworem Z2 lub Z3.

W pierwotnej wersji programu zmiany ciśnienia uzyskiwane były przez cykliczne otwieranie zaworu Z2, przez który dozowany był gaz. Jednak ten sposób powodował powstawanie znacznych zakłóceń w czasie odczytywania danych z oscyloskopu, ponieważ zmiana stanu zaworu Z2 (cewka elektromagnetyczna) wymagała podania na niego stosunkowo dużego prądu (ok. 0.5 A i 32 V), który generował duże zmienne pole elektromagnetyczne zakłócające mierzony sygnał. Częściowym rozwiązaniem tego problemu było 64-krotne uśrednianie sygnału przy pomocy jednej z funkcji oscyloskopu oraz czekanie odpowiednio długiego czasu przed odczytaniem danych. W finalnej wersji programu dozowanie gazu odbywa się poprzez otwarcie zaworu Z3 (zawór ten dzięki zamontowanej na nim śrubie mikrometrycznej ma możliwość regulacji szybkości przepływu gazu) na określony czas potrzebny do osiągnięcia żądanej wartości ciśnienia. Dzięki temu zminimalizowano liczbę otwarć zaworu, a tym samym wpływ zakłóceń pola elektromagnetycznego na mierzony sygnał. Aby jednak możliwy był ten sposób regulacji ciśnienia, niezbędnym było wykonanie dwóch czynności. Po pierwsze należało zmienić sposób podłączenia wtyczek zaworów Z2 i Z3, tak aby zawór Z3 podłączony był do sterownika w miejsce przeznaczone dla zaworu Z2 (gdyż tylko tym wyjściem można sterować przy pomocy komputera). Po drugie należało dokonać niewielkiej modyfikacji części programu odpowiedzialnej za sterowanie zaworem (patrz * w dodatku VI).

Jeśli chodzi o sposób komputerowego odczytywania ciśnienia w komorze, możliwy on jest za pośrednictwem miernika (w czasie eksperymentu używany był ciśnieniomierz MEMBRANOVAC DM11 wraz z głowicą DI 2000 firmy LEYBOLD) podłączonego do jednego z portów szeregowych COM komputera przy pomocy kabla wykonanego zgodnie z instrukcją dołączoną wraz urządzeniem. Od strony programistycznej komunikacja z

ciśnieniomierzem polega na wysłaniu do urządzenia zapytania o aktualną wartość ciśnienia: „MES R<CR>”, CR oznacza klawisz ENTER o kodzie ASCII 13d. Po odebraniu takiego komunikatu miernik odpowiada np. „DM1:MBAR:2.00E+01<CR>”. W zależności od ustawienia jednostek możemy mieć po pierwszym dwukropku MBAR, TORR, MICRON lub PA. Następnie zakodowana jest wartość zmierzonego ciśnienia - 2.00E+01 oznacza po prostu liczbę 2. Tak więc w podanym przypadku miernik wysłał do komputera zmierzoną wartość ciśnienia równą 2 mbary.

W tym miejscu należy również wspomnieć o rzeczywistym parametrze układu doświadczalnego jakim jest jego szczelność (pomiar testujący szybkość powstawania „nacieku” zawarty jest w rozdziale IV dotyczącym wykonanych pomiarów). Przyczyn tego należy upatrywać w dużej masie komory ciśnieniowej przy jednoczesnym dość niekorzystnym sposobie jej zamocowania (przykręcona jest sześcioma śrubami do pionowej ściany rezonatora lasera). Innym powodem szczelności układu są niedoskonałości śrubowych połączeń głowicy ciśnieniomierza z komorą oraz zaworów z głowicą. W celu zmierzenia prędkości zmian ciśnienia w wyniku istnienia „nacieku” został napisany przez autora pracy krótki program (patrz dodatek VI) w środowisku C++ Builder 6.0. Aplikacja posiada trzy przyciski: otwarcia portu COM1 do komunikacji z ciśnieniomierzem, rozpoczęcia pomiaru i zamknięcia okna, co jest jednoznaczne z zatrzymaniem pomiaru. Wygląd interfejsu pokazany jest poniżej na rysunku 18.



Rysunek 18. Wygląd interfejsu aplikacji do pomiaru szybkości powstawania „nacieku”.

Wartość aktualnie mierzonego ciśnienia wyświetlana jest w lewym okienku edycyjnym, zaś czas trwania pomiaru w sekundach – w prawym. Dane przedstawiające zależność zmiany ciśnienia w komorze w funkcji czasu zapisywane są do pliku tekstowego w postaci dwóch kolumn. Pierwsza kolumna odpowiada zmianom ciśnienia w torach, druga - czas w sekundach. Na podstawie tych danych sporządzony został wykres szybkości powstawania „nacieku” (Rysunek 23).

IV. Przebieg eksperymentu i wykonane pomiary.

Pomiary wykonywane były w dwóch etapach. Pierwszy etap polegał na przeprowadzeniu szeregu pomiarów testujących działanie metody oraz programu sterującego ciśnieniowym przestrajaniem lasera barwnikowego. Pomiary te były jednocześnie weryfikacją poprawności całej części teoretycznej dotyczącej metody ciśnieniowego przestrajania lasera oraz napisanej w tym celu przez autora pracy części programu sterującego pomiarami. W drugim etapie przeprowadzono pomiar właściwy, który polegał na zmierzeniu widma wzbudzenia molekuł kadmu. Konkretnie zmierzono fragment jednej składowej przejścia oscylacyjnego z zawartymi w niej składowymi izotopowymi z próbą rozdzielenia struktury rotacyjnej.

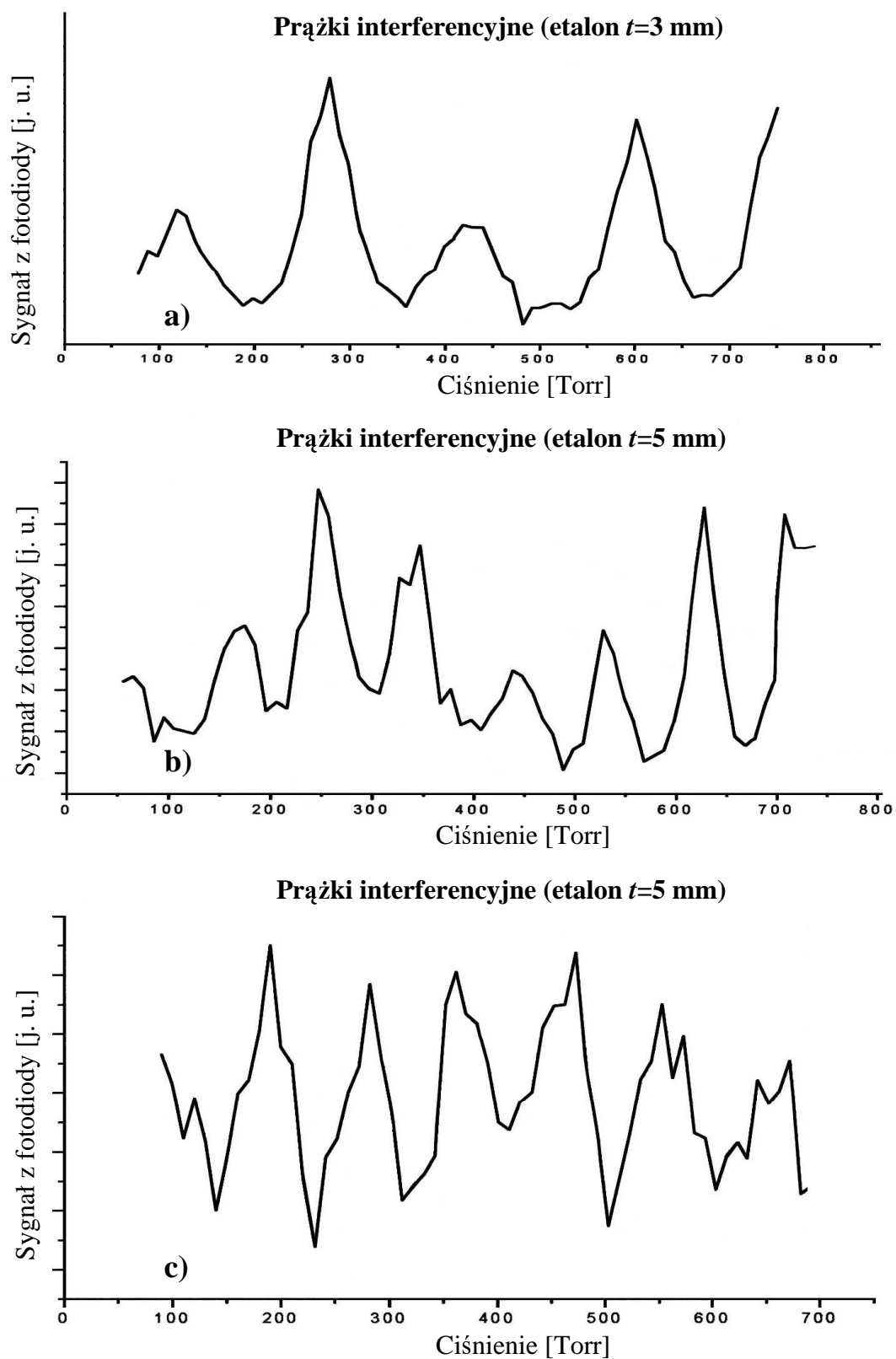
1. Pomiary testowe.

Wykonano dwa rodzaje testów. Pierwszy polegał na ustawieniu układu zgodnie z Rysunkiem 14 i rejestracji „defilady” prążków interferencyjnych pochodzących od etalonu o znanej wartości FSR w czasie przestrajania ciśnieniowego. Pomiary wykonano dla trzech etalonów szklanych ($n=1.4$) o grubościach: 3 mm (FSR=36.5 GHz), 5 mm (FSR=21.5 GHz) oraz 10 mm (FSR= 10.5 GHz). Cała procedura pomiarowa przebiegała zgodnie z kolejnością:

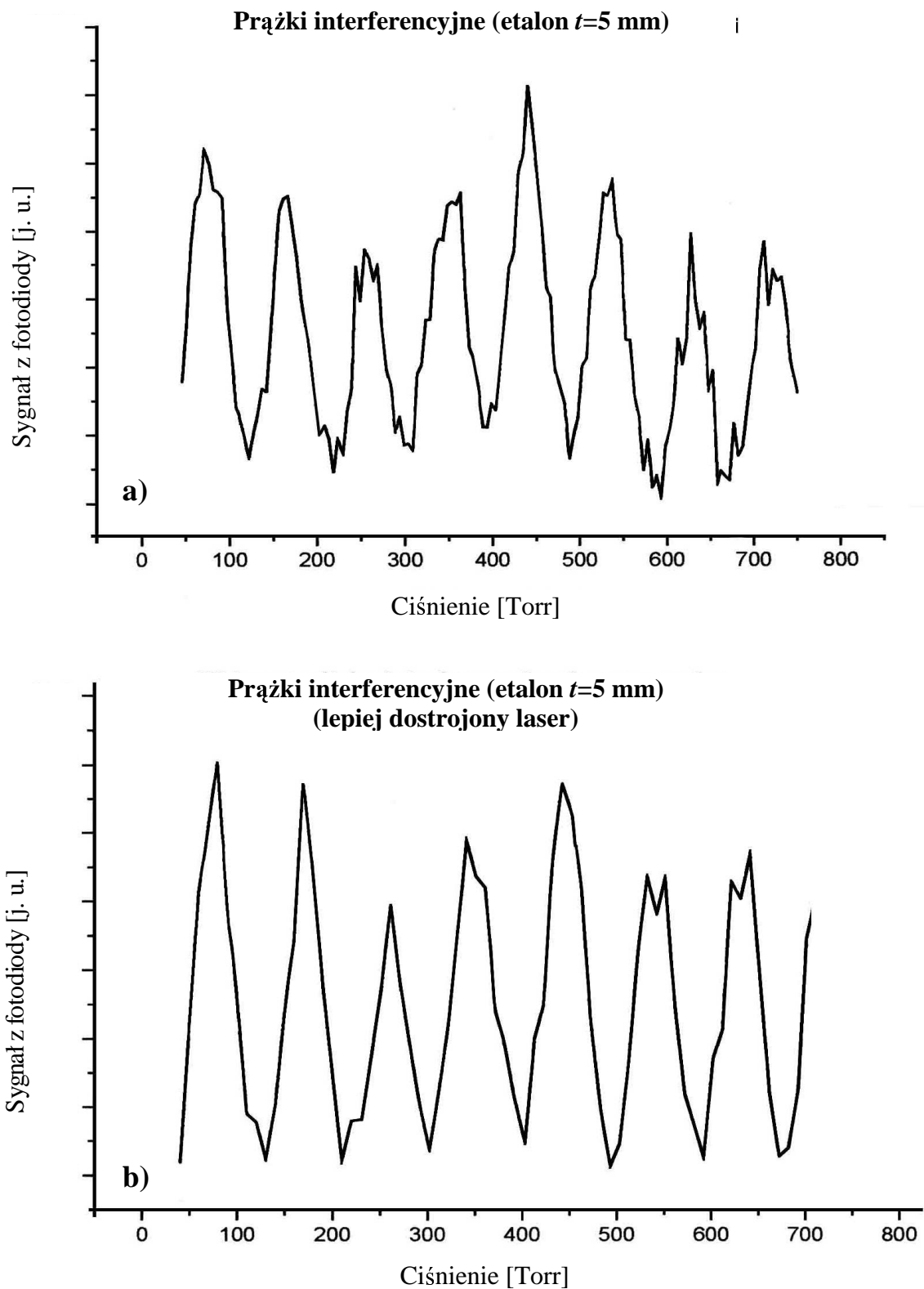
- 1) Uruchomienie lasera barwnikowego i ustawienie odpowiedniego ciśnienia (ok. 1-2 atm) na reduktorze butli zawierającej suchy azot o czystości 99.999%.
- 2) Włączenie pompy membranowej i otwarcie zaworu Z1 w celu odpompowania gazu z komory ciśnieniowej.
- 3) Uruchomienie programu sterującego, wybranie zakładki „Pomiar Cis.”, otwarcie portu COM1 do komunikacji z ciśnieniomierzem (domyślnie otwierany jest COM1, dlatego też opcja ta jest niedostępna; zmiana portu możliwa jest po drobnej modyfikacji programu – patrz ** w dodatku VI).
- 4) Ustalenie parametrów pomiaru tj. ciśnienia początkowego, ciśnienia końcowego, kroku, z którym ma być pomiar wykonywany oraz czasu trwania kroku (opcja ustalenia czasu otwarcia zaworu w tej wersji programu jest niedostępna).
- 5) Wystartowanie pomiaru.

W trakcie trwania pomiaru możliwa jest zmiana jednostek na osi poziomej, zatrzymanie pomiaru oraz jego wznowienie (ze zmianą bądź bez zmiany parametrów). W każdej chwili dostępna jest opcja zapisywania wyników oraz przerwanie pomiaru.

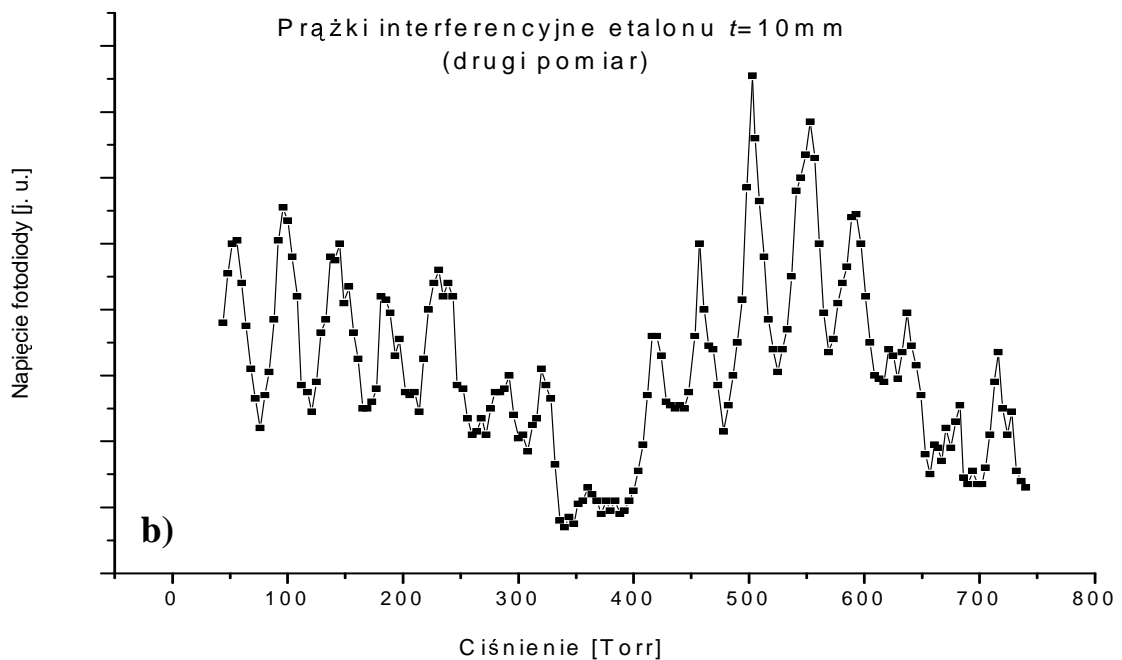
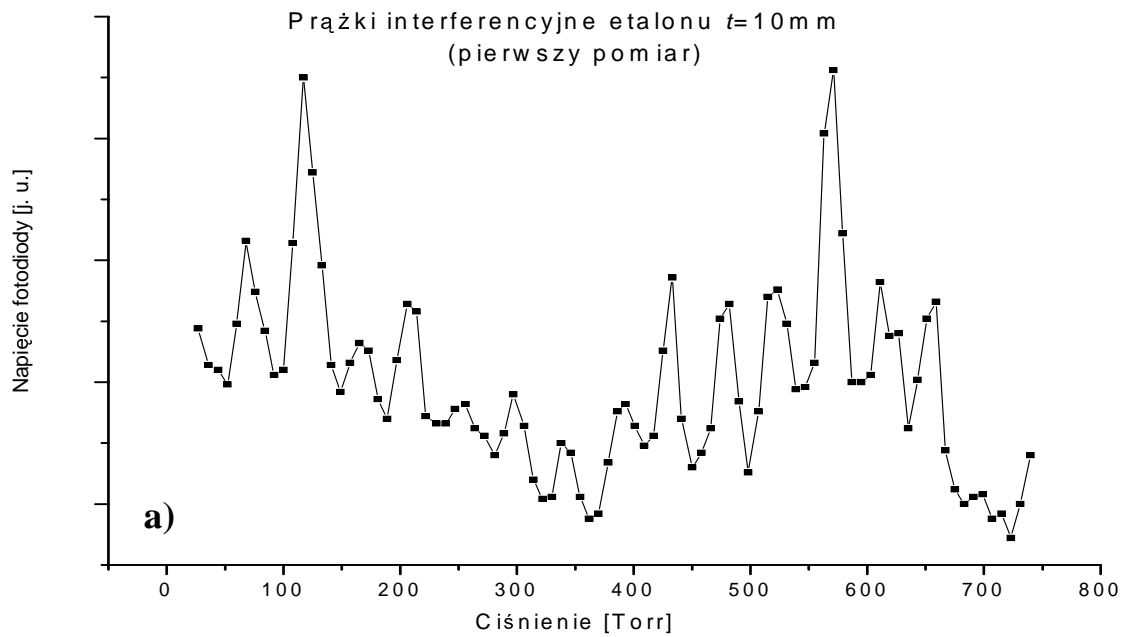
Poniżej zamieszczono rezultaty wykonanych pomiarów testowych – „defilowanie” prążków interferencyjnych.



Rysunek 19. Prążki interferencyjne uzyskane na: **a)** etalonie o grubości 3 mm – FSR 35.5 GHz; **b)** i **c)** etalonie o grubości 5 mm – FSR 21.5 GHz. Jakość rysunku wynika z faktu, że jest on wydrukowany i zeskanowany.



Rysunek 20. Prążki interferencyjne uzyskane po przejściu przez etalon o grubości $t=5$ mm – FSR=21.5 GHz. a) zmierzone na układzie z soczewką rozszerzającą wiązkę, b) na układzie bez soczewki po uprzednim wyjustowaniu lasera. Wynik ten zasługuje na szczególną uwagę.



Rysunek 21. Prążki interferencyjne uzyskane z użyciem etalonu o grubości $t=10\text{ mm}$ – $\text{FSR}=10.5\text{ GHz}$. Na rysunkach a) i b) widać charakterystyczną obwiednię amplitudy zarejestrowanych prążków. Szacunkowa analiza częstości modulacji pozwoliła na wyciągnięcie wniosku, że obwiednia ta może pochodzić od ścianek kuwety lasera barwnikowego, które będąc kwarcowymi płytkami płasko-równoległymi o grubości 1.9 mm tworzą swoiste etalony o wartości FSR odpowiadającej w przybliżeniu tej częstości. Na rysunkach 19 i 20 obwiednia ta jest mniej widoczna co może być wytłumaczone tym, że pomiary z obu rysunków przeprowadzane były w różnych dniach i przy innych ustawieniach układu eksperymentalnego.

Mając dane odpowiadające zarejestrowanym prążkom (dla każdego pomiaru – Rysunki 19a, b, c; 20a, b oraz 21a, b) dofitowano do poszczególnych pików funkcje Gaussa. Dzięki temu wyznaczono położenia centrum każdego piku. Na tej podstawie, po przeprowadzeniu regresji liniowych, uzyskano wartości parametrów współczynników kierunkowych dofitowanych prostych oraz ich błędy. Wartości te odpowiadały średnim odległościom pomiędzy środkami dopasowanych funkcji Gaussa wyrażonym w jednostkach ciśnienia. Następnie korzystając z wzoru (III.3.4) obliczono odpowiadające tym wartościom względne zmiany długości fali, które po przeliczeniu na jednostki częstości (cm^{-1} oraz GHz) można porównać z wartościami FSR poszczególnych etalonów obliczonymi w alternatywny sposób. Obliczone w ten sposób wartości oraz wartości prawdziwe (wynikające z wartości t i $n_{\text{szkła}}$) zamieszczone są poniżej w Tabeli 2.

Tabela 2. Wartości obliczone na podstawie zarejestrowanych prążków oraz prawdziwe wartości FSR poszczególnych etalonów.

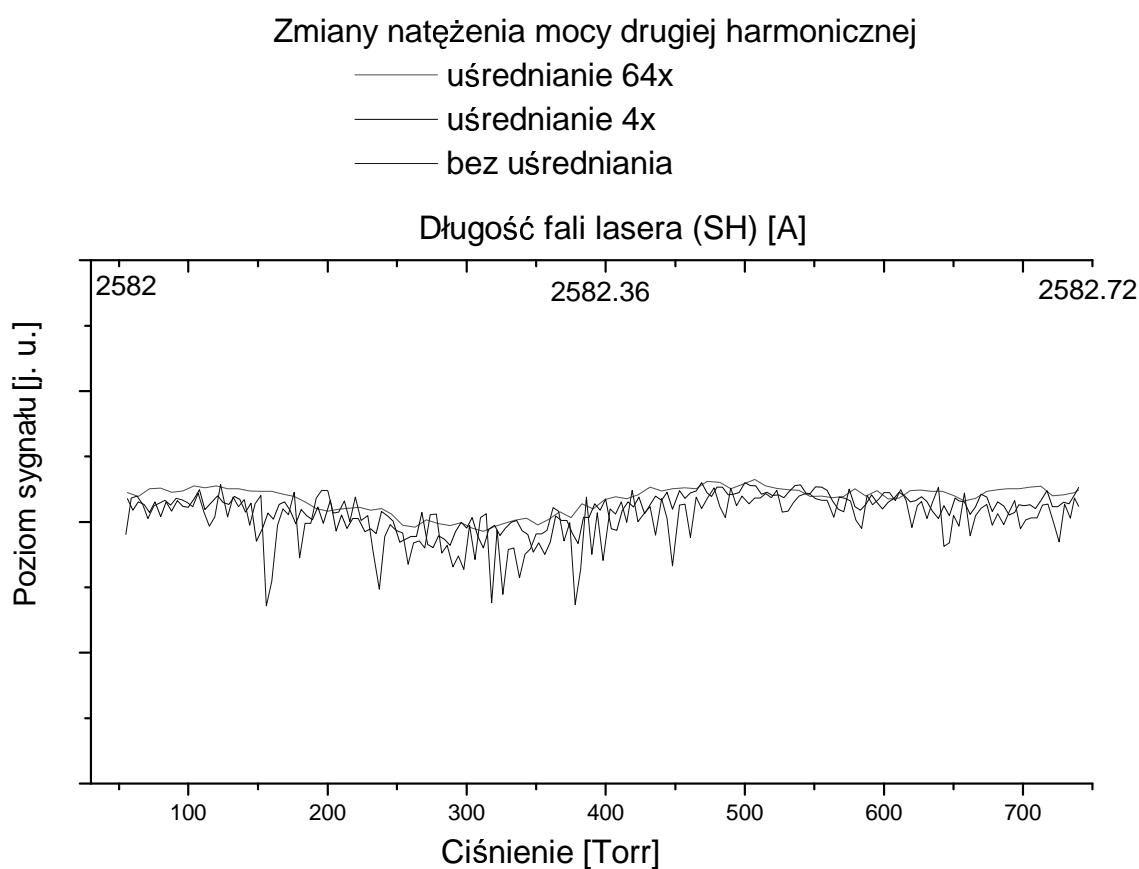
grubość etalonu [mm]	Δp [Torr]	δv [cm^{-1}]	δv [GHz]	FSR [GHz]
3	159.2 ± 4.3	1.219	36.57 ± 0.75	35.5
5	92.6 ± 0.5	0.709	21.27 ± 0.08	21.5
	92.2 ± 0.2	0.706	21.18 ± 0.03	
	92.9 ± 1.0	0.711	21.34 ± 0.17	
	92.5 ± 0.9	0.708	21.25 ± 0.16	
10	44.7 ± 0.2	0.059	10.26 ± 0.28	10.5
	44.5 ± 0.2	0.058	10.22 ± 0.31	

W czasie tej części pomiarów próbowano zarejestrować także „defiladę” prążków interferencyjnych przy użyciu etalonu o grubości $t=20$ mm i FSR=6 GHz oraz powietrznego interferometru Fabry-Perota o grubości $t=17.63$ mm i FSR=8 GHz. Niestety, z powodu słabego kontrastu i znacznej niestabilności prążków pomiar zakończył się jedynie obserwacją. Jednak na tej podstawie udało się oszacować od góry szerokość spektralną lasera na mniej niż 6 GHz. Z faktu, że zaobserwowane prążki nie były całkowicie stabilne wynika zaś, że rozrzut szerokości spektralnej lasera jest większy od 6 GHz.

Drugi rodzaj pomiarów testowych polegał na mierzeniu stabilności natężenia drugiej harmonicznej częstości lasera barwnikowego podczas przestrajania ciśnieniowego. Pomiar przeprowadzono w układzie, którego schemat blokowy pokazany jest na Rysunku 15. Wykonano serię trzech pomiarów dla różnych wartości uśredniania sygnału przez oscyloskop. Wyniki zamieszczono poniżej (Rysunek 22). Umieszczenie trzech serii na wspólnym

wykresie miało na celu zobrazowanie wpływu różnego czasu uśredniania oscyloskopu na przebieg pomiarów. Widać, że jest on niebagatelny.

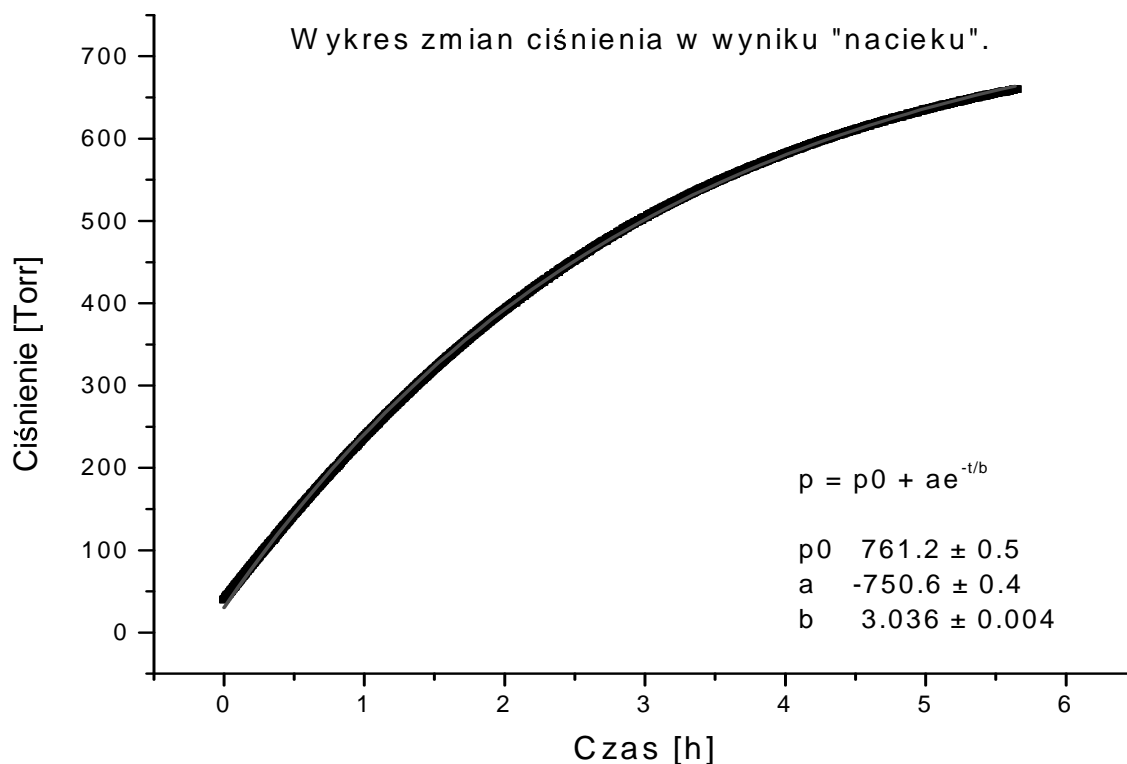
Jeśli chodzi o końcową konkluzję do tej części pomiarów testowych, z pewnością można stwierdzić, że stabilność mocy drugiej harmonicznej w czasie przestrajania ciśnieniowego nie miała zauważalnego (i mierzalnego) wpływu na wynik właściwego pomiaru (tj. pomiaru widma fluorescencji molekuł – patrz niżej).



Rysunek 22. Wykres stabilności natężenia drugiej harmonicznej lasera barwnikowego w czasie przestrajania ciśnieniowego.

Jak już zostało powiedziane w poprzednim rozdziale, nie bez znaczenia na przebieg pomiarów jest fakt występowania nieszczelności komory ciśnieniowej. Nie powoduje to co prawda żadnych przekłamań wykonanych pomiarów, niemniej jednak jest to parametr charakteryzujący układ, o którym nie można nie wspomnieć. Przy pomocy programu „Pomiar nacieku” (opisanym w poprzednim rozdziale) zbadano szybkość zmian ciśnienia w komorze. Rysunek 23 przedstawia wykres zmierzonej zależności. Jak należało się spodziewać otrzymany wykres ma rosnąco-eksponencyjalny przebieg. Wytłumaczeniem tego jest fakt, że

wartość „nacieku” proporcjonalna jest do różnicy ciśnień w komorze i na zewnątrz. Dopasowując do danych doświadczalnych funkcję typu $y=p_0+a\cdot e^{-t/b}$ uzyskano parametry (a i b) charakteryzujące szybkość powstawania „nacieku”. Parametr p_0 odpowiada ciśnieniu jakie ustali się w komorze po nieskończenie długim czasie. Widać, że wartość tego parametru zgodnie z oczekiwaniami jest bliska ciśnieniu atmosferycznemu (ok. 760 Torr).



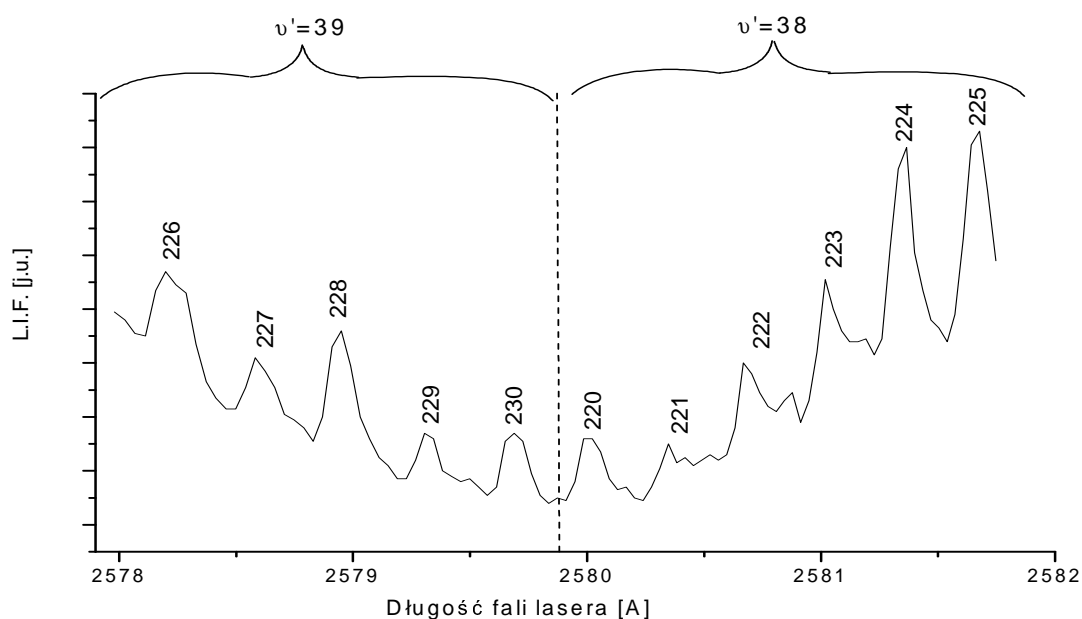
Rysunek 23. Wykres szybkości powstawania „nacieku”.

2. Pomiar właściwy – składowa izotopowa w widmie wzbudzenia molekuł Cd_2 .

Finalnym pomiarem, do którego prowadziły wszystkie zabiegi tj. budowa układu eksperymentalnego i napisanie programu sterującego, był pomiar składowej izotopowej w widmie wzbudzenia molekuł kadmu. Był on jednocześnie fizycznym testem poprawności działania całego układu. Pomiar przeprowadzono w układzie, którego schematy blokowe poszczególnych modułów zostały pokazane w poprzednim rozdziale. Jeśli chodzi o procedurę pomiarową przebiegała ona w następujących etapach:

- 1) Uruchomienie lasera barwnikowego.

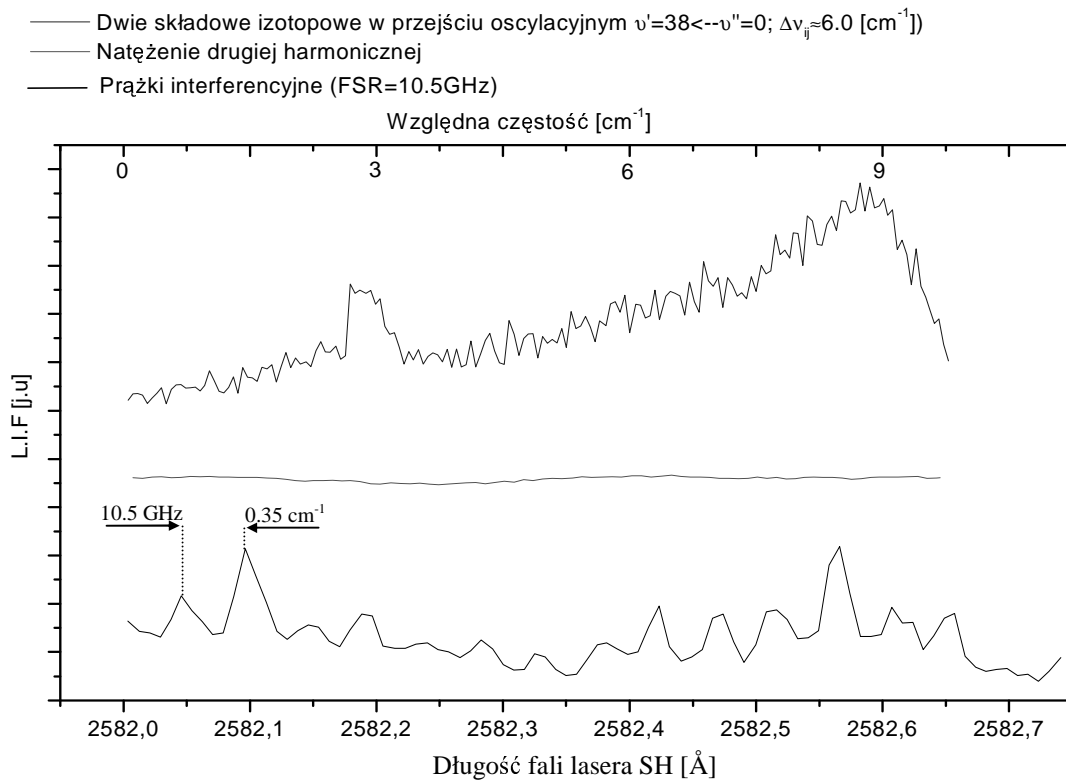
- 2) Przygotowanie (w tym celu wcześniej napełniono piecyk kadmem) i rozruch źródła wiązki naddźwiękowej.
- 3) Uruchomienie programu sterującego pomiarami.
- 4) Wykonanie pomiaru (wynik pokazany na rysunku 24) fragmentu widma przestrajając długości fali przy pomocy synchronicznego ruchu siatką dyfrakcyjną i kryształem nieliniowym (wyjaśnienie Rozdział III, punkt 2).
- 5) Ustawienie długości fali na konkretną wartość (ok. 5164 Å – zmierzona falomierzem Burleigh WA 4500) i uruchomienie procedury przestrajania ciśnieniowego.



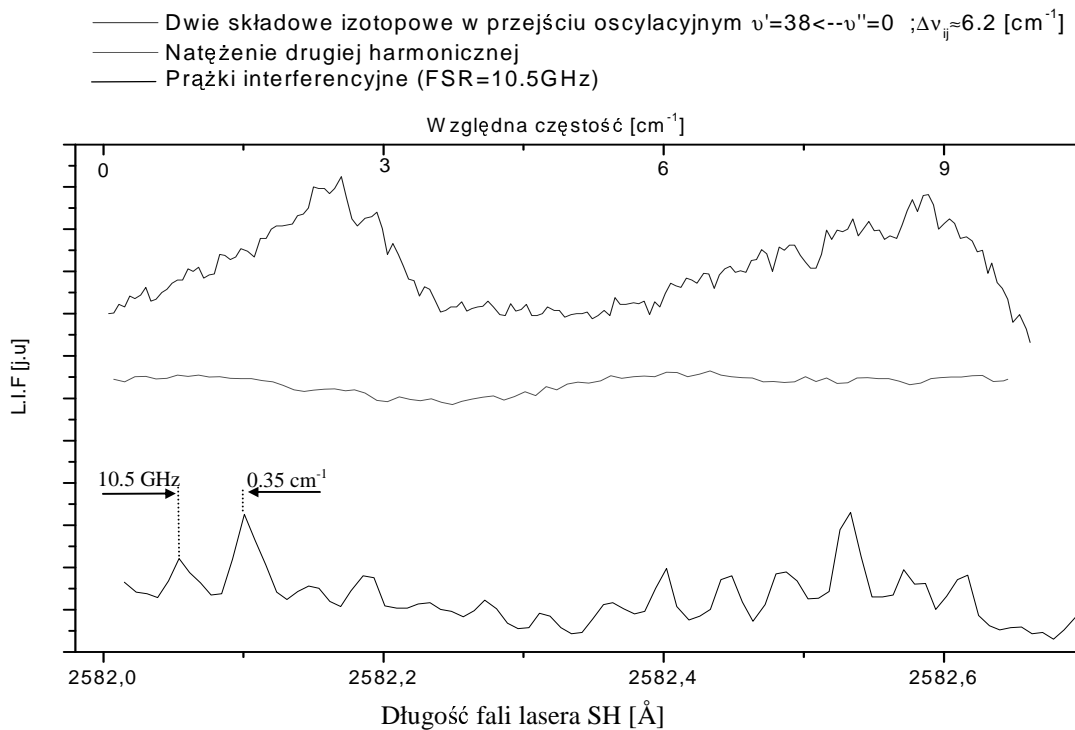
Rysunek 24. Składowe izotopowe fragmentu przejścia oscylacyjnego $\nu''=0 \leftarrow \nu'=39$ i $\nu''=0 \leftarrow \nu'=38$. Liczby 220-230 nad poszczególnymi pikami oznaczają odpowiednie składowe izotopowe. Centrum widma odpowiada strzałce na Rysunku 5.

Przyporządkowanie składowych izotopowych oraz przejść oscylacyjnych do tego fragmentu widma odbyło się na podstawie znajomości przybliżonej wartości długości fali oraz na podstawie analizy przesunięcia izotopowego (wzór II.2.1) przeprowadzonej szczegółowo w pracy doktorskiej M. Łukomskiego [5].

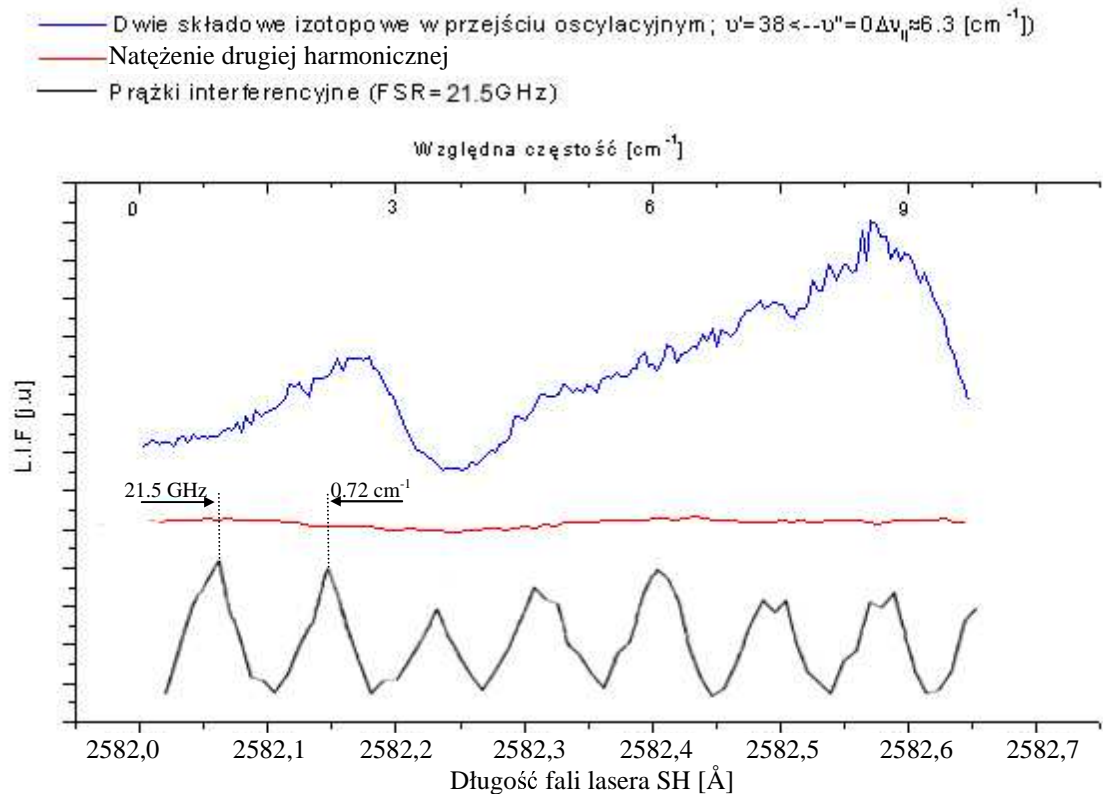
Przeprowadzono trzy pomiary ciśnieniowe, których wyniki zamieszczone są poniżej na rysunkach 25 a), b, i c). Dysponując danymi z tych pomiarów oraz informacjami pochodzącymi z analizy części widma z rysunku 24 można było w sposób jakościowy oszacować (z dość dużym prawdopodobieństwem), które składowe izotopowe zostały zarejestrowane w pomiarze ciśnieniowym. Są to najprawdopodobniej składowe 225-226 lub 226-227.



Rysunek 25a). Dwie składowe izotopowe przejścia $\nu'=38 \leftarrow \nu''=0$ (pomiar pierwszy).



Rysunek 25b). Dwie składowe izotopowe przejścia $\nu'=38 \leftarrow \nu''=0$ (pomiar drugi). Mniejszy kontrast między maksimami widma wynika z zmiany ustawienia napięcia zasilania fotopowielacza oraz średnicy jego przesłony.



Rysunek 25c). Dwie składowe izotopowe przejścia $\nu' = 38 \leftarrow \nu'' = 0$ (pomiar trzeci).

Na rysunkach, oprócz właściwego pomiaru, zaznaczono kolorem czerwonym przebieg stabilności natężenia drugiej harmonicznej w czasie przestrajania ciśnieniowego oraz kolorem czarnym pomiar prążków interferencyjnych pochodzących od etalonu o grubości $t=10 \text{ mm}$ (Rysunki 24a i b) oraz grubości $t=5 \text{ mm}$ (Rysunek 24c). Średnia odległość między kolejnymi maksimumi pików interferencyjnych wynosi ok. 10.5 GHz (tak wynika z wartości FSR dla tego etalonu), czemu odpowiada wartość 0.35 cm^{-1} . Widać, że zakres (dla drugiej harmonicznej) na osi poziomej wynosi ok. 5 cm^{-1} , co po podwojeniu daje cały zakres przestrajania ciśnieniowego. Podobnie dla Rysunku 24c ($7 \cdot 0.72 = 5.04 \text{ cm}^{-1}$, co po podwojeniu daje ok. 10 cm^{-1}). Jeśli zaś chodzi o przebieg stabilności natężenia drugiej harmonicznej widać, że na tle zmierzonego sygnału ma on stały poziom, który właściwie nie zakłóca pomiaru.

Niestety uzyskane wyniki nie pozwalają na jakąkolwiek analizę ich struktury rotacyjnej (brak jej rozdzielenia). Widać natomiast charakterystyczne cieniowanie dwóch składowych izotopowych w kierunku krótszych fal. Jest to wspomniany w części teoretycznej „blue shading”. Rejestracja tego efektu pozwala bez wątpliwości stwierdzić, że mamy do czynienia ze składowymi izotopowymi i ich strukturą rotacyjną w przejściu oscylacyjnym widma.

V. Analiza danych i dyskusja wyników.

Częściowa analiza danych została przeprowadzona już w poprzednim rozdziale. W tym miejscu należy jednak usystematyzować uzyskane wyniki oraz podsumować przebieg całego doświadczenia.

Wykonane pomiary testowe pozwoliły na sprawdzenie poprawności działania układu przestrajania ciśnieniowego. Obliczone na ich podstawie wartości parametrów charakteryzujących poszczególne etalony – FSR (zebrane w Tabeli 2) zgadzają się rzeczywistymi wartościami obliczonymi na podstawie znajomości grubości etalonów i współczynnika załamania materiału, z którego są wykonane. Jest to jednoznaczne potwierdzenie poprawności działania układu oraz uzyskanych wyników. Należy też podkreślić, że budowa nowej części układu eksperymentalnego (układ przestrajania ciśnieniowego) zmniejszyła szerokość spektralną lasera barwnikowego zwiększając jego zdolności rozdzielcze. Chodzi przede wszystkim o zastosowanie powietrznego interferometru Fabry-Perota jako selektora modów lasera. Nie była to ogromna poprawa, jednak na tyle duża, że pozwoliła na rejestrację stabilnych prążków interferencyjnych uzyskanych na etalonie o grubości $t=20$ mm (FSR=6 GHz) oraz na interferometrze Fabry-Perota o przerwie powietrznej $t=17.63$ mm (FSR=8 GHz), których bez nowej części układu nigdy nie udało się nawet zaobserwować.

Pomiar widma wzbudzenia molekuł kadmu w wiązce naddźwiękowej przy użyciu metody ciśnieniowego przestrajania lasera barwnikowego był zasadniczym testem poprawności działania tej metody. Był on jednocześnie ważnym, jeśli chodzi o fizyczne aspekty, potwierdzeniem słuszności teoretycznych rozważań (rozdział III punkt 3) dotyczących metody ciśnieniowego przestrajania. Wyniki uzyskane na podstawie tego pomiaru są zgodne z teoretycznymi przewidywaniami oraz wynikami uzyskanymi w pracy doktorskiej M. Łukomskiego [5], co także może być potwierdzeniem poprawności działania układu. Nie udało się jednak rozseparować struktury rotacyjnej w zmierzonych składowych izotopowych. Powodów tego należy upatrywać nie w złym działaniu metody ciśnieniowej, ale raczej w niedoskonałościach technicznych zastosowanych narzędzi pomiarowych. Chodzi o parametry lasera barwnikowego takie jak niewystarczająca zdolność rozdzielcza, praca wielomodowa oraz duże wahania natężenia wiązki.

Niemniej jednak, podsumowując, można stwierdzić z całą pewnością, że cel pracy został osiągnięty i zastosowana nowa metoda przestrajania ciśnieniowego, zbudowany w celu

jej użycia układ doświadczalny oraz napisany program sterujący, działają poprawnie. Może to być obiecującym bodźcem do udoskonalania całego układu i metody pomiarowej.

VI. Dodatek – kod źródłowy programu sterowania.

W rozdziale III został przedstawiony i opisany interfejs programu sterującego ciśnieniowym przestrajaniem lasera barwnikowego. Zgodnie z tym, co zostało napisane wcześniej, należy zaprezentować kod źródłowy napisanego programu.

Ta część aplikacji została napisana przez autora pracy w wizualno-objektowym środowisku C++ Builder 6.0, pracującym w systemie Windows 98 SE PL. Program powstał przy użyciu techniki wielowątkowej. Oznacza to, że oprócz głównego wątku istnieje wątek potomny, który odpowiada za prawidłowy odczyt ciśnienia z urządzenia podłączonego do szeregowego portu COM, oraz kontroluje w ustalony sposób zmiany ciśnienia w komorze. Poniżej przedstawiono część listningu głównego wątku zawartą w pliku *Oscyll.cpp* (Listning 1) oraz część pliku nagłówkowego z nowymi funkcjami *Oscyll.h* (Listning 2).

Listning 1. Kod źródłowy części głównego wątku programu sterującego pomiarem ciśnieniowym.

```
//-----Oscyll.cpp-----
#include <vcl.h>
#pragma hdrstop
#include <math.h>
#include "Oscyll.h"
#include "ZaworThreadUnit.h"
#include "ZaworThreadUnit.cpp"

TZawor *Z2;
static double Widmo[760],VectCis[760];
static int nr;

__fastcall TMainForm::TMainForm(TComponent* Owner)
: TForm(Owner)
{
    TestZ2=CzyNowyPom=q=false;
}

//-----obsługa przycisku otwarcia portu COM1-----
void __fastcall TMainForm::OtworzButtonClick(TObject *Sender)
{
    Z2->OpenComm("COM1"); // (**) zmieniając „COM1” na „COM2-4”
                          // możliwe jest otwarcie innego portu
                          // (patrz pkt.1 rozdziału IV)
    OtworzButton->Caption="Port otwarty";
    OtworzButton->Enabled=false;
    ZmierzButton->Enabled=true;
}

//-----obsługa przycisku zamknięcia aplikacji-----
void __fastcall TMainForm::ZamknijButtonClick(TObject *Sender)
{
    if(q==true)
```

```

        if( Application->MessageBoxA("Przerwac pomiar i zapisac wynik
                                     ?","Save",MB_YESNO
) ==IDYES)
        MainForm->ZapiszPomCisnButtonClick(Sender);

        Z2->ZamkiniJCom();
        outportb(LPT,0);
    }

//-----obsługa ręcznego otwarcia i zamknięcia zaworu Z2/Z3-----
void __fastcall TMainForm::ZaworZ2ButtonClick(TObject *Sender)
{
    if (TestZ2==False)
    {
        ZaworZ2Button->Caption="Zamknij Z2";
        outportb(LPT,1);
        TestZ2=True;
    }
    else
    {
        ZaworZ2Button->Caption="Otworz Z2";
        outportb(LPT,0);
        TestZ2=False;
    }
}

//-----obsługa przycisku pomiaru ciśnienia-----
void __fastcall TMainForm::ZmierzButtonClick(TObject *Sender)
{
    JednostkiLabel->Caption=Z2->Jednostka();
    CisnienieRichEdit->Text=Z2->Cisnienie();
}

//-----obsługa przycisku rozpoczęcia pomiaru ciśnieniowego-----
void __fastcall TMainForm::NowyPomButtonClick(TObject *Sender)
{
    if(q==true)
    {
        if( Application->MessageBoxA("Zapisac poprzedni pomiar","Save",MB_YESNO
) ==IDYES )
        MainForm->ZapiszPomCisnButtonClick(Sender);
    }
    q=true;
    StopPButton->Enabled=true;
    CzyNowyPom=true;
    for(int i=0;i<760;i++) Widmo[i]=VectCis[i]=0;
    nr=0;
    Z2->SetParCis(PStart,PStop,PKrok);
    PS=PStart;
    WykresChart->Series[0]->Clear();
    ZmianyCisChart->Series[0]->Clear();
    NowyPomButton->Enabled=false;
    WznovPomButton->Enabled=false;
    if(Z2->Suspended==true) Z2->Resume();
    JednRadioGroup->Enabled=true;
}

//---funkcja czytająca dane z oscyloskopu i wyświetlająca je na wykresie---
void __fastcall TMainForm::CzytajOsc(double cis)
{

```

```

    Osc.readChannel( 1 );
    MainForm->WykresChart->Series[0]->AddXY(cis, intCnv(Osc.ch1.sum), "",
                                            clTeeColor);

    Widmo[nr]=intCnv(Osc.ch1.sum);
    VectCis[nr]=cis;
    nr++;
}

//-----funkcja wyświetlająca zmiany ciśnienia/krok pomiarowy-----
void __fastcall TMainForm::WykresCis(double cis)
{
    MainForm->ZmianyCisChart->Series[0]->AddXY(nr-1,cis,"",clRed);
}

//---funkcja pomocnicza odblokowująca przyciski po zakończeniu pomiaru----
void __fastcall TMainForm::Wznow_Enabled(void)
{
    MainForm->WznowPomButton->Enabled=true;
    MainForm->NowyPomButton->Enabled=true;
    MainForm->StopPButton->Enabled=true;
}

//---obsługa przycisku ponowienia pomiaru po wcześniejszym jego
zatrzymaniu---
void __fastcall TMainForm::WznowPomButtonClick(TObject *Sender)
{
    CzyNowyPom=false;
    Z2->SetParCis(PStart,PStop,PKrok);
    if(Z2->Suspended==true) Z2->Resume();
    StopPButton->Enabled=true;
    WznowPomButton->Enabled=false;
    NowyPomButton->Enabled=false;
}

//-----obsługa przycisku zatrzymania pomiaru-----
void __fastcall TMainForm::StopPButtonClick(TObject *Sender)
{
    if(Z2->Suspended==false) Z2->Suspended=true;
    StopPButton->Enabled=false;
    WznowPomButton->Enabled=true;
    NowyPomButton->Enabled=true;
    outportb(LPT,0);
}

//-----funkcje pomocnicze ustalające początkowe parametry pomiaru-----
void __fastcall TMainForm::StartPEditChange(TObject *Sender)
{
    UpdateParCis();
}
void __fastcall TMainForm::DeltaPEditChange(TObject *Sender)
{
    UpdateParCis();
}
void __fastcall TMainForm::KoniecPEditChange(TObject *Sender)
{
    UpdateParCis();
}

//-----funkcja właściwa ustalająca początkowe parametry pomiaru-----
void __fastcall TMainForm::UpdateParCis(void)
{
    if(StartPEdit->Text!="") PStart=StrToFloat(StartPEdit->Text);
    if(DeltaPEdit->Text!="") PKrok=StrToFloat(DeltaPEdit->Text);
    if(KoniecPEdit->Text!="") PStop=StrToFloat(KoniecPEdit->Text);
}

```

```

//-----funkcja pomocnicza przeliczania jednostek na osi X-----
void __fastcall TMainForm::JednRadioGroupClick(TObject *Sender)
{
    UpdatePomCis();
}

//-----funkcja właściwa przeliczania jednostek na osi X-----
void __fastcall TMainForm::UpdatePomCis()
{
    const double lf = 5155.0,          /* A      */
                nf = 1.0002778;

    double ni   = 1e8/(lf*nf),        /* cm-1 */
           dP   = 1.0/760.0,         /* atm    */
           dni  = 2.0* 2.778e4*dP/(nf*lf); /* cm-1 */

    if(CzyNowyPom!=true) PStart=PS;
    MainForm->WykresChart->Series[0]->Active = false;
    MainForm->WykresChart->Series[0]->Clear();

    for( int i=0;i<nr;i++ )
    {
        switch(JednRadioGroup->ItemIndex)
        {
            case 0 :
                MainForm->WykresChart->Series[0]->AddXY(VectCis[i],
                                                         Widmo[i], "", clTeeColor);
                break;
            case 1:
                MainForm->WykresChart->Series[0]->AddXY(dni*(VectCis[i]-
                                                         VectCis[0]),Widmo[i], "",
clTeeColor);
                break;
        }
    }
    if (MainForm->JednRadioGroup->ItemIndex==1 )
        MainForm->WykresChart->BottomAxis->Title->Caption="Liczba fal. las.
                                                         [cm(-1)]";
    else MainForm->WykresChart->BottomAxis->Title->Caption="Cisnienie
[Torr]";
    MainForm->WykresChart->Series[0]->Active = true;
}

//-----funkcja zapisująca wynik pomiaru do pliku-----
void __fastcall TMainForm::ZapiszPomCisnButtonClick(TObject *Sender)
{
    char *nazwaPliku;
    const double lf = 5155.0,          /* A      */
                nf = 1.0002778;

    double ni   = 1e8/(lf*nf),        /* cm-1 */
           dP   = 1.0/760.0,         /* atm    */
           dni  = 2.0*2.778e4*dP/(nf*lf); /* cm-1 */

    PomCisnSaveDialog->Execute();
    nazwaPliku = PomCisnSaveDialog->FileName.c_str();

    ofstream os( nazwaPliku );
}

```

```

os << "Cisnienie          Liczba fal. las.          Napięcie fotop. \n"
  << " [Torr]              [cm(-1)]              [V]\n\n " << endl;
for (int i=0;i<nr;i++)
  {
    os.precision(9);
    os << " "
      << VectCis[i] << " "
      << dni*(VectCis[i]-VectCis[0]) << " "
      << Widmo[i] << endl;
  }
}

//-----funkcja ustalająca czas trwania kroku pomiarowego-----
int TMainForm::CzasKroku(void)
{
  int czas=0;
  czas=20+2*MainForm->CzasKrokuTrackBar->Position;
  return czas;
}

//-----obsługa zmiany paska ustalania czas trwania kroku pomiarowego-----
void __fastcall TMainForm::CzasKrokuTrackBarChange(TObject *Sender)
{
  CzasKrokuEdit->Text = 3 + 0.5 * CzasKrokuTrackBar->Position;
}

//-----obsługa zmiany paska ustalani czasu otwarcia zaworu-----
void __fastcall TMainForm::OpenZ2TrackBarChange(TObject *Sender)
{
  MainForm->CzasZ2Edit->Text = 10*OpenZ2TrackBar->Position;
}

//-----funkcja pomocnicza ustalania czasu otwarcia zaworu-----
int TMainForm::OpenTimeZ2(void)
{
  int czas=0;
  czas=10*MainForm->OpenZ2TrackBar->Position;
  return czas;
}

```

Listning 2. Kod źródłowy części pliku nagłówkowego zawierającego deklaracje nowych funkcji.

```

//-----
#ifndef Oscyll1H
#define Oscyll1H
//-----
#include <Classes.hpp>
#include <Controls.hpp>
#include <StdCtrls.hpp>
#include <Forms.hpp>
#include <Chart.hpp>
#include <ComCtrls.hpp>
#include <ExtCtrls.hpp>
#include <Series.hpp>
#include <TeEngine.hpp>
#include <TeeProcs.hpp>
#include <Buttons.hpp>
#include <FileCtrl.hpp>
#include <Grids.hpp>
#include <Menus.hpp>

```



```

#include <Dialogs.hpp>
#include <AppEvnts.hpp>
#define LPT 0x378

//-----
class TMainForm : public TForm
{
    published:           // IDE-managed Components
                          // Nowe komponenty użyte w programie

    TButton *OtworzButton;
    TButton *ZmierzButton;
    TButton *ZaworzZ2Button;
    TButton *ZamnkijButton;
    TChart *WykresChart;
    TRichEdit *CisnienieRichEdit;
    TLabel *JednostkiLabel;
    TLabel *CisnienieLabel;
    TLabel *StartPLabel;
    TEdit *StartPEdit;
    TEdit *KoniecPEdit;
    TLabel *KoniecPLabel;
    TLabel *DeltaPLabel;
    TEdit *DeltaPEdit;
    TButton *NowyPomButton;
    TButton *WznowPomButton;
    TLabel *Label25;
    TLabel *Label26;
    TLabel *Label27;
    TLineSeries *Series10;
    TButton *StopPButton;
    TRadioGroup *JednRadioGroup;
    TLineSeries *Series11;
    TSaveDialog *PomCisnSaveDialog;
    TButton *ZapiszPomCisnButton;
    TTabSheet *CisnienieTabSheet;
    TGroupBox *CzasKrokuGroupBox;
    TTrackBar *CzasKrokuTrackBar;
    TEdit *CzasKrokuEdit;
    TLabel *CzasKrokuLabel;
    TChart *ZmianyCisChart;
    TLineSeries *Series14;
    TGroupBox *TimeOpenZ2GroupBox;
    TTrackBar *OpenZ2TrackBar;
    TEdit *CzasZ2Edit;
    TLabel *TimeZ2Label;

//-----funkcje obsługi zdarzeń użytych komponentów-----
    void __fastcall OtworzButtonClick(TObject *Sender);
    void __fastcall ZamnkijButtonClick(TObject *Sender);
    void __fastcall ZaworzZ2ButtonClick(TObject *Sender);
    void __fastcall StartPEditChange(TObject *Sender);
    void __fastcall ZmierzButtonClick(TObject *Sender);
    void __fastcall NowyPomButtonClick(TObject *Sender);
    void __fastcall WznowPomButtonClick(TObject *Sender);
    void __fastcall StopPButtonClick(TObject *Sender);
    void __fastcall DeltaPEditChange(TObject *Sender);
    void __fastcall KoniecPEditChange(TObject *Sender);
    void __fastcall JednRadioGroupClick(TObject *Sender);
    void __fastcall ZapiszPomCisnButtonClick(TObject *Sender);
    void __fastcall CzasKrokuTrackBarChange(TObject *Sender);

```

```

        void __fastcall OpenZ2TrackBarChange(TObject *Sender);

private:    // User declarations
           double PStart,PStop,PKrok,PS;
           BOOL TestZ2,CzyNowyPom,q;

public:    // User declarations
           // nowe funkcje niezbędne w programie

           void __fastcall CzytajOsc(double cis);
           void __fastcall WykresCis(double cis);
           void __fastcall UpdatePomCis();
           void __fastcall UpdateParCis(void);
           int CzasKroku(void);
           int OpenTimeZ2(void);
           void __fastcall Wznow_Enabled(void);
};
//-----
extern PACKAGE TMainForm *MainForm;
//-----
#endif

```

Listningi 3 i 4 zamieszczone poniżej zawierają kod źródłowy wątku potomnego (*ZaworThreadUnit.cpp*) i kod pliku nagłówkowego (*ZaworThreadUnit.h*). Części te są odpowiedzialnego za komunikację z ciśnieniomierzem, sterowanie zaworem oraz prawidłowe zmiany ciśnienia w komorze.

Listning 3. Kod źródłowy wątku potomnego.

```

//-----ZaworThreadUnit.cpp-----
#include <vcl.h>
#pragma hdrstop

#include "ZaworThreadUnit.h"
#include "Oscyll.h"

#pragma package(smart_init)

//-----funkcja asemblerowa wysyłająca „0” lub „1” na port LPT-----
outportb(unsigned short port, unsigned char val)
{
    asm    mov    dx, port
    asm    mov    al, val
    asm    out    dx, al
}

//-----funkcja odczytująca z ramki danych odczytanej z ciśnieniomierza-----
//-----liczbę będącą wartością zmierzonego ciśnienia-----
int zamien(char string[30])
{
    int calosci=0,setne=0,wykladnik=0;
    double cal,set,liczba=0,wynik=0;
    char *endpnr;

    calosci = strtol(&string[14],&endpnr,10);
    setne   = strtol(&string[16],&endpnr,10);

```

```

liczba = (double)calosci+(double)setne/100.0;

wykladnik=strtol(&string[22],&endptr,10);
wynik = liczba * powl(10,wykladnik);

    if(wykladnik==1) { set=modf(wynik, &cal);
                        wynik=cal; }

    return wynik;
}

//-----funkcja otwierająca port COM do komunikacji z ciśnieniomierzem-----
//-----zaczepnięta z książki [11]-----
void __fastcall TZawor::OpenComm(LPCSTR nrCom)
{
    DCB dcb;
    hComm = CreateFile(nrCom,
                      GENERIC_READ | GENERIC_WRITE,
                      0,0,OPEN_EXISTING,0,0);

    if(hComm == INVALID_HANDLE_VALUE) Application->Terminate();

    GetCommTimeouts(hComm,&ctmoOld);
    ctmoNew.ReadTotalTimeoutConstant = 10;
    ctmoNew.ReadTotalTimeoutMultiplier = 0;
    ctmoNew.WriteTotalTimeoutMultiplier =0;
    ctmoNew.WriteTotalTimeoutConstant = 0;
    SetCommTimeouts(hComm, &ctmoNew);

    dcb.DCBlength = sizeof(DCB);
    GetCommState(hComm, &dcb);
    BuildCommDCB("2400,S,7,1", &dcb);
    SetCommState(hComm, &dcb);
}

//-----funkcja komunikująca komputer z ciśnieniomierzem-----
char* TZawor::CzytajCom(void)
{
    LPCSTR mes="mes\r";
    static char InBuff[30];
    DWORD lbz;
    DWORD dwBytesRead;

    PurgeComm(hComm,PURGE_TXCLEAR&PURGE_RXCLEAR);
    WriteFile(hComm,mes,strlen(mes),&lbz,NULL);
    Sleep(250);
    ReadFile(hComm, InBuff, 30, &dwBytesRead, NULL);

    return InBuff;
}

//---funkcja odczytująca z ramki danych wysłanych przez ciśnieniomierz-----
//-----rodzaj jednostki ciśnienia ustalonej na ciśnieniomierz-----
char* TZawor::Jednostka()
{
    char *jednostka="";
    char out1[30];

    strcpy(out1,CzytajCom());
    if(out1[6]=='P') jednostka="[Pa]";
    if(out1[6]=='m') jednostka="[mbar]";
}

```

```

    if(out1[6]=='M') jednostka="[Micron]";
    if(out1[6]=='T') jednostka="[Torr]";

    return jednostka;
}

//-----funkcja zamykająca port COM oraz aplikację-----
void TZawor::ZamknijCom(void)
{
    CloseHandle(hComm);
    Application->Terminate();
}

//-----funkcja odczytująca wartość zmierzonego ciśnienia-----
int TZawor::Cisnienie(void)
{
    int wart=zamien(CzytajCom());
    return wart;
}

//-----funkcja otwierająca i zamykająca zawór-----
void __fastcall TZawor::O_Z_Z2 (void)
{
    outportb(LPT,1);
    Sleep(MainForm->OpenTimeZ2());
    outportb(LPT,0);
}

//-----funkcja ustalająca początkowe wartości parametrów pomiaru-----
void __fastcall TZawor::SetParCis(double start, double stop,
                                double krok)
{
    pStart=start,
    pStop=stop,
    pKrok=krok;
}

//-----konstruktor wątku potomnego-----
__fastcall TZawor::TZawor(bool CreateSuspended)
    : TThread(CreateSuspended)
{
}

//-----główna funkcja wątku potomnego ustalająca żądane ciśnienie-----
void __fastcall TZawor::Execute()
{
    while (!Terminated) // (*)
    {
        P=0;
        P=Cisnienie();
        outportb(LPT,1); // po zakomentowaniu tej linii kodu
        if(P<PDocel() ) { // O_Z_Z2(); // i odblokowaniu tej możliwy jest drugi
                            // sposób sterowania zaworem (patrz pkt.5
                            // rozdziału III)
            l=0; }
        else outportb(LPT,0); // tę linię też trzeba zakomentować
        l++;
    }
}

```

```

//-----funkcja pomocnicza do ustalania właściwego ciśnienia-----
int TZawor::PDocel(void)
{
    static int w;
    if(l>=MainForm->CzasKroku())
    {
        w = P+pKrok;
        MainForm->CzytajOsc(P);
        MainForm->WykresCis(P);
    }
    if(P>=pStop)
    {
        outportb(LPT,0);
        MainForm->CzytajOsc(P);
        MainForm->WykresCis(P);
        MainForm->Wznow_Enabled();
        Suspend();
    }
    return w;
}

```

Listing 4. Kod źródłowy pliku nagłówkowego wątku potomnego.

```

//-----ZaworThreadUnit.h-----
#ifndef ZaworThreadUnitH
#define ZaworThreadUnitH
//-----
#include <Classes.hpp>
#include <SyncObjs.hpp>
#define LPT 0x378

//-----
class TZawor : public TThread
{
private:
    HANDLE hComm;
    COMMTIMEOUTS ctmoNew , ctmoOld;
protected:
    void __fastcall Execute();
    double pStart,pStop,pKrok;
    int l,P;
public:
    __fastcall TZawor(bool CreateSuspended);
    void __fastcall SetParCis(double start, double stop,
                            double krok);
    void __fastcall OpenComm(LPCSTR nrCom);
    void ZamknijCom(void);
    char* CzytajCom(void);
    char* Jednostka();
    int Cisnienie(void);
    int PDocel();
    void __fastcall O_Z_Z2(void);
};
//-----
#endif

```

Program, przy pomocy którego przeprowadzono pomiar nieszczelności układu (Pomiar „nacieku”), został napisany na bazie omawianego powyżej wątku potomnego. Z

uwagi na powtórzenie większości funkcji wykorzystywanych w nim, zrezygnowano z przytaczania kodu źródłowego, gdyż nie wniosłoby to niczego nowego do pracy.

Podsumowując ten rozdział można stwierdzić, że sposób w jaki zostały napisane wszystkie nowe niezbędne moduły, pozwala na dokonywanie w nich dość dowolnych modyfikacji zgodnie z pojawiającymi się wymaganiami.

Bibliografia

- [1] F. P. Schäfer (red.), *Dye Lasers*, Topics in Applied Physics, t. 1, Springer-Verlag Berlin · Heidelberg · New York 1973.
- [2] Ch. Kittel, *Mechanika*, PWN, Warszawa, 1975.
- [3] W. Demtröder, *Spektroskopia Laserowa*, PWN, Warszawa, 1993.
- [4] J. Koperski, *Phys. Reports*, 369, 177 (2002).
- [5] M. Łukomski, Praca doktorska, Uniwersytet Jagielloński, 2003.
- [6] Z. Kęcki, *Podstawy spektroskopii molekularnej*, PWN, Warszawa, 1972.
- [7] H. C. Tran and J. G. Eden, *J. Chem. Phys.* 105, 6771 (1996).
- [8] R. Wallenstein and T.W.Hänsh, *Applied Optics*, 13, 1625 (1974).
- [9] G. Herzberg, *Molecular Spectra and Molecular Structure. I. Spectra of Diatomic Molecules*, 2nd edition (D. Van Nostrand, Princeton, 1950).
- [10] D. L. Monts, L. M. Ziurys, S. M. Beck, M. G. Liverman and R. E. Smalley, *J. Chem. Phys.* 71, 4057 (1979).
- [11] A. Daniluk, *RS 232 - praktyczne programowanie. Od Pascala i C++ do Delphi i Buildera. Wydanie II*. Helion, 2002.