

UNIWERSYTET JAGIELLOŃSKI



JACEK FIUTOWSKI

Efekt Zeemana obserwowany w fali zanikającej

*Praca magisterska
wykonana pod kierunkiem dr Leszka Józefowskiego
Zakład Optyki Atomowej
Instytut Fizyki UJ*

Kraków 2005

Spis treści

Wstęp	4
-------------	---

1 Fala zanikająca

1.1 Monochromatyczna fala na granicy dwóch ośrodków	5
1.2 Całkowite wewnętrzne odbicie i efekt Goosa-Hänchena	6
1.3 Polaryzacja fali zanikającej	10

2 Zjawisko Zeemana

2.1 Efekt Zeemana struktury subtelnej	11
2.2 Efekt Zeemana struktury nadsubtelnej	12
2.3 Energie i funkcje własne atomu	14
2.4 Przejścia pomiędzy poziomami magnetycznymi	17
2.5 Orientacje pola magnetycznego	18

3 Zjawisko Optogalwaniczne

3.1 Wprowadzenie	20
3.2 Podstawy fizyczne zjawiska optogalwanicznego	21
3.3 Sygnał optogalwaniczny i jego rejestracja w różnych rodzajach wyładowań	25

4 Realizacja eksperymentu

4.1 Obserwacja zjawiska optogalwanicznego	
4.1.1 Układ doświadczalny	28
4.1.2 Laser półprzewodnikowy	29
4.1.3 Komórka z argonem	30
4.1.4 Generator RF	31
4.1.5 Wzmacniacz fazoczuły	32
4.1.6 Interferometr Fabry-Perot'a	33
4.1.7 Pole magnetyczne	34
4.2 Spektroskopia w parach rubidu	
4.2.1 Układ doświadczalny	35
4.2.2 Piecyk i komórka z atomami rubidu	35
4.2.3 Pole magnetyczne	36

4.2.4 Układ spektroskopii nasyceniowej.	37
4.2.5 Oscyloskop.	38

5 Wyniki i interpretacja

5.1 Wyniki doświadczalne pierwszej części eksperymentu.	39
5.2 Próba analizy otrzymanych wyników dla zjawiska optogalwanicznego.	43
5.3 Wyniki doświadczalne drugiej części eksperymentu.	47
5.4 Próba analizy wyników doświadczalnych dla absorpcji w parach rubidu.	51

Zakończenie.	58
--------------------------	----

Literatura.	59
-------------------------	----

Wstęp

Optyczne metody badania zachowania par atomowych w pobliżu powierzchni dielektryka, stanowią bardzo dobre źródło informacji na temat oddziaływań atomów z powierzchnią ciała stałego. Do tych właśnie celów wykorzystuje się często tak zwane zjawisko selektywnego odbicia oraz zjawisko całkowitego odbicia wewnętrznego.

W niniejszej pracy skupiono się na badaniu zjawiska całkowitego wewnętrznego odbicia, a dokładniej na powstającej tam tak zwanej fali zanikającej. Amplituda tej fali maleje eksponencjalnie wraz z odległością od granicy rozdziału dwóch ośrodków, zatem oddziałuje tylko z atomami przy powierzchni dielektryka.

Praca poświęcona jest próbie wykorzystania oddziaływania atomów z falą zanikającą, do zbadania polaryzacji tej fali, w zależności od polaryzacji fali padającej na granicę rozdziału dwóch ośrodków. Realizowane jest to poprzez analizę rozszczepionych widm atomów, umieszczonych w zewnętrznym polu magnetycznym.

W celu uwiarygodnienia wyników, do zebrania odpowiednich widm posłużyły dwie niezależne metody. Pierwsza była to detekcja oddziaływania atomów argonu z falą ewanescentną za pomocą bardzo czułej metody efektu optogalwanicznego, natomiast druga to badanie absorpcji atomów rubidu przy całkowitym wewnętrznym odbiciu.

Praca składa się z pięciu rozdziałów. W pierwszych trzech przedstawiona jest teoria związana z całkowitym wewnętrznym odbiciem, falą zanikającą, zachowaniem atomów w polu magnetycznym oraz zjawiskiem optogalwanicznym. W rozdziale czwartym znajduje się szczegółowy opis skonstruowanych układów doświadczalnych oraz urządzeń użytych w doświadczeniu, natomiast w rozdziale ostatnim zaprezentowane są wyniki doświadczeń oraz ich analiza.

Rozdział 1

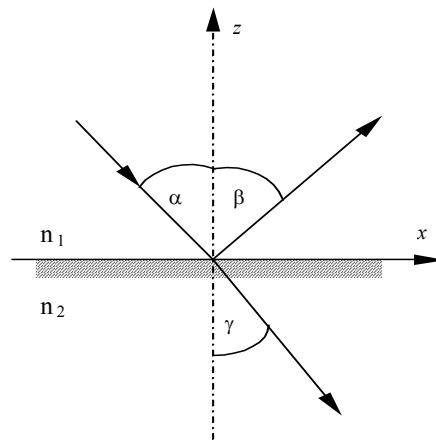
Fala zanikająca

1.1 Monochromatyczna fala na granicy dwóch ośrodków [12]

Załóżmy, że na granicę rozdziału dwóch dielektryków pada płaska fala monochromatyczna postaci:

$$E = E_0 \exp [i(kr - \omega t)], \quad (1.1)$$

gdzie $E_0 = \text{const.}$ jest jej amplitudą, a $(kr - \omega t)$ jej fazą. Dowolną falę płaską można zawsze przedstawić w postaci dwóch fal monochromatycznych o tej samej częstotliwości, których wektory E drgają wzdłuż dwóch wzajemnie prostopadłych kierunków. Dlatego w celu znalezienia zachowania się fali płaskiej na granicy dwóch ośrodków, wystarczy rozpatrzeć osobno falę płaską, której wektor E drga w płaszczyźnie padania, i osobno falę płaską, której wektor E drga prostopadle do płaszczyzny padania.



Rysunek 1.1 Bieg promieni świetlnych w pobliżu granicy dwóch ośrodków

Rozpatrujemy przypadek fali o wektorze E leżącym w płaszczyźnie padania (patrz rysunek 1.1). Wektory fali padającej, odbitej i załamanej oznaczamy odpowiednio przez E_i , E_r , E_t . Równania tych fal można zapisać w postaci:

$$\begin{aligned} E_i &= E_{i0} \exp[i(k_1 x + k_2 z - \omega t)], \\ E_r &= E_{r0} \exp[i(k_1^* x + k_2^* z - \omega t)], \\ E_t &= E_{t0} \exp[i(k_1'' x + k_2'' z - \omega t)], \end{aligned} \quad (1.2)$$

amplitudy tych fal opisywane są przez tzw. równania Fresnela, które wraz z prawami załamania i odbicia fal wynikają z równań Maxwella i warunków ciągłości odpowiednich składowych wektorów indukcji oraz natężenia pola elektrycznego i magnetycznego na granicy rozdziału dielektryków. Uwzględnienie tych warunków prowadzi do następującej postaci wzorów Fresnela:

$$\frac{E_{r0}}{E_{i0}} = \frac{\operatorname{tg}(\gamma - \alpha)}{\operatorname{tg}(\gamma + \alpha)} \quad (1.3)$$

$$\frac{E_{t0}}{E_{i0}} = \frac{2 \cos \alpha \sin \gamma}{\sin(\alpha + \gamma) \cos(\alpha - \gamma)}$$

a dla przypadku wektora E prostopadłego do płaszczyzny padania:

$$\frac{E_{r0}^{\perp}}{E_{i0}^{\perp}} = \frac{\sin(\gamma - \alpha)}{\sin(\gamma + \alpha)} \quad (1.4)$$

$$\frac{E_{t0}^{\perp}}{E_{i0}^{\perp}} = \frac{2 \sin \gamma \cos \alpha}{\sin(\gamma + \alpha)}$$

1.2 Całkowite wewnętrzne odbicie i efekt Goosa-Hänchena [12]

Jeżeli monochromatyczna fala płaska pada na granicę dwóch ośrodków, od strony ośrodka optycznie gęstszego, pod kątem $\alpha \geq \arcsin n_2/n_1$, wówczas kąt załamania γ przyjmuje wartość urojoną ($\sin \gamma > 1$). Interpretuje się to jako brak fali załamanej w ośrodku rzadszym, a zjawisko to nosi nazwę całkowitego wewnętrznego odbicia. Kąt padania $\alpha_c = \arcsin n_2/n_1$, określa się mianem kąta granicznego. Podczas takiego odbicia dwie składowe wektora E_0 fali padającej (prostopadła i równoległa) doznają różnych zmian fazy. Odpowiednie składowe wektora E_r fali odbitej wiążą się ze składowymi fali padającej następująco:

$$E_r = E_i \exp(i\theta), \quad E_r^{\perp} = E_i^{\perp} \exp(i\theta_{\perp}), \quad (1.5)$$

gdzie,

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \frac{\sqrt{\sin^2 \alpha - (n_2/n_1)^2}}{(n_2/n_1)^2 \cdot \cos \alpha}, \quad (1.6)$$

$$\operatorname{tg} \frac{\theta_{\perp}}{2} = \frac{\sqrt{\sin^2 \alpha - (n_2/n_1)^2}}{\cos \alpha}.$$

Skoki faz powodują zmianę polaryzacji światła odbitego w stosunku do polaryzacji fali padającej.

Pomimo całkowitego odbicia pole elektromagnetyczne w ośrodku rzadszym nie jest zerowe, a przy urojonych wartościach γ , otrzymuje się następujące wyrażenia na składowe wektora falowego fali załamanej:

$$k_1'' = \frac{\omega}{c} n_1 \sin \alpha, \quad (1.7)$$

$$k_2'' = \frac{\omega}{c} i n_2 \sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2} \sin \alpha\right)^2 - 1}.$$

Stąd fala załamana w ośrodku rzadszym posiada czynnik fazowy:

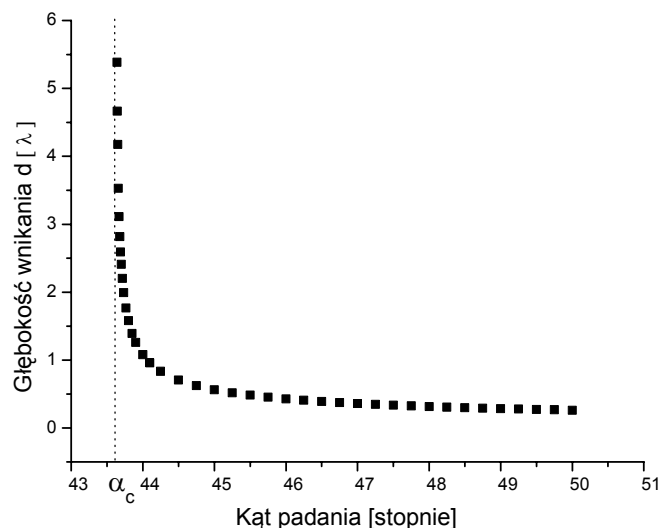
$$\exp\left[-ix\left(\frac{\omega}{c} n_1 \sin \alpha\right)\right] \exp\left[-z\left(\frac{\omega}{c} \sqrt{n_1^2 \sin^2 \alpha - n_2^2}\right)\right], \quad (1.8)$$

co interpretujemy, że fala rozprzestrzenia się wzdłuż granicy rozdziału dielektryków i zanika wykładniczo ze wzrostem odległości od tej granicy.

Można zdefiniować także tzw. głębokość wnikania d fali zanikającej :

$$d = \left|k_2''\right|^{-1} = \frac{1}{\frac{\omega}{c} \sqrt{n_1^2 \sin^2 \alpha - n_2^2}} = \frac{\lambda}{2\pi \sqrt{n_1^2 \sin^2 \alpha - n_2^2}} \quad (1.9)$$

Widać że jest ona porównywalna z długością fali λ .



Rysunek 1.2 Głębokość wnikania fali zanikającej w funkcji kąta padania

(Obliczenia dla $\lambda = 794.5$ nm, $n_1 = 1.45$, $n_2 = 1$).

Z równań Maxwella można również obliczyć składowe pola elektrycznego obecnego w ośrodku optycznie rzadszym ($z = 0$) [11]:

$$\begin{aligned}
 E_x &= \frac{2n \cos \alpha \sqrt{n^2 \sin^2 \alpha - 1}}{\sqrt{n^4 \sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha - n^2}} E_p e^{-i(\delta_p + \pi/2)} \\
 E_y &= \frac{2n \cos \alpha}{\sqrt{n^2 - 1}} E_s e^{-i\delta_s} \\
 E_z &= \frac{2n^2 \sin \alpha \cos \alpha}{\sqrt{n^4 \sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha - n^2}} E_p e^{-i\delta_p}
 \end{aligned} \tag{1.10}$$

gdzie: $n = n_1/n_2$, E_p i E_s to dwie składowe (równoległa i prostopadła do płaszczyzny padania) pola E_0 fali padającej (patrz p. 1.3), natomiast δ_p i δ_s to odpowiednio $\frac{\theta}{2}$ i $\frac{\theta_\perp}{2}$ z równania 1.6.

Mimo obecności pola elektrycznego w optycznie rzadszym ośrodku, średni strumień energii przepływający przez granicę dielektryków wynosi 0. Wektor Poyntinga reprezentuje przepływ energii przez jednostkę powierzchni w jednostce czasu.

$$\vec{P} = \vec{E} \times \vec{H} \tag{1.11}$$

Składowe wektora \vec{P} dla polaryzacji \perp fali padającej są następujące [11]:

$$\vec{P}^\perp = \begin{cases} P_x^\perp \approx \cos^2(\omega t - x \frac{n_1 \omega}{c} \sin \alpha + \theta^\perp) \\ P_y^\perp \approx 0 \\ P_z^\perp \approx \sin(\omega t - x \frac{n_1 \omega}{c} \sin \alpha + \theta^\perp) \cos(\omega t - x \frac{n_1 \omega}{c} \sin \alpha + \theta^\perp) \end{cases} \tag{1.12}$$

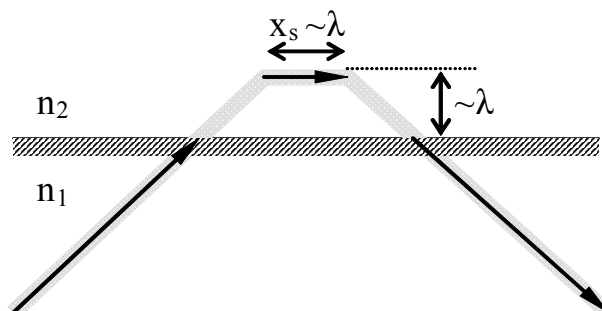
W kierunku osi x przepływa niezerowy strumień energii, natomiast w kierunku osi y nie ma przepływu energii. Uśredniona wartość składowej P_z^\perp po okresie, jak i po połowie okresu fali wynosi 0:

$$\overline{P_z^\perp} = \frac{1}{T} \int_0^T P_z^\perp dt = \frac{2}{T} \int_0^{\frac{T}{2}} P_z^\perp dt = 0 \tag{1.13}$$

ponadto:

$$\frac{4}{T} \int_0^{\frac{T}{4}} P_z^\perp dt = -\frac{4}{T} \int_{\frac{T}{4}}^{\frac{T}{2}} P_z^\perp dt. \tag{1.14}$$

Jeżeli na granicę rozdziału dwóch ośrodków, od strony ośrodka gęstszego, pada ograniczona przestrzennie wiązka światła wystąpi również tzw. efekt Goosa – Hänchena. Polega on na tym, że punkt padania wiązki na płaszczyznę rozdziału i jej punkt odbicia są przestrzennie rozdzielone względem siebie.



Rysunek 1.3 Propagacja fali zanikającej w warunkach całkowitego wewnętrznego odbicia

Każdą ograniczoną przestrzennie wiązkę światła można przedstawić jako superpozycję fal płaskich rozprzestrzeniających się w różnych kierunkach. Najprostszą tego typu wiązkę uzyskuje się sumując dwie fale płaskie padające na powierzchnię graniczną pod nieco różnymi kątami.

Dla x-owych składowych wektorów falowych, $(k + \Delta k)$ i $(k - \Delta k)$ na granicy rozdziału $z=0$, zespoloną amplitudę wypadkową $A(x)$ padającej fali można zapisać w postaci:

$$A(x) = [e^{i\Delta kx} + e^{-i\Delta kx}]e^{-ikx} = 2 \cos(\Delta kx)e^{-ikx} \quad (1.15)$$

Fala zanikająca doznaje zmiany fazy θ , która zależy od kąta padania α oraz liczby falowej k . Jeżeli zmiany Δk i $\Delta \theta$ są małe, można zapisać:

$$\theta(k + \Delta k) = \theta(k) + \frac{d\theta}{dk} \Delta k \quad (1.16)$$

Amplituda fali odbitej na granicy rozdziału wynosi:

$$A_r(x) = [e^{i(\Delta kx - \Delta \theta)} + e^{-(\Delta kx - \Delta \theta)}]e^{-i(kx - \theta)} = 2 \cos[\Delta k(x - \frac{d\theta}{dk})]e^{-i(kx - \theta)} \quad (1.17)$$

Z porównania wzorów (1.15) i (1.17) widać, że wielkość $d\theta/dk$ mająca wymiar długości, prezentuje sobą przesunięcie przestrzenne wiązki odbitej względem wiązki padającej, na granicę rozdziału dwóch ośrodków. Znając skok fazy między wiązką odbitą i padającą możemy obliczyć przesunięcie przestrzenne wiązek przy całkowitym wewnętrznym odbiciu:

$$x_s^\perp = \frac{d\theta}{d(k \sin \alpha)} = \frac{2}{k} \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\sqrt{\sin^2 \alpha - (n_2/n_1)}} \quad (1.18)$$

$$x_s = \frac{2}{k (n_2/n_1) \sqrt{\sin^2 \alpha - (n_2/n_1)}} \operatorname{tg} \alpha \quad (1.19)$$

Z powyższych wzorów wynika, że wielkość przesunięcia Goosa-Hänchena jest zbliżona do długości padającej fali i zależy od jej polaryzacji.

1.3 Polaryzacja fali zanikającej

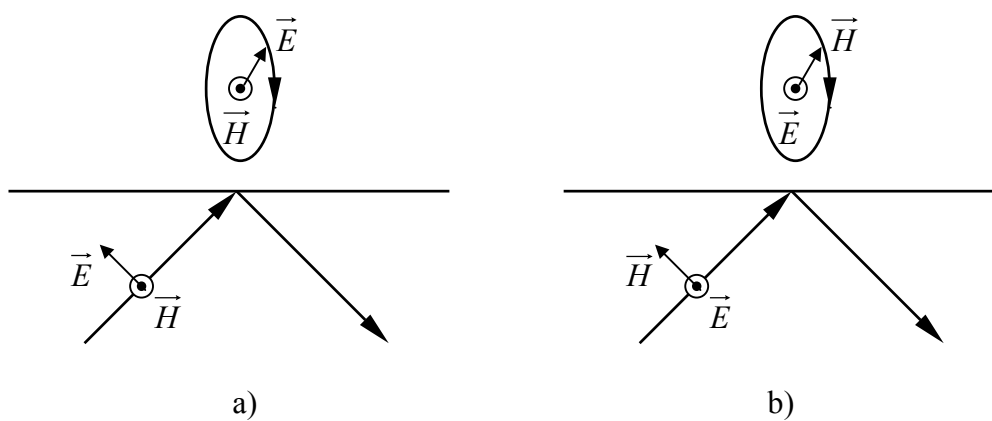
Rozważne są dwie ortogonalne polaryzacje fali padającej w stosunku do płaszczyzny padania [11]:

Polaryzacja \perp fali padającej

Kierunek drgań pola elektrycznego fali zanikającej jest prostopadły do kierunku jej propagacji i styczny do granicy rozdziału ośrodków. Natomiast kierunek drgań pola magnetycznego, z prostopadłego do kierunku rozchodzenia się fali, przechodzi w polaryzację eliptyczną w płaszczyźnie propagacji fali padającej. Taki rodzaj polaryzacji nazywamy polaryzacją s

Polaryzacja \parallel fali padającej

Kierunek drgania pola magnetycznego jest prostopadły do kierunku propagacji fali zanikającej i styczny do granicy rozdziału dielektryków, a drgania pola elektrycznego są spolaryzowane eliptycznie w płaszczyźnie propagacji fali padającej. W takim przypadku mówimy o polaryzacji typu \mathbf{p} , w odróżnieniu od nie-eliptycznej polaryzacji \mathbf{p} .



Rysunek 1.4 Polaryzacje fali zanikającej a) dla polaryzacji \parallel b) dla polaryzacji \perp fali padającej

Rozdział 2

Zjawisko Zeemana

2.1 Efekt Zeemana struktury subtelnej[15]

Zjawiskiem Zeemana nazywamy rozszczepienie poziomów energetycznych atomu pod wpływem zewnętrznego pola magnetycznego. Rozszczepienie poziomów prowadzi do rozszczepienia linii widmowych na kilka składników. Rozszczepienie linii widmowych w wyniku oddziaływania pola magnetycznego na emitujące atomy również nosi nazwę zjawiska Zeemana. Takie właśnie rozszczepienie linii odkrył po raz pierwszy w 1896 roku holenderski fizyk Pieter Zeeman.

Pierwsza teoria wpływu pola magnetycznego na zachowanie się elektronów w atomie była podana przez Lorentza, który korzystał jeszcze z modelu atomu podanego przez Thomsona. W starej teorii kwantów efekt Zeemana objaśniany był na podstawie modelu atomu Bohra i teorii Larmora, dotyczącej kwantowania przestrzennego. Jednak późniejsze, bardziej dokładne pomiary wykazały, że teorie te dają poprawne wyniki tylko w bardzo szczególnym przypadku tzw. normalnego efektu Zeemana ($S=0$). Zupełnie ogólna teoria efektu Zeemana wymaga uwzględnienia spinu elektronu i otrzymana została dopiero na podstawie mechaniki kwantowej. W przypadkach ogólnych, zwanych anomalnymi zjawiskami Zeemana, bez mechaniki kwantowej i pojęcia spinu obserwowanego rozszczepienia nie można wyjaśnić nawet jakościowo.

Zeemanowskie rozszczepienie poziomów można wyjaśnić w następujący sposób. Atom, mający moment magnetyczny μ_J , nabywa w polu magnetycznym dodatkową energię :

$$\Delta E = - \mu_{JB} B \quad (2.1)$$

gdzie μ_{JB} – rzut momentu magnetycznego na kierunek pola. A ponieważ :

$\mu_{JB} = - \mu_B g m_J$ to otrzymujemy:

$$\Delta E = \mu_B g B m_J \quad (2.2)$$

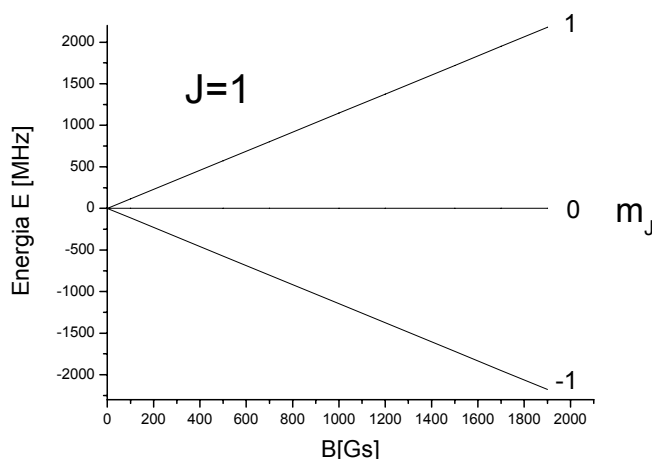
a m_J jest magnetyczną liczbą kwantową przyjmującą wartości: $m_J = -J, -J+1, \dots, J-1, J$.

Z tego wynika, że poziom energetyczny odpowiadający termowi $^{2S+1}L_J$ rozszczepia się na $2J + 1$ równoodległych podpoziomów, przy czym rozszczepienie zależy od czynnika Landego g , czyli od liczb kwantowych L, S i J danego poziomu:

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (2.3)$$

Bez pola magnetycznego stany, różniące się wartościami liczby kwantowej m_J , mają taką samą energię, czyli występuje degeneracja ze względu na liczbę kwantową m_J . Pole magnetyczne usuwa tę degenerację, a takie zjawisko nazywamy efektem Zeemana struktury subtelnej.

Dla badanego w tej pracy, wybranego stanu argonu $4p^2[3/2]_1$, rozszczepienie struktury subtelnej zależne od wartości indukcji pola magnetycznego przedstawiam poniżej. W obliczeniach przyjęto: $g = 0.819$ oraz $\mu_B = 1.4 \text{ MHz/Gs}$



Rysunek 2.1 Rozszczepienie wybranego poziomu magnetycznego atomu argonu w funkcji wartości indukcji pola magnetycznego B

2.2 Efekt Zeemana struktury nadsubtelnej [15], [18]

W zewnętrznym, słabym polu magnetycznym B następuje przesunięcie poziomów energetycznych atomu o wartość:

$$\Delta E = g_F \mu_B B m_F \quad (2.4)$$

gdzie:

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} - g_I \frac{F(F+1) + I(I+1) - J(J+1)}{2F(F+1)} \quad (2.5)$$

a m_F jest magnetyczną liczbą kwantową przyjmującą wartości: $F, F-1, \dots, -F$, ($\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$).

Ponieważ $\mu_N/\mu_B = 1/1836$, drugi wyraz w powyższym wzorze jest bardzo mały w porównaniu z pierwszym. Jego zaniedbanie oznacza pominięcie bezpośredniego oddziaływania jądrowego momentu magnetycznego z polem zewnętrznym.

W słabym polu magnetycznym term rozszczepia się więc na $2F+1$ równoodległych składowych.

Gdy zewnętrzne pole magnetyczne jest wystarczająco silne do rozprężenia momentów pędu \vec{I} i \vec{J} następuje złamanie sprzężenia IJ . Zjawisko Zeemana zostaje wtedy zastąpione zjawiskiem Paschena-Backa dla struktury nadsubtelnej. W tej sytuacji liczba kwantowa F nie jest zdefiniowana, natomiast liczby m_I i m_J są dobrymi liczbami kwantowymi, gdyż nadal efektywne pozostaje silniejsze sprzężenie LS . Energia rozszczepienia w silnym polu B jest określona wyrażeniem:

$$\Delta E = g_J \mu_B B m_J + A m_I m_J - g_I \mu_N B m_I \quad (2.6)$$

W realizowanej przeze mnie pracy wartość pola magnetycznego została dobrana tak, aby względnie prosta była interpretacja otrzymanych widm. Warunek ten jest spełniony, gdy odległości na skali energii, pomiędzy poszczególnymi składowymi rozszczepień w polu magnetycznym, są większe niż ich szerokości dopplerowskie. Jednakże, w zbyt dużym polu magnetycznym, rozszczepienia analizowanych linii mogą być mniej widoczne z powodu obecności innych składowych sąsiednich linii. Uwzględniając powyższe warunki, wartość indukcji pola magnetycznego dla badania rozszczepienia struktury nadsubtelnej, wybrano na około 1000 Gs (0.1 T). Można określić, że jest to tzw. pośrednie pole magnetyczne. O takim polu mówimy, gdy wartość indukcji tego pola uniemożliwia zastosowanie dla danego atomu przybliżenia pola silnego lub słabego przy obliczaniu jego struktury energetycznej, ponieważ wielkość rozszczepień poziomów energetycznych atomu oddziałującego z polem nie jest proporcjonalna do indukcji tego pola.

Istnienie magnetycznych podpoziomów struktury nadsubtelnej atomu wynika ze zniesienia $(2M_F+1)$ krotnej degeneracji poziomów, charakteryzowanych przez liczbę kwantowa F . Funkcja falowa podpoziomu charakteryzowanego przez liczbę M_F staje się liniową kombinacją funkcji falowych o tym samym M_F , ale różnym (w polu zerowym) F , stosowanie zatem liczby F traci sens. Definiuje się natomiast liczbę L_F , taka że $L_F \rightarrow F$, gdy indukcja pola magnetycznego $B \rightarrow 0$.

2.3 Energie i funkcje własne atomu [18], [20]

Rozwiązując równanie własne hamiltonianu H_{at} , można znaleźć odpowiednie funkcje własne atomu, które z kolei posłużą nam do wyliczenia wielkości rozszczepień pomiędzy podpoziomami magnetycznymi.

$$H_{at} |L_F, M\rangle = E_{L_F M} |L_F, M\rangle \quad (2.7)$$

$$H_{at} = H_{HFS} + H_Q + H_{mag} \quad (2.8)$$

H_{HFS} to hamiltonian oddziaływania nadsubtelnego, H_Q – oddziaływania kwadrupolowego elektrycznego jądra i elektronów, H_{mag} – oddziaływania atomu z zewnętrznym polem magnetycznym.

Oddziaływanie kwadrupolowe elektryczne, pomiędzy jądrem atomowym a elektronami, wynika z faktu, że ładunek jądra nie jest punktowy (kuliście symetryczny). Moment kwadrupolowy Q jądra zależy od rozkładu jego ładunku. Oddziaływanie kwadrupolowe powoduje przesunięcie poziomów struktury nadsubtelnej (z wyjątkiem termów S, ze względu na kuliście symetryczny rozkład ładunku elektronowego), gdy $J \geq 1$ oraz $I \geq 1$.

Dla rozwiązania równania własnego hamiltonianu H_{at} wybieramy jako funkcje bazowe, funkcje własne, \vec{I}^2 , \vec{J}^2 , \vec{F}^2 , \vec{F}_Z , oznaczone przez $|I, J, F, M\rangle \equiv |F, M\rangle$, gdzie $\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$

Ponieważ hamiltonian H_{at} nie posiada elementów macierzowych pomiędzy stanami o różnym M , funkcje $|L_F, M\rangle$ można przedstawić jako sumę:

$$|L_F, M\rangle = \sum_F C_{FM}^{L_F} |F, M\rangle \quad (2.9)$$

z warunkiem normalizacyjnym:

$$\sum_F |C_{FM}^{L_F}|^2 = 1 \quad (2.10)$$

Wyliczając w bazie $|F, M\rangle$ elementy macierzowe hamiltonianu H_{at} oraz wykorzystując wzór 2.9, równanie własne 2.7 (dla wybranych poziomów rubidu) można zapisać w postaci równań macierzowych dla danego M :

M=0

$$\begin{bmatrix} E_1 & -\frac{1}{2}(g_J - g_I)\mu_B B \\ -\frac{1}{2}(g_J - g_I)\mu_B B & E_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_{10}^{L_F} \\ C_{20}^{L_F} \end{bmatrix} = E_{L_F 0} \begin{bmatrix} C_{10}^{L_F} \\ C_{20}^{L_F} \end{bmatrix} \quad (2.11)$$

M=± 1

$$\begin{bmatrix} \mp \frac{1}{4}(g_J + g_I)\mu_B B + E_1 & -\frac{\sqrt{3}}{4}(g_J - g_I)\mu_B B \\ -\frac{\sqrt{3}}{4}(g_J - g_I)\mu_B B & \pm \frac{1}{4}(g_J + g_I)\mu_B B + E_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_{1\pm 1}^{L_F} \\ C_{2\pm 1}^{L_F} \end{bmatrix} = E_{L_F \pm 1} \begin{bmatrix} C_{1\pm 1}^{L_F} \\ C_{2\pm 1}^{L_F} \end{bmatrix} \quad (2.12)$$

M=± 2

$$\left(E_2 \pm \frac{1}{2}(g_J + g_I) \right) \mu_B C_{2\pm 2}^{L_F} = E_{L_F 2} C_{2\pm 2}^{L_F} \quad (2.13)$$

Wielkości E_1 i E_2 oznaczają energię stanu o danym F, dla pola magnetycznego $B = 0$.

Wyliczone na podstawie 2.11 – 2.13 energie $E_{L_F M}$ podpoziomów magnetycznych stanów:

$5^2S_{\frac{1}{2}} = 1 F = 1$ oraz $5^2P_{\frac{1}{2}} = 1$ i 2, dla atomu rubidu, w funkcji wartości pola

magnetycznego, są przedstawione na rysunku 2.3. W obliczeniach przyjęto jak w [18] i [20]:

dla stanu $^2S_{\frac{1}{2}}$

$$E_1 = -4271 \text{ MHz},$$

$$E_2 = 2563 \text{ MHz},$$

$$g_J = 2,$$

dla stanu $^2P_{\frac{1}{2}}$

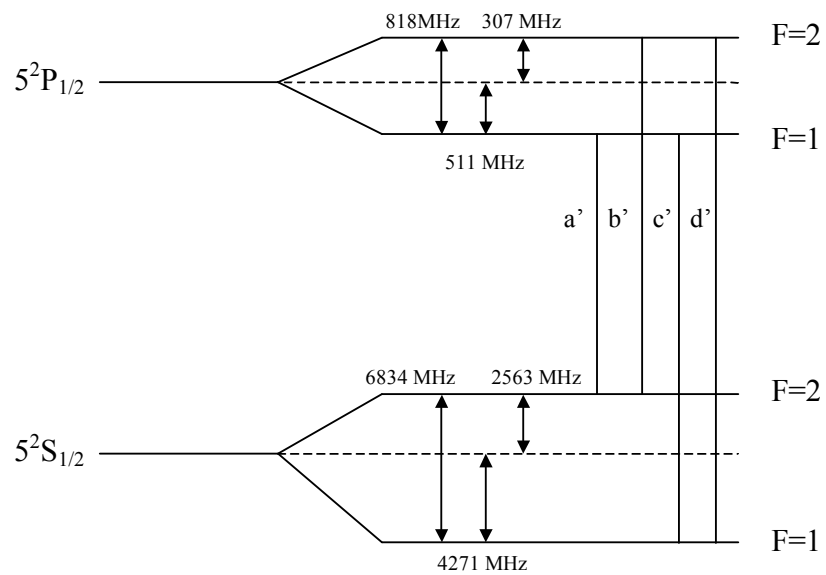
$$E_1 = -511 \text{ MHz},$$

$$E_2 = 307 \text{ MHz},$$

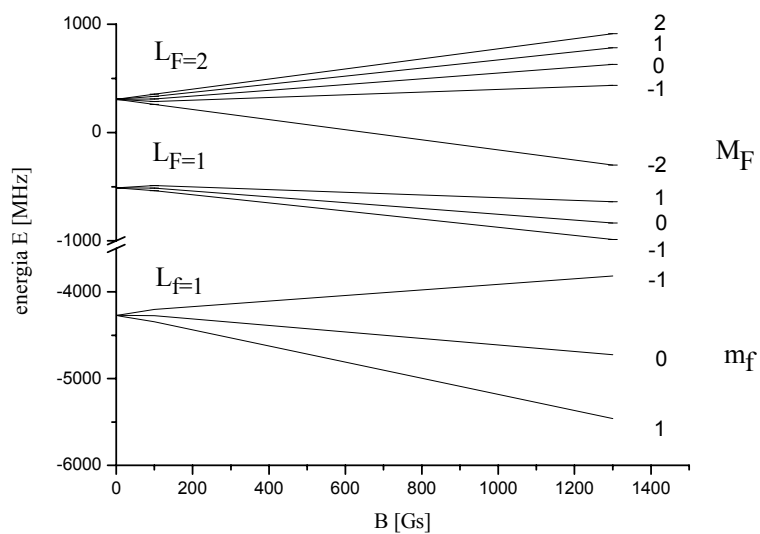
$$g_J = \frac{2}{3}$$

oraz

$$\mu_B = 1.4 \text{ MHz/Gs}$$



Rysunek 2.2 Schemat wybranych poziomów atomu ^{87}Rb



Rysunek 2.3 Rozszczepienie wybranych podpoziomów magnetycznych atomu ^{87}Rb w funkcji wartości pola magnetycznego

2.4 Przejścia pomiędzy poziomami magnetycznymi [18], [20]

Prawdopodobieństwo przejść pomiędzy stanami $|L_F, M\rangle$ i $|L_f, m\rangle$ atomu dane są wzorem:

$$P_{L_F M L_f m} \propto \left| \langle L_F, M | \vec{e} \cdot \vec{D} | L_f, m \rangle \right|^2 = \left| \sum_{F, f} C_{FM}^{L_F} C_{fm}^{L_f} \langle F, M | \vec{e} \cdot \vec{D} | f, m \rangle \right|^2 \quad (2.14)$$

Elementy macierzowe

$$\langle F, M | \vec{e} \cdot \vec{D} | f, m \rangle \quad (2.15)$$

opisują amplitudę przejścia elektrycznego dipolowego pomiędzy stanami o danych liczbach kwantowych F, M, f, m . Iloczyn skalarny $\vec{e} \cdot \vec{D}$ można przedstawić jako:

$$\vec{e} \cdot \vec{D} = \sum_q (-1)^q e_{-q} D_q \quad (2.16)$$

gdzie: e_{-q}, D_q są to składowe sferyczne wektora polaryzacji i momentu dipolowego, określone przez wzory:

$$\begin{aligned} e_{+1} &= -\frac{1}{\sqrt{2}}(e_x + ie_y), \\ e_{-1} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(e_x - ie_y), \\ e_0 &= e_z \end{aligned} \quad (2.17)$$

i analogicznie dla D_q .

Wspomniane powyżej elementy macierzowe, obliczamy na podstawie twierdzenia Eckarta-Wignera i zapisujemy w postaci:

$$\langle F, M | \vec{e} \cdot \vec{D} | f, m \rangle = \sum_q (-1)^q e_{-q} (-1)^{F-M} \begin{pmatrix} F & 1 & f \\ -M & q & m \end{pmatrix} \langle F || \vec{D} || f \rangle \quad (2.18)$$

Operator \vec{D} komutuje ze spinem jądra, więc zredukowany element macierzowy $\langle F || \vec{D} || f \rangle$

można przekształcić następująco:

$$\langle F || \vec{D} || f \rangle = (-1)^{I+j+F+1} \sqrt{(2F+1)(2f+1)} \begin{Bmatrix} J & F & I \\ f & j & 1 \end{Bmatrix} \langle J || \vec{D} || j \rangle \quad (2.19)$$

W dalszych obliczeniach przyjmujemy wartość elementu macierzowego $\langle J || \vec{D} || j \rangle$ za stałą dla danego przejścia optycznego.

Jeśli promieniowanie wzbudzające ma określoną polaryzację, na przykład w kierunku x , składowe sferyczne wektora \vec{e} wynoszą:

$$\begin{aligned}
e_{+1} &= -\frac{1}{\sqrt{2}}e_x, \\
e_{-1} &= \frac{1}{\sqrt{2}}e_x, \\
e_0 &= 0,
\end{aligned}
\tag{2.20}$$

natomiast dla polaryzacji w kierunku z:

$$\begin{aligned}
e_{+1} &= 0, \\
e_{-1} &= 0, \\
e_0 &= e_z.
\end{aligned}
\tag{2.21}$$

2.5 Orientacje pola magnetycznego [11], [18]

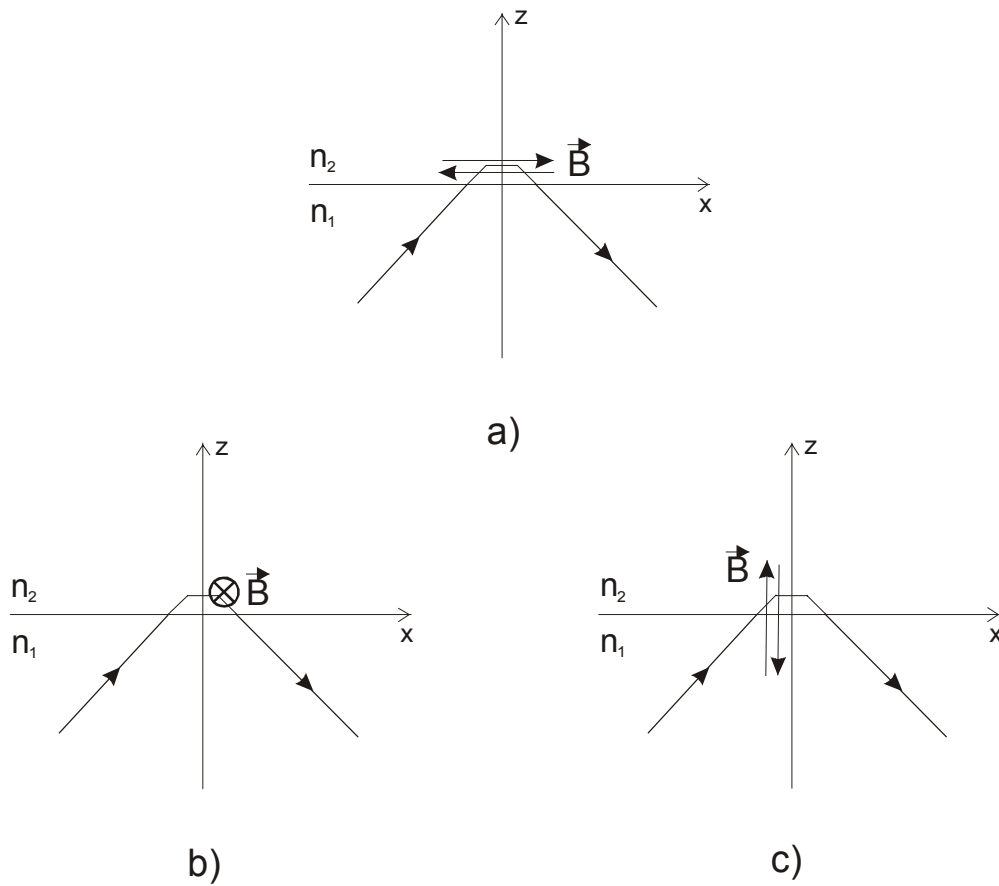
W eksperymencie badano polaryzację fali zanikającej, przy dwóch ortogonalnych polaryzacjach fali padającej, prostopadłej i równoległej do płaszczyzny padania. Oczekiwana polaryzacja fali zanikającej była zatem odpowiednio s oraz typu p (patrz punkt 1.3) względem granicy rozdziału.

Możliwe są różne orientacje pola magnetycznego, zapewniające badanie polaryzacji. Polaryzacja π oznacza drgania wektora elektrycznego fali w kierunku równoległym do kierunku pola magnetycznego, natomiast polaryzacja σ w kierunku prostopadłym do pola. W zależności od orientacji pola magnetycznego polaryzacja p i s fali zanikającej może stawać się polaryzacją π lub σ , zakładając oczywiście czystą (nie-eliptyczną) polaryzację p.

- Jeżeli kierunek pola magnetycznego jest równoległy do kierunku propagacji fali zanikającej, polaryzacje p i s stają się polaryzacjami σ .
- Dla kierunku pola magnetycznego prostopadłego do kierunku propagacji fali zanikającej i równoległego do granicy dielektryk - pary atomowe, polaryzacja p jest polaryzacją σ , a s polaryzacja π .
- Dla kierunku pola magnetycznego prostopadłego do kierunku propagacji fali zanikającej i do rozdziału ośrodków, polaryzacja p jest polaryzacją π , a s polaryzacją σ .

W przypadku nieczystej polaryzacji p tzn. polaryzacji eliptycznej (typu p), możliwe są pewne mieszania polaryzacji. I tak dla przypadku a) eliptyczność powoduje domieszanie polaryzacji π do polaryzacji σ , a odwrotnie w przypadku c) polaryzacji σ do polaryzacji π .

Natomiast dla przypadku b) eliptyczność powoduje różny udział amplitud polaryzacji σ^+ i σ^- w całkowitej polaryzacji fali zanikającej.



Rysunek 2.4 Orientacje pola magnetycznego

Rozdział 3

Zjawisko Optogalwaniczne

3.1 Wprowadzenie [5], [16]

Wykorzystując pole elektryczne o odpowiedniej wartości możemy wytworzyć w gazie, składającym się z atomów lub cząsteczek, przepływ prądu. Oświetlając obszar tego wyładowania światłem, którego częstość odpowiada częstości jednego z przejść pomiędzy stanami własnymi atomów lub cząstek gazu, możemy zaobserwować pewne zmiany we własnościach wyładowania. Zmienia się przewodnictwo gazu, a zjawisko to nosi nazwę optogalwanicznego.

Jako pierwszy zjawisko to zaobserwował Pening w roku 1928, zbliżając do siebie dwie rury wewnątrz których odbywało się wyładowanie w neonie. Zauważył zmianę natężenia prądu wewnątrz jednej z rur na skutek emitowanego promieniowania rezonansowego. Kolejne prace na ten temat miały miejsce w latach pięćdziesiątych za sprawą Kenty`ego (1950) oraz Meissnera i Millera (1953).

Jednak spektroskopia optogalwaniczna rozpoczęła się dopiero, wraz z rozwojem przestrajalnych laserów barwnikowych, od prac Green`a i innych (1976), którzy za pomocą tych właśnie źródeł światła otrzymali widma substancji tworzących gaz, stwierdzając bardzo wysoką czułość tej metody. Od tej pory ta technika stała się alternatywną do spektroskopii absorpcyjnej czy fluorescencyjnej.

W zjawisku optogalwanicznym badamy oddziaływanie światła z atomami lub molekułami poddając analizie własności materii, zmodyfikowane przez to oddziaływanie. Natomiast w alternatywnych technikach analizujemy własności światła zmodyfikowane przez materię. Aby sygnał nadawał się do dalszego przetwarzania należy strumień fotonów zamienić na sygnał elektryczny. W przypadku zaś efektu optogalwanicznego sygnał ma od razu charakter elektryczny.

Istotną cechą zjawiska optogalwanicznego jest liniowy związek między zmianami impedancji wyładowania a natężeniem światła, które je wywołuje. Eksperymentalnie zbadane charakterystyki wyładowania zaburzone światłem laserowym, potwierdzają że można uznać sygnał optogalwaniczny za proporcjonalny do liczby fotonów, a już dla niewielkich gęstości mocy wiązki laserowej rzędu kW/m^2 uzyskuje się duże sygnały w wyładowaniach gazowych o natężeniach prądu rzędu miliamperów.

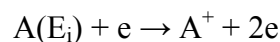
3.2 Podstawy fizyczne zjawiska optogalwanicznego [5], [16]

Załóżmy, że wiązka laserowa przechodzi przez część obszaru wyładowania gazowego. Jeżeli częstość lasera zostaje dostrojona do częstości przejścia pomiędzy dwoma poziomami atomów lub jonów w wyładowaniu $E_i \rightarrow E_k$, to obsadzenie tych poziomów $n_i(E_i)$ i $n_k(E_k)$ ulegają zmianie w wyniku pompowania optycznego. Ze względu na różne prawdopodobieństwa jonizacji z tych dwóch poziomów ta zmiana obsadzeń powoduje zmianę natężenia prądu wyładowania ΔI , którą można obserwować przez zmianę spadku napięcia na oporze obciążenia R , $\Delta U = R\Delta I$. Jeżeli wiązka jest przerywana periodycznie to otrzymuje się napięcie zmienne, które można mierzyć za pomocą detektora fazowego.

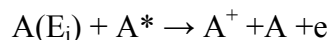
Otrzymane sygnały mogą być dodatnie lub ujemne zależnie od tego, jakie poziomy E_i i E_k łączy wzbudzone przez wiązkę laserową przejście $E_i \rightarrow E_k$. Jeśli $P_I(E_i)$ jest całkowitym prawdopodobieństwem jonizacji atomu na poziomie E_i , to zmiana napięcia ΔU towarzysząca zmianie obsadzenia $\Delta n_i = n_{i0} - n_{iL}$, powstałej w wyniku wzbudzenia laserowego, jest równa

$$\Delta U = R\Delta I = a[\Delta n_i P_I(E_i) - \Delta n_k P_I(E_k)] \quad (3.1)$$

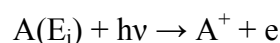
Istnieje szereg konkurencyjnych procesów, które także prowadzą do jonizacji atomu z poziomu E_i , takich jak jonizacja bezpośrednia w zderzeniach z elektronami:



jonizacja w zderzeniach z atomami w stanach metatrwałych:



lub, szczególnie dla stanów wysoko wzbudzonych, bezpośrednia fotojonizacja fotonami wiązki laserowej:

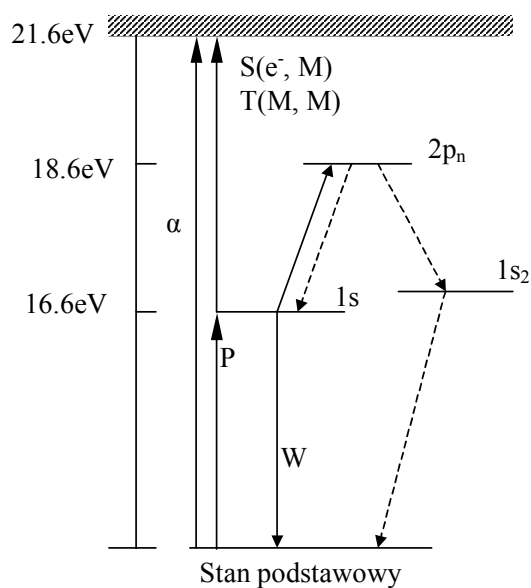


Wynik konkurencji pomiędzy tymi i innymi procesami decyduje o tym, czy zmiany obsadzeń Δn_i i Δn_k powodują wzrost czy spadek natężenia prądu wyładowania.

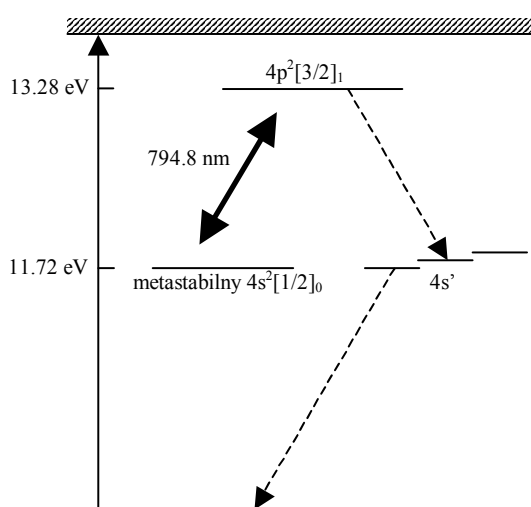
Ponieważ wiele zjawisk, związanych z procesami jonizacyjnymi stymulowanymi przez przejścia optyczne zależy od szczególnego typu wyładowania oraz od składu gazu, w którym ono występuje, nie istnieje ogólna teoria ilościowa i jakościowa opisująca zjawisko optogalwaniczne. Jednak ten prosty model wyjaśnia dlaczego światło rezonansowe powoduje zmiany liczby ładunków biorących udział w wyładowaniu.

Istnieje pewna teoria opisująca efekt optogalwaniczny stworzona przez Doughty`ego i Lawlera [1], opisująca ten efekt w neonie dla obszaru zorzy dodatniej wyładowania jarzeniowego, dla przejścia $1s \rightarrow 2p$ wymuszonego światłem o długości fali $\lambda = 594.5$ nm.

W modelu tym główną rolę w procesie produkcji w obszarze wyładowania, par elektron – jon dodatni odgrywa jonizacja zderzeniowa, zachodząca ze stanu metastabilnego, który jest silnie obsadzony w wyniku zderzeń z elektronami swobodnymi. Zatem przejście optyczne indukowane przez światło, ze stanu metastabilnego zmniejsza populację tego stanu co prowadzi do zmniejszenia szybkości jonizacji i ilości ładunków w wyładowaniu wywołując ujemną zmianę prądu wyładowania. Jest to o tyle ważne, że taki sam mechanizm zachodzi w argonie, dla którego badany był sygnał optogalwaniczny, obserwowany w ramach tej pracy.



Rysunek 3.1 Uproszczony schemat poziomów energetycznych w neonie



Rysunek 3.2 Schemat wybranych poziomów energetycznych w argonie

Można przedstawić ewolucję w czasie przestrzennie uśrednionej gęstości atomów w stanach metastabilnych M i elektronów n, gdzie produkcja w tych stanach jest równoważona przez straty w stanie stacjonarnym, poprzez równania:

$$\frac{dM}{dt} = H(n, M, E) = PnN - WM - TM^2 - SnM - \frac{S'nM}{4} = 0 \quad (3.2)$$

$$\frac{dn}{dt} = G(n, M, E) = \alpha v_d n + SnM + \frac{TM^2}{2} - Dn = 0 \quad (3.3)$$

W równaniu 3.2 stała P reprezentuje szybkość produkcji stanów metastabilnych w zderzeniu z elektronem oraz zaniku stanów wzbudzonych. Wielkość N oznacza populację poziomu podstawowego. Pozostałe człony równania opisują tempo strat stanów metastabilnych w wyniku różnych procesów:

- dominujący przy małych prądach wyładowania zanik stanu metastabilnego, z prędkością W.
- zderzenia pomiędzy dwoma stanami metastabilnymi z szybkością T
- jonizacja stanu M, w wyniku zderzeń z elektronami z szybkością S
- wzbudzenie stanu 2p w zderzeniu z elektronem z szybkością S'

W równaniu 3.3 pierwsze trzy człony wyrażają (kolejno) produkcję elektronów związaną z:

- jednostopniową jonizacją ze stanu podstawowego, gdzie v_d oznacza prędkość dryfu elektronów
- dwustopniową jonizację atomu ze stanu metastabilnego, związaną ze zderzeniami atomu z elektronem.
- dwustopniową jonizację ze stanu metastabilnego, wynikającą ze zderzenia między dwoma stanami metastabilnymi.

Produkcja jest równoważona przez ich straty spowodowane dyfuzją do ścianek z szybkością D (ostatni człon).

Natomiast $H(n, M, E)$ i $G(n, M, E)$ to funkcje przestrzennie uśrednionych gęstości, odpowiednio stanów metastabilnych i elektronów, zależne od n -ilości elektronów, M -ilości stanów metastabilnych, E- pola elektrycznego wzdłuż wyładowania.

Trzecim równaniem koniecznym do opisanie tego zjawiska jest równani na prąd wyładowania:

$$i = F(n, E) = en v_d \pi p R^2 \quad (3.4)$$

gdzie, $F(n, E)$ – funkcja prądu wyładowania zależna od ilości elektronów i pola elektrycznego oraz R – promień kolumny wyładowania.

Powyższe równania pozwalają na wyznaczenie wartości niezależnych zmiennych n , M i E , jeżeli prąd jest ustalony przez zewnętrzny obwód.

Stosując teorię zaburzeń liniowych, zakładamy zmianę prądu wyładowania do 10% jego wartości, co pozwala wyliczyć równania równowagowe:

$$\frac{\partial H}{\partial n} \Delta n + \frac{\partial H}{\partial M} \Delta M + \frac{\partial H}{\partial E} \Delta E = \beta Q \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial G}{\partial n} \Delta n + \frac{\partial G}{\partial M} \Delta M + \frac{\partial G}{\partial E} \Delta E = 0 \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial F}{\partial n} \Delta n + \frac{\partial F}{\partial E} \Delta E = \Delta i \quad (3.7)$$

gdzie β jest prawdopodobieństwem, że po wzbudzeniu stan $2p$ nie wróci do stanu metastabilnego, natomiast Q jest ilością zaabsorbowanych fotonów. W zamkniętym obwodzie z wyładowaniem zachodzi zależność: $Z\Delta i + l\Delta E = 0$, gdzie Z rezystancja połączona szeregowo ze źródłem napięcia, a l długość kolumny wyładowania. Stąd otrzymujemy:

$$\Delta i = -\frac{l\Delta E}{Z} \quad (3.8)$$

co prowadzi nas do następującej postaci sygnału optogalwanicznego:

$$\Delta i = \beta Q(\omega) i(Sn + TM) \left\{ \left[1 + \frac{Z}{l} \frac{di}{dE} \right] \left[\left(SnM + \frac{TM^2}{2} \right) W + \left(S - \frac{S'}{4} \right) \frac{nTM^2}{2} \right] \right\}^{-1} \quad (3.9)$$

w prostszej postaci:

$$\Delta i = \beta Q(\omega) B(S, S', T, W, n, M, i) \quad (3.10)$$

Człon B związany jest z parametrami wyładowania i parametrami danego przejścia, natomiast człon rezonansowy $Q(\omega)$ jest miarą absorpcji związanej z przejściem $1s \rightarrow 2p_n$. Amplituda sygnału będzie zależała zarówno od B jak i β , a znak sygnału od parametrów wyładowania, natomiast zależność od częstości światła laserowego będzie zawarta w członie opisującym absorpcję. Jeśli na szerokość absorpcji główny wpływ będzie miało poszerzenie dopplerowskie, wtedy przestrajając laser wokół częstości rezonansowej sygnał optogalwaniczny będzie miał kształt gaussowski a jego amplituda będzie w pewnym stopniu zależna od charakteru wyładowania:

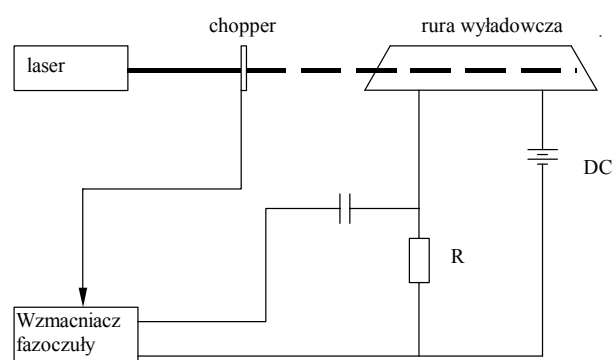
$$S_{OG} = S_0(\text{nateżenie lasera, parametry wyładowania}) \exp(-(\omega - \omega_0)^2 \Delta\omega_D) \quad (3.11)$$

3.3 Sygnał optogalwaniczny i jego rejestracja w różnych rodzajach wyładowań [5], [16]

Możemy wyróżnić trzy główne typy wyładowań w których mierzy się sygnał optogalwaniczny, są to:

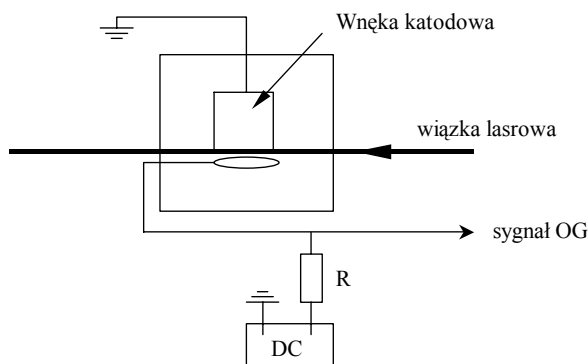
- niskociśnieniowe wyładowania jarzeniowe, przy stałym napięciu między elektrodami (DC)
- wyładowania we wnęce katodowej także przy stałym napięciu (HC)
- wyładowania jarzeniowe wywołane przez pole o częstotliwości radiowej (RF)

W pierwszym typie wyładowania, elektrody pomiędzy którymi odbywa się wyładowanie są wbudowane w rurę wyładowczą tak, aby nie pokrywały się z osią wyładowania, która jest przecinana przez wiązkę laserową oświetlającą wyładowanie. Detekcja odbywa się poprzez zmiany napięcia na oporniku włączonym w obwód prądu wyładowania.



Rysunek 3.3 Układ eksperymentalny do detekcji sygnału OG w wyładowaniu jarzeniowym

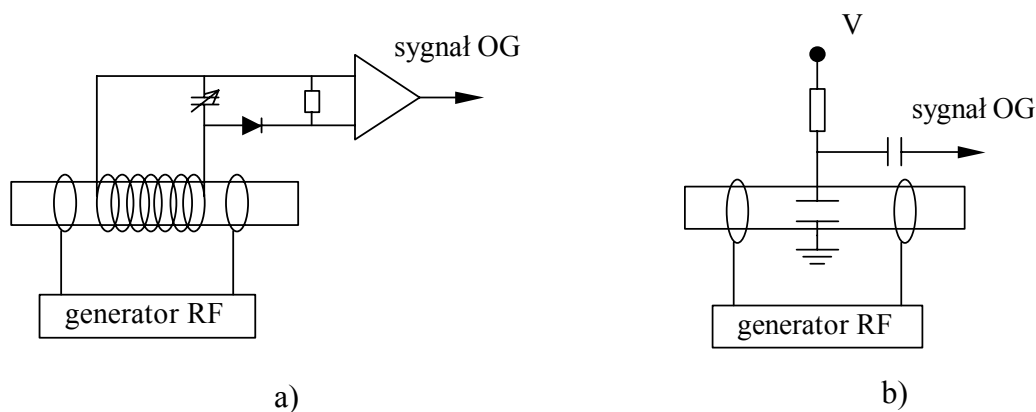
Dla wyładowania we wnęce katodowej bardzo istotną sprawą jest emisja materiału katody do gazu wewnątrz którego ma miejsce wyładowanie, co daje możliwość badania gazów stanowiących tylko niewielkie domieszki. Bardzo korzystna przy tym typie wyładowania jest możliwość jego utrzymania w niskich ciśnieniach, a zlokalizowanie w małej przestrzeni daje w przypadku obecności pola magnetycznego, dogodne warunki do spektroskopii zeemanowskiej.



Rysunek 3.4 Układ eksperymentalny do detekcji sygnału OG w wyładowaniu we wnęce katodowej (HC).

Trzecim rodzajem jest wyładowanie otrzymywane po przyłożeniu pola oscylującego z częstotścią radiową. Główną zaletą tego przypadku jest możliwość umieszczenia elektrod na zewnątrz rury wyładowczej. Pozwala to na badania gazów, które powodują niszczenie elektrod. Kolejną zaletą wyładowania RF jest możliwość otrzymania go pod znacznie mniejszym ciśnieniem niż w przypadku DC. Ma to duże znaczenie w przypadku spektroskopii wysokiej zdolności rozdzielczej. Ponadto w wyładowaniu RF pozbywamy się szumu śrutowego, którego źródłem są elektrony i jony uwalniane z elektrod wyładowczych, zwiększając stosunek sygnału do szumu. Wyładowanie to otrzymujemy także przy znacznie mniejszych napięciach niż w przypadku wyładowań DC i HC.

Istnieją różne sposoby rejestracji sygnału optogalwanicznego przy zastosowaniu układu z wyładowaniem radioczęstotliwości. Rysunek 3.5 przedstawia dwa schematy do detekcji sygnału, w których układ wytwarzający wyładowanie i układ reagujący na zmiany są rozdzielone. Różnią się one sposobem rejestracji sygnału.

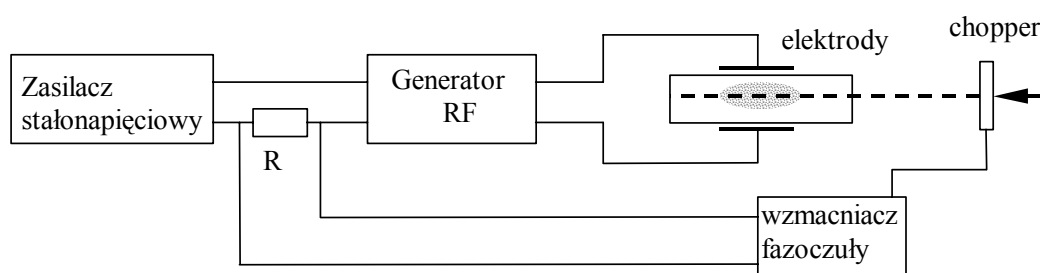


Rysunek 3.5 Schematy do detekcji efektu OG

W przypadku rysunku 3.5a sygnał powstaje za pomocą cewki nawiniętej na rurę wyładowczą, która pełniąc rolę anteny, wraz z kondensatorem tworzy układ rezonansowy dostrajany do częstości pola RF. Układ taki został zastosowany przez Suzuki [2].

Przedstawiony z kolei na rys. 3.5b schemat, zastosowany przez Labastie [3], rejestruje zmiany przez umieszczenie dwóch elektrod wewnątrz wyładowania. Pomiedzy elektrodami jest przykładane stałe napięcie, a zmiany impedancji plazmy mierzone są przez zmiany prądu płynącego przez wyładowanie.

W układzie zastosowanym po raz pierwszy przez Grandina [4], ten sam drgający obwód pełni rolę układu wzbudzającego wyładowanie i rejestrującego zmiany jego własności elektrycznych. W pracy Grandin`a sprzężenie obwodu drgającego z plazmą miało charakter indukcyjny tzn. elektrody miały kształt pierścieni obejmujących rurę wyładowczą, natomiast na rysunku 3.6 obwód jest sprzężony pojemnościowo tzn. płaskie elektrody tworzą kondensator pomiędzy płytkami którego odbywa się wyładowanie. Zmiany impedancji wyładowania są rejestrowane przez odpowiadające im zmiany w warunkach pracy generatora, wytwarzającego napięcie o częstości radiowej, zasilanego stałonapięciowo.



Rysunek 3.6 Schemat układu wzbudzającego wyładowanie RF, w którym elektrody pełnią również funkcję detektora impedancji wyładowania.

Rozdział 4

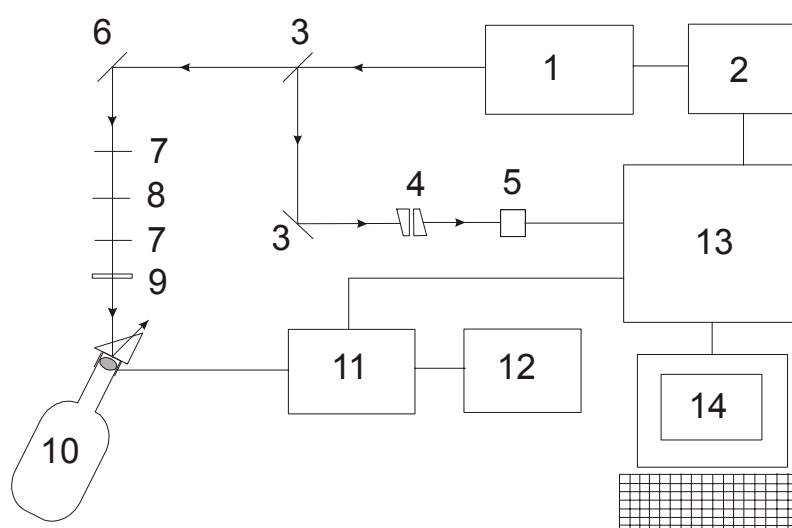
Realizacja eksperymentu

Część doświadczalna przebiegała w dwóch etapach. Pierwszy etap była to obserwacja efektu Zeemana fali zanikającej w argonie przy pomocy zjawiska optogalwanicznego. Drugim etapem natomiast była absorpcja fali zanikającej w parach rubidu. Obydwa układy doświadczalne były umieszczone na wspólnym stole optycznym, a ich dokładny opis przedstawiam w dalszej części pracy.

4.1 Obserwacja zjawiska optogalwanicznego

4.1.1 Układ doświadczalny

Poniżej przedstawiam schemat układu, który za pomocą detekcji fazoczułej pozwalał rejestrować sygnał optogalwaniczny dla wyładowania w argonie wytwarzanego przez pole radioczęstości.

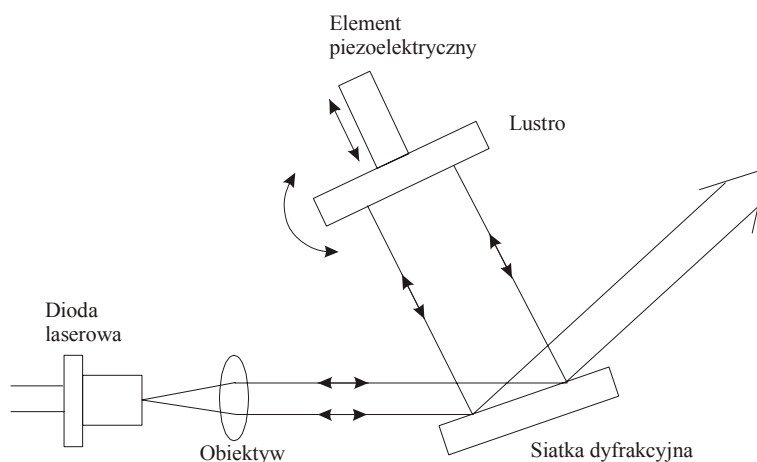


Rysunek 4.1 Schemat układu doświadczalnego do spektroskopii optogalwanicznej

1– laser diodowy, 2–sterownik lasera, 3– płytka światłodzieląca, 4- interferometr F-P, 5– fotodioda, 6– lustro, 7– polaryzator, 8– półfalówka, 9- chopper, 10– komórka z argonem, 11– generator RF, 12– zasilacz, 13– Lock-in Amplifier, 14– komputer.

4.1.2 Laser półprzewodnikowy

W doświadczeniu używany był laser diodowy serii 2001 firmy Environmental Optical Sensors, Inc. Laser ten składa się z zamkniętego we wspólnej obudowie wymiennego modułu laserowego oraz zewnętrznego rezonatora typu Littmana-Metcalfa. Moduł laserowy typu DMD790 zawiera diodę laserową, moduł Peltiera do stabilizacji jej temperatury oraz fotodiodeę do kontroli mocy emitowanego promieniowania. Zastosowany rezonator zewnętrzny zapewnia jednomodową pracę i stabilizację szerokości spektralnej emitowanego z diody laserowej promieniowania oraz umożliwia przestrajanie lasera. Schemat budowy lasera jest przedstawiony na rysunku 4.2.



Rysunek 4.2 Schemat budowy lasera diodowego

Siatka zamocowana jest nieruchomo, a światło z lasera pada na nią pod kątem bliskim 90° . Dzięki temu wiązka o średnicy kilku milimetrów oświetla siatkę na prawie całej długości. Wiązka ugięta pada na obrotowe lustro stojące, odbija się i powraca przez wtórne ugięcie na siatce do diody. Lustro zamocowane jest na elemencie piezoelektrycznym, zmieniając jego wydłużenie można modyfikować strukturę modową rezonatora. Dodatkowo położenie lustra można zmieniać ręcznie poprzez przekładnię mechaniczną, a ponieważ jedynym ruchomym elementem podczas przestrajania jest lustro zewnętrzne, wiązka nie zmienia geometrycznie położenia.

Sterowanie i zasilanie lasera odbywa się przy pomocy współpracującego z nim sterownika typu 2001-ECU. Sterownik kontroluje zadane parametry pracy to znaczy natężenie prądu diody, temperaturę jej złącza oraz umożliwia przestrajanie lasera, poprzez przesuwanie umieszczonego na elementach piezoelektrycznych lustra w rezonatorze. Wymagane większe zmiany długości fali dokonywane są ręcznie, za pośrednictwem pokrętki, które znajduje się na obudowie lasera. Natomiast długość ta wyświetlana jest na sterowniku,

w trybie *wavelength*. W trakcie dokonywania pomiarów laser był przestrajany za pośrednictwem wzmacniacza fazoczułego, którego szczegółowy opis znajduje się w dalszej części pracy.

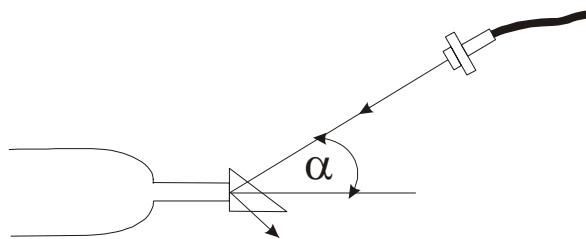
Sterownik lasera pracował cały czas w trybie stabilizacji natężenia prądu I_D (*constant current mode* – *CC*). Opcjonalnie możliwa jest również praca w trybie stabilizacji mocy emitowanego promieniowania (*constant power mode* - *PC*), ale nie jest wtedy zapewniona stabilność długości emitowanej fali. Natężenie prądu I_D zostało dobrane tak, aby nie powodowało ono przeskoków modów lasera, natomiast temperatura złącza diody dobrana tak, aby moc promieniowania przy danej długości fali była maksymalna.

4.1.3 Komórka z argonem

Podstawowa komórka napełniana argonem składała się z dwóch części, prostopadłościennej na której końcu znajdował się szklany pryzmat i do której również przyklejone były elektrody oraz cylindrycznej, połączonej z pozostałą częścią aparatury szklanej. Wykorzystanie pryzmatu, stanowiącego ośrodek gęstszy optycznie jest standardowym sposobem wytwarzania fali zanikającej w ośrodku rzadszym. Początkowo wewnątrz układu powstawała próżnia dzięki pracy dwóch pomp, a następnie z rezerwuaru wpuszczany był argon.

Cała aparatura zaopatrzona była w szereg szklanych zaworów dzięki czemu można było sterować ciśnieniem gazu wewnątrz komórki. O ciśnieniu gazu informował próżniomierz stałoporowy typu PN-51 firmy POLVAC, a o jakości próżni przed wprowadzeniem argonu próżniomierz jonizacyjny PW-12 tej samej firmy. Podczas pomiarów ciśnienie argonu utrzymywane było w przedziale 80 – 100 Pa.

Ponieważ komórka ze względu na szklane połączenia z resztą aparatury była nieruchoma, zmiany kąta padania wiązki lasera na pryzmat należało dokonywać manipulując samą wiązką. Do tego celu służył światłowód, którego koniec znajdował się na specjalnie skonstruowanym ruchomym stojaku. W ten sposób poruszając ramieniem stojaka można było swobodnie dobierać kąt pod jakim wiązka trafiała na pryzmat, nie zmieniając położenia komórki.



Rysunek 4.3 Schemat przedstawiający kąt ewanescentnego wchodzenia wiązki

Przygotowanie próżni

Jako pompa wstępna używana była pompa rotacyjna pracująca w zakresie od 10^5 do 10^{-3} Pa, a następnie używana była pompa dyfuzyjna pracująca w zakresie do 10^{-8} mbar.

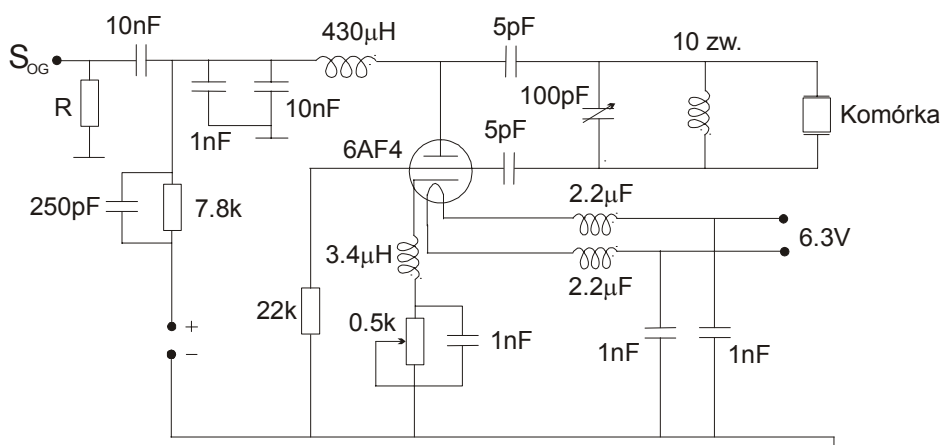
W pompie rotacyjnej gaz jest zasysany do specjalnej komory, sprężany przez łopatki i wirnik, a następnie wyrzucany do atmosfery. Łopatki wirnika i powierzchnie pomiędzy rotorem a ściankami pompy są uszczelniane przy pomocy oleju o niskiej prężności par, który pełni również rolę cieczy smarującej pompę. Pompa rotacyjna może mieć jeden lub dwa stopnie pompujące, a pompy dwustopniowe umożliwiają uzyskanie próżni końcowej rzędu 10^{-3} Pa.

Pompa dyfuzyjna jest urządzeniem, w którym pompowanie odbywa się poprzez ukierunkowany przekaz pędu od cząsteczek par cieczy pompującej do cząsteczek pompowanego ośrodka. Ciecz pompująca (zazwyczaj jest to olej) jest podgrzewana aż do momentu osiągnięcia intensywnego parowania, a pary oleju są następnie kierowane ku dołowi pompy przez zespół dysz. Cząsteczki par poruszają się z prędkością naddźwiękową i ulegają zderzeniom z cząsteczkami gazu, które dyfundują do strumienia par. W wyniku zderzeń cząsteczki gazu uzyskują, średnio rzecz biorąc, pęd skierowany ku dołowi i są wstrzeliwane w obszar o powiększonym ciśnieniu. Ostatecznie cząstki gazu są usuwane z pompy dyfuzyjnej przez pompę próżni wstępnej, a cząstki oleju uderzając w ścianki pompy, chłodzone wodą lub ciekłym azotem, ulegają skropleniu i wracają do rezerwuaru.

4.1.4 Generator RF

Wyładowanie w argonie wytwarzane było pomiędzy dwoma miedzianymi elektrodami, leżącymi na przeciwległych ściankach prostopadłościennej części komórki, przez generator napięcia zmiennego o częstotliwości 20 MHz. Był to generator własnej produkcji, skonstruowany specjalnie dla potrzeb Zakładu Optyki Atomowej.

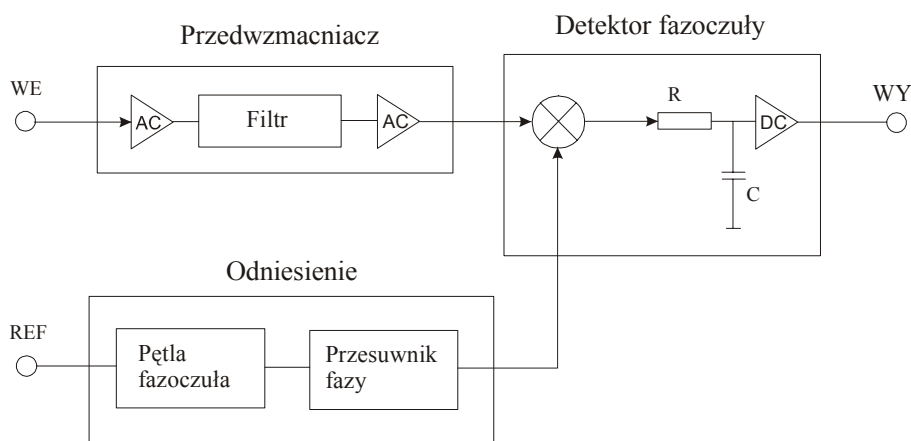
Elektrody wraz z wyładowaniem pełniły rolę kondensatora o zmiennej pojemności. Rezonansowe oddziaływanie atomów ze światłem powodowało zmianę wartości natężenia prądu zasilania generatora. W obwód zasilania włączony był opornik R i zmiana napięcia na tym oporniku była mierzonym sygnałem optogalwanicznym. Generator RF zasilany był zasilaczem stałoprądowym, a o napięciu między elektrodami informował dodatkowo podłączony woltomierz.



Rysunek 4.4 Schemat elektroniczny generatora RF

4.1.5 Lock-In Amplifier SR 830

Lock In służył w eksperymencie głównie jako wzmacniacz fazoczuły, mierzący sygnał OG. Sterowany był przez komputer poprzez kartę GPIB za pomocą programu napisanego w „LabView”. Ideą metody tej detekcji jest wydobycie słabego sygnału z tła zakłócającego. Poniżej przedstawiam schemat ideowy takiego wzmacniacza:



Rysunek 4.5 Schemat ideowy wzmacniacza fazoczułego.

Sygnal zakłócony szumem X_1 oscylujący z częstotliwością ω :

$$X_1 = x_1 \sin(\omega t + \varphi_1) \quad (4.1)$$

zostaje wprowadzony do układu wzmacniacza przez wejście WE. Do drugiego wejścia REF podawany jest sygnał odniesienia oscylujący z tą samą częstotliwością co wzmacniany sygnał:

$$X_{REF} = x_{REF} \sin(\omega t + \varphi_{REF}) \quad (4.2)$$

Obydwa sygnały trafiają do mieszacza, który je mnoży, dając na wyjściu sygnał w postaci:

$$X_{WY} = x_1 x_{REF} / 2 \cos(2\omega + \varphi_1 + \varphi_{REF}) + x_1 x_{REF} / 2 \cos(\varphi_1 - \varphi_{REF}) \quad (4.3)$$

Sygnal wychodzący z mieszacza składa się ze składowej stałej, proporcjonalnej do badanego sygnału X_1 , oraz ze składowej zmiennej, która ostatecznie jest eliminowana przez filtr dolnoprzepustowy, transmitujący tylko składową stałą. Istotne jest ustawienie odpowiedniej stałej czasowej tego filtra, tak aby badany sygnał był maksymalnie wolny od szumów.

W doświadczeniu optymalne warunki pracy wzmacniacza uzyskiwane były przy stałej czasowej 300 ms, zbyt mała wartość powoduje zwiększenie pasma przenoszenia szumów, a zbyt duża uśrednienie sygnału, objawiające się jego dodatkowym poszerzeniem. Drugim ważnym ustawianym parametrem był czas odstępu pomiędzy punktami pomiarowymi i wynosił on 100ms. Sygnal wejściowy pochodził bezpośrednio z generatora RF, natomiast sygnał odniesienia od tzw. choppera czyli wiatraczka, który ze stałą częstotliwością przerywał wiązkę z lasera. Używany był optyczny chopper model MC 1000 firmy THORLABS INC. Ponadto do wejścia analogowo-cyfrowego AuxIn Lock-In'a podawany był sygnał z fotodiody mierzącej transmisję interferometru Fabry – Perot'a oraz z wyjścia cyfrowo – analogowego AuxOut podawane było napięcie do wejście sterownika laserowego w celu przestrajania lasera.

4.1.6 Interferometr Fabry-Perot'a

W eksperymencie zastosowany był powietrzny interferometr Fabry-Perot'a, z płaskimi lustrami dielektrycznymi, odległymi od siebie o około 200 mm. Ponieważ lustro te posiadały maksymalny współczynnik odbicia dla długości fali $\lambda = 632.8$ nm, to dla długości fal w których realizowana była praca wynosił on około 4%. Maksyma w sygnale transmisji interferometru były zatem bardzo szerokie, a finezja obliczona ze wzoru:

$$F = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (4.4)$$

jest mniejsza niż 0.7, przyjmując współczynnik odbicia $R \approx 0.04$

Znając przedział dyspersji interferometru tzn. zakres częstości $\delta\nu$ pomiędzy dwoma kolejnymi maksimami w jego widmie transmisji można przeliczyć skale otrzymywanych widm na częstotliwość fali zanikającej.

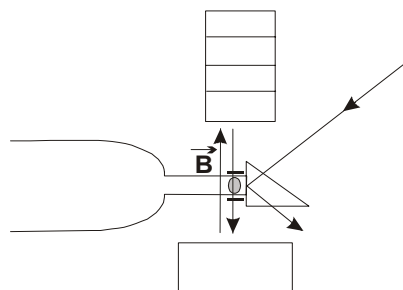
$$\delta\nu = \frac{c}{2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \quad (4.5)$$

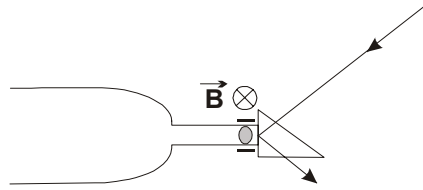
gdzie: c -prędkość światła, n - współczynnik załamania powietrza, α -kąt padania wiązki na lustro interferometru.

Do znalezienia $\delta\nu$ konieczna jest znajomość odległości d między lustrami oraz współczynnika n znajdującego się między nimi powietrza. Ponieważ wartości te nie są znane w tym przypadku z odpowiednią dokładnością, do kalibracji wykorzystano widmo nasyceniowe rubidu, niezbędne w drugiej części eksperymentu.

4.1.7 Pole magnetyczne

Do obserwacji efektu Zeemana fali zanikającej konieczne było pole magnetyczne o odpowiedniej wartości. Zapewniała je para magnesów stałych dająca różne natężenia pola, zależne od ich wzajemnej odległości. Jeden z magnesów miał kształt prostopadłościanu o wymiarach $50 \times 50 \times 25$ mm, a drugi składał się z czterech mniejszych, o wymiarach $27 \times 20 \times 12$ mm każdy. Odległość między nimi została dobrana tak, aby wartość indukcji pola była w przedziale 1000 – 1500 Gs. Dokładny pomiar wartości indukcji pola dokonywany był za pomocą hallometru, a błąd pomiaru wynosi około ± 50 Gs. W obszar fali zanikającej magnesy wsuwane były od przedniej prostopadłościenną część komórki z argonem. Wybrano dwie orientacje pola, (1) równoległą do kierunku propagacji fali zanikającej oraz (2) prostopadłą do tego kierunku i równoległą do granicy rozdziału ośrodków.



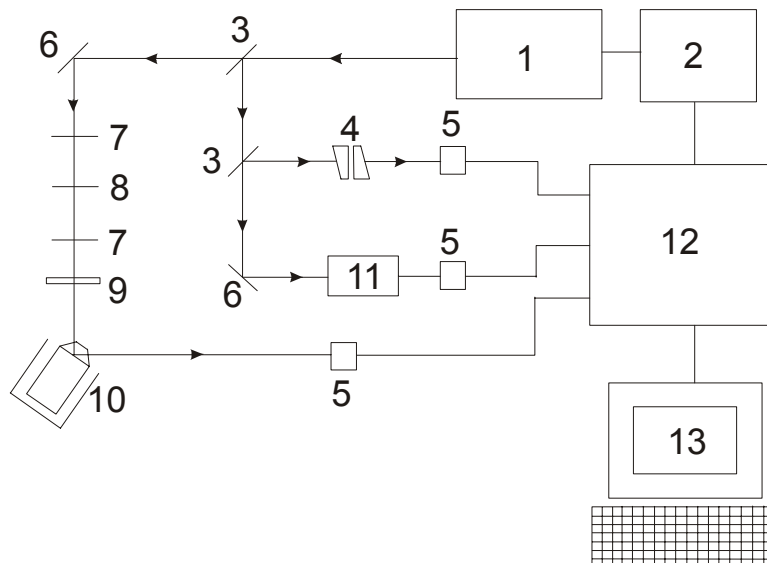


Rysunek 4.6 Orientacje pola magnetycznego do optycznego badania efektu Zeemana w Argonie

4.2 Spektroskopia w parach rubidu

4.2.1 Układ doświadczalny

Drugim etapem eksperymentu była spektroskopia fali zanikającej w parach rubidu, poprzez obserwację absorpcji wiązki całkowicie wewnętrznie odbitej. Poniżej przedstawiam schemat tej części eksperymentu, który uległ tylko niewielkim modyfikacjom w stosunku do poprzedniego układu (rys. 4.1)



Rysunek 4.7 Schemat układu doświadczalnego do spektroskopii w rubidzie

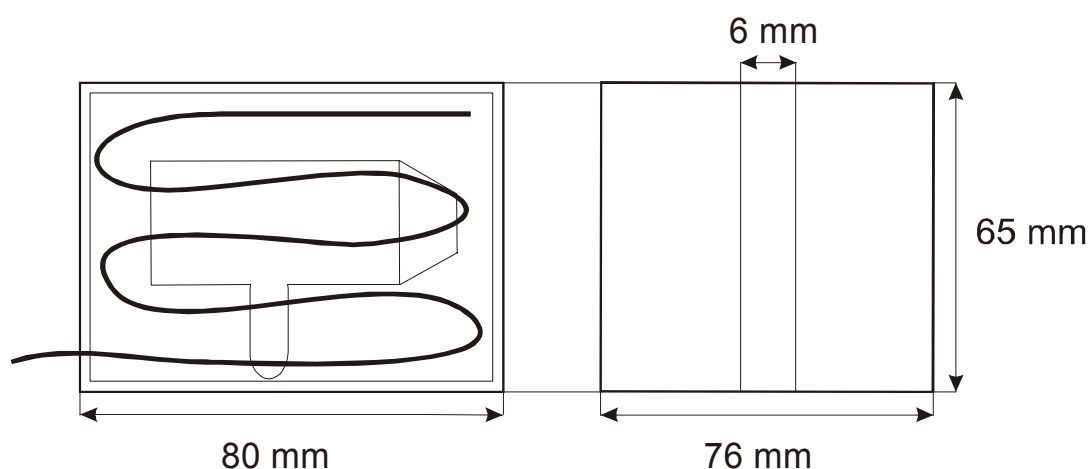
1-laser diodowy, 2- sterownik lasera, 3- płytka światłdzieląca, 4- interferometr FP, 5- fotodioda, 6- lustro, 7- polaryztor, 8- półfalówka, 9- chopper, 10- piecyk i komórka z atomami Rb, 11- układ spektroskopii nasyceniowej, 12- Lock-In Amplifier, 13- komputer.

Obydwa układy zostały tak skonstruowane, aby jednocześnie mogły znajdować się na tym samym stole, a więc większość elementów jest wspólna. Układ do spektroskopii rubidu zawiera oczywiście nową komórkę zaopatrzoną dodatkowo w piecyk oraz układ spektroskopii nasyceniowej.

4.2.2 Piecyk i komórka z atomami rubidu

Wykorzystano kwarcową komórkę w kształcie cylindra o długości 50 mm i średnicy 30 mm, zawierającą naturalną mieszaninę rubidu ^{85}Rb i ^{87}Rb . Na jednym z końców znajdował się ścięty kwarcowy pryzmat o współczynniku załamania $n = 1.45$. Aby zapewnić odpowiednią prężność par atomów rubidu komórka została umieszczona wewnątrz metalowego piecyka co pozwalało na ogrzewanie jej do wymaganych wysokich temperatur. Nie można było jednak przekroczyć temperatury $200\text{ }^{\circ}\text{C}$ z obawy uszkodzenia komórki, optymalnie pomiary zostały wykonane przy temperaturze z przedziału $160 - 180\text{ }^{\circ}\text{C}$. Przy takiej temperaturze gęstość atomów wynosiła około 10^{14} at./cm^3 [18].

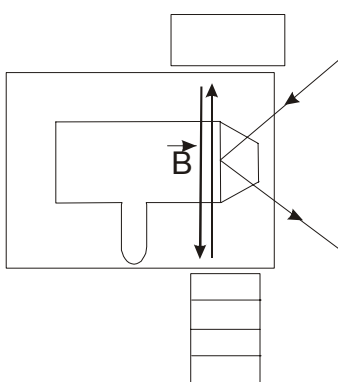
Piecyk wykonany był z blachy aluminiowej o grubości 5 mm, a cały posiadał wymiary $80 \times 76 \times 65\text{ mm}$. W przedniej części na całej długości znajdowała się szczelina o wysokości 6 mm, która umożliwiała wprowadzanie i wyprowadzanie wiązki laserowej. Do grzania służył zwinięty drut koaksjalny, składający się z odizolowanych od siebie płaszczka i rdzenia, w których ten sam prąd płynie w przeciwnych kierunkach. Taka konstrukcja zapewniała zminimalizowanie powstającego wokół drutu pola magnetycznego. Zasilanie odbywało się przy pomocy zasilacza prądu stałego typu 5352 firmy UNITRA. W bocznej części piecyka znajdował się również niewielki otwór pozwalający na wprowadzenie termometru cyfrowego w celu kontrolowania temperatury panującej wewnątrz.



Rysunek 4.8 Schemat konstrukcji piecyka

4.2.3 Pole magnetyczne

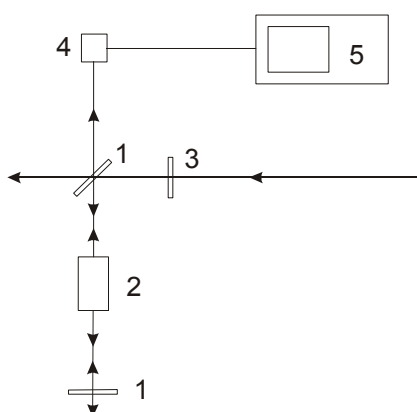
Odpowiednie pole magnetyczne niezbędne do badania efektu Zeemana tak jak w poprzednim przypadku zapewniała para magnesów stałych. Różnica jednak polegała na tym że za względu na rozmiar piecyka zmieniła się odległość między nimi. Umieszczone one zostały na zewnątrz piecyka w odległości około 70 mm, tak aby ścianki piecyka nie były w kontakcie z magnesami, gdyż mogłoby to spowodować ich rozmagnesowanie już przy temperaturze 80 °C. Przy takiej konfiguracji wartość indukcji pola w obszarze propagacji fali zanikającej wynosiła około 1000 Gs. Natomiast orientacja pola magnetycznego została dobrana tak aby jego kierunek był równoległy do płaszczyzny propagacji fali zanikającej.



Rysunek 4.9 Orientacja pola magnetycznego do spektroskopii par atomów Rb.

4.2.4 Układ spektroskopii nasyceniowej

Układ ten służył do precyzyjnej kalibracji częstotliwości. Poniżej przedstawiam schemat tego układu:



Rysunek 4.10 Układ do spektroskopii nasyceniowej par atomów Rb

1- lustro półprzeźroczyste, 2- komórka z parami Rb, 3- filtr neutralny, 4- fotodioda, 5- oscyloskop

Komórka używana w tym układzie miała kształt cylindra o długości 76 mm i średnicy 25 mm. Dzięki temu układowi powstawały widma nasyceniowe, na których widoczne dipy Lamba precyzyjnie określały częstotliwość, co mogło być wykorzystywane do kalibracji względnej skali częstotliwości w innych widmach otrzymywanych w eksperymencie.

4.2.5 Oscyloskop

W tej części eksperymentu sygnały z fotodiod można było również rejestrować za pomocą oscyloskopu. Używany był oscyloskop typu TDS 210 firmy Tektronix, a następnie za pomocą odpowiedniego łącza RS, dane mogły być przekazywane do komputera. W takim układzie laser nie był już przestrajany za pomocą Lock-In'a, a należało podłączyć osobny generator. Cyklicznego przestrajania lasera dokonywano napięciem o przebiegu trójkątnym, otrzymywanym z generatora firmy HEWLETT PACKARD, przykładanym do wejścia sterownika. Częstotliwość generatora wynosiła 55 Hz, natomiast amplituda 3.2 V.

Rozdział 5

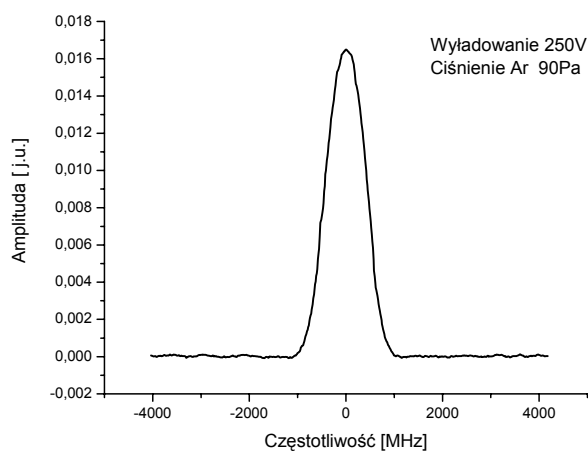
Wyniki i interpretacja

5.1 Wyniki doświadczalne pierwszej części eksperymentu

W pierwszym etapie analizowano widma atomów argonu otrzymane za pomocą zjawiska optogalwanicznego. Moc wiązki laserowej padającej na pryzmat średnio wynosiła około 1mW. Ze względu na rozjustowywanie się sprzęgacza światłowodu zmieniała się ona w poszczególnych dniach dokonywania pomiarów w przedziale $\pm 20\text{mW}$, co jednak nie wpływało znacznie na otrzymywane wyniki. Ciśnienie argonu wewnątrz szklanej komórki wynosiło około 90 Pa, ale poprzez systematyczną wymianę gazu jego wartość mogła się również zmieniać w kolejnych seriach pomiarowych w przedziale $\pm 5\text{ Pa}$.

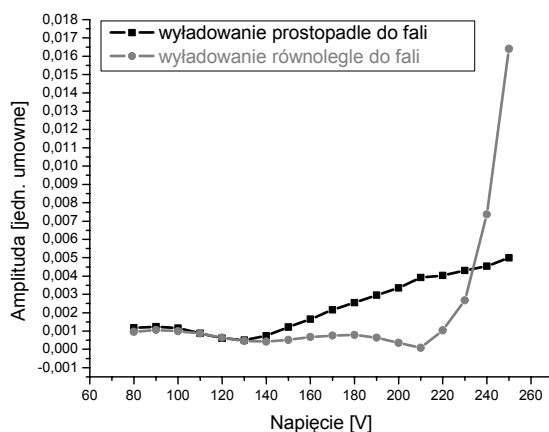
Skale częstotliwości względnej dla prezentowanych w tym rozdziale wykresów zostały znalezione na podstawie widm transmisyjnych interferometru F-P. Natomiast przedział dyspersji interferometru został obliczony, dzięki porównaniu jego transmisji z sygnałem spektroskopii nasyceniowej dla atomów rubidu. Widoczne tam dipy Lamba precyzyjnie określały częstotliwość, co pozwoliło na oszacowanie jego przedziału dyspersji na $724 \pm 10\text{ MHz}$. Precyzyjne położenia dipów Lamba zostały obliczone poprzez dopasowanie krzywych Lorentza, a położenia maksimum transmisji interferometru przez dopasowanie krzywych Gaussa.

Przykładowy sygnał OG w względnej skali częstotliwości, bez obecności pola magnetycznego przedstawia rysunek 5.1



Rysunek 5.1 Sygnał optogalwaniczny od oddziaływania atomów argonu z falą zanikającą dla napięcia wyladowania 250V

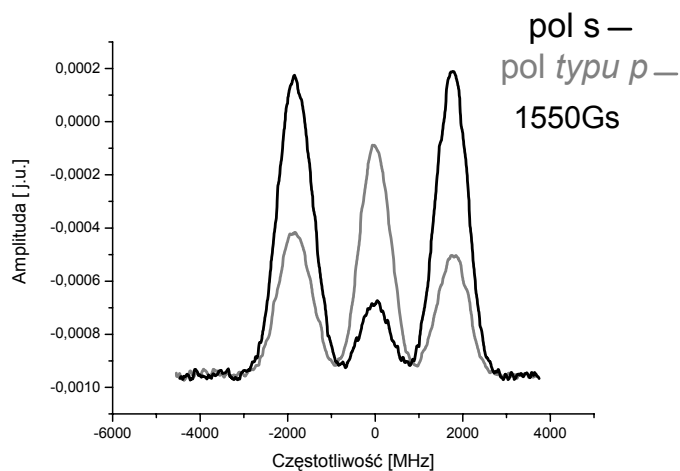
Amplituda sygnału optogalwanicznego dla badanego przejścia silnie zależy od napięcia wyładowania pomiędzy przyłożonymi elektrodami. Poniżej przedstawiono zależność amplitudy od napięcia pomiędzy elektrodami dla dwóch przypadków ułożenia elektrod, w kierunku prostopadłym i równoległym do kierunku propagacji fali zanikającej.



Rysunek 5.2 Zależność amplitudy sygnału OG od napięcia wyładowania

Dbając, aby amplituda otrzymywanych sygnałów była dostatecznie duża na tle powstającego szumu, pomiary były dokonywane przy napięciu 250 V; powyżej tej wartości powstawały dodatkowe zakłócenia pochodzące prawdopodobnie z generatora.

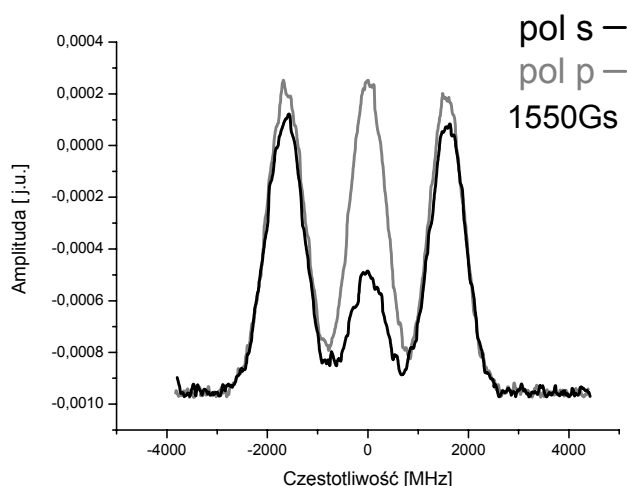
Dla konfiguracji pola magnetycznego równoległego do kierunku propagacji fali zanikającej (rys. 4.6), zarejestrowano następujące profile linii atomów argonu w fali zanikającej dla dwóch ortogonalnych polaryzacji fali padającej (rys. 1.4):



Rysunek 5.3 Profile linii otrzymanych w polu magnetycznym równoległym do kierunku propagacji fali zanikającej dla przeciwnych polaryzacji

Kąt pod jakim fala padała na granicę ośrodków w tym przypadku jest większy od kąta granicznego o $5 \pm 0,7^\circ$, a wyliczony został na podstawie wzajemnych położenia wiązki padającej oraz odbitej od zewnętrznej części pryzmatu. Znając te położenia oraz dokładny kąt pomiędzy powierzchniami pryzmatu, można było wyliczyć właściwy kąt padania wiązki na granicę dwóch ośrodków.

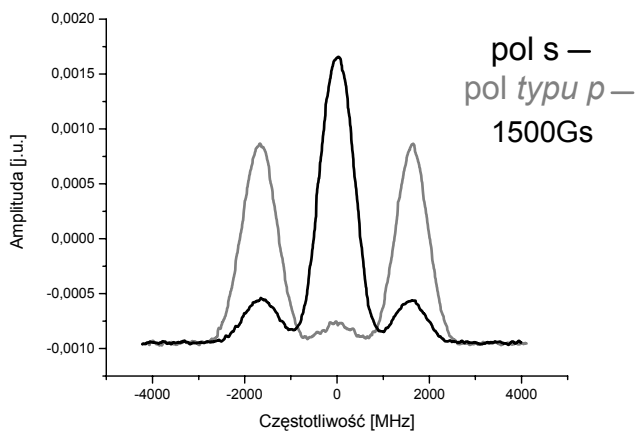
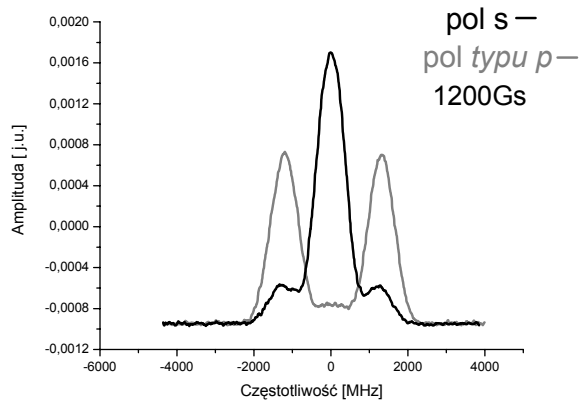
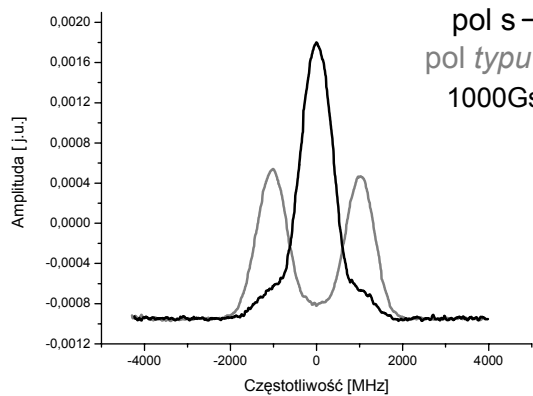
Dla fali załamanej pochodzącej od wiązki padającej poniżej kąta granicznego, tzn. dla fali która nie jest falą zanikającą, analogiczne widma są przedstawione na rysunku 5.4:



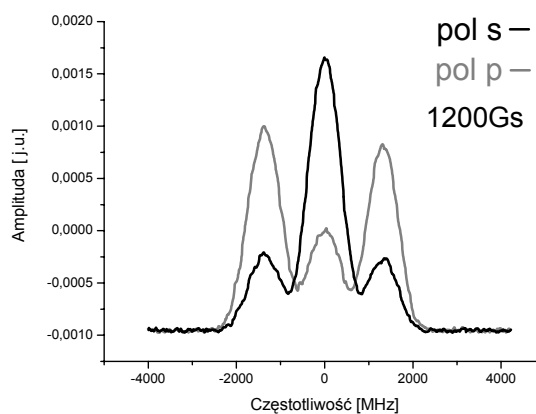
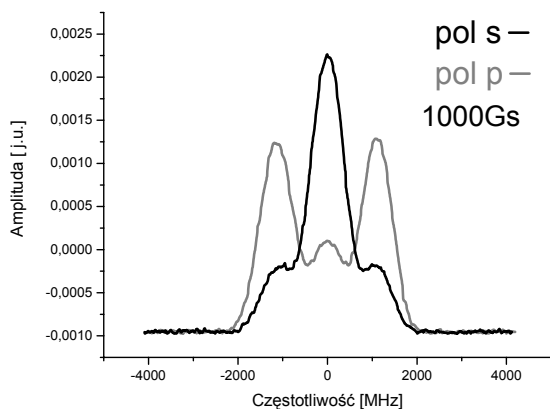
Rysunek 5.4 Profile linii dla fali padającej poniżej kąta granicznego w polu magnetycznym równoległym do granicy rozdziału ośrodków i przeciwnych polaryzacji

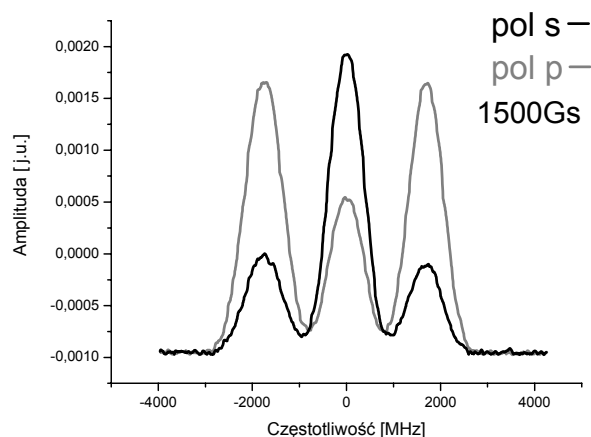
Wartość pola magnetycznego przy tej konfiguracji wynosząca 1550 ± 50 Gs, została wyznaczona eksperymentalnie za pomocą hallometru. Jest ona zgodna, w granicy błędu, z teoretyczną wartością pola wyliczoną z efektu Zeemana, za pośrednictwem skali częstotliwości, która jest widoczna na wykresach. Niestety ze względów geometrycznych przy tej konfiguracji niemożliwa była zmiana pola, dlatego wszystkie pomiary wykonane zostały dla tej samej wartości pola magnetycznego.

Dla konfiguracji pola magnetycznego prostopadłego do kierunku propagacji fali zanikającej i równoległego do granicy ośrodków (rys. 4.6), przy różnych wartościach tego pola, zarejestrowano profile przedstawione poniżej (rys.5.5 i 5.6)- analogicznie jak poprzednio, dla dwóch ortogonalnych polaryzacji fali padającej oraz powyżej i poniżej kąta granicznego. Podane na wykresach wartości pola magnetycznego są wartościami przybliżonymi, zmierzonymi jak poprzednio hallometrem z dokładnością ± 50 Gs.



Rysunek 5.5 Profile linii dla fali zanikającej przy różnych wartościach pola magnetycznego równoległego do kierunku propagacji i przeciwnych polaryzacji



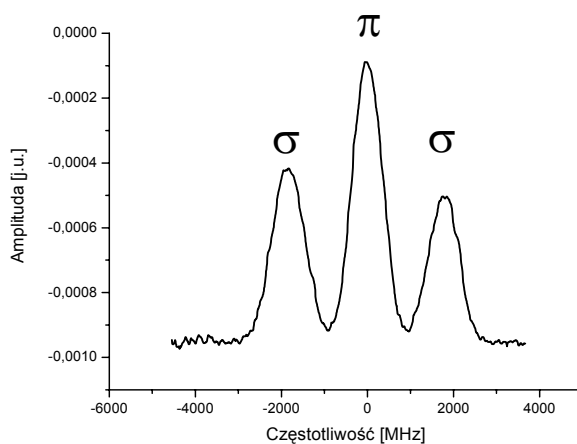


Rysunek 5.6 Profile linii dla fali załamanej przy różnych wartościach pola magnetycznego równoległego do granicy rozdziału i przeciwnych polaryzacji

5.2 Próba analizy otrzymanych wyników dla zjawiska optogalwanicznego

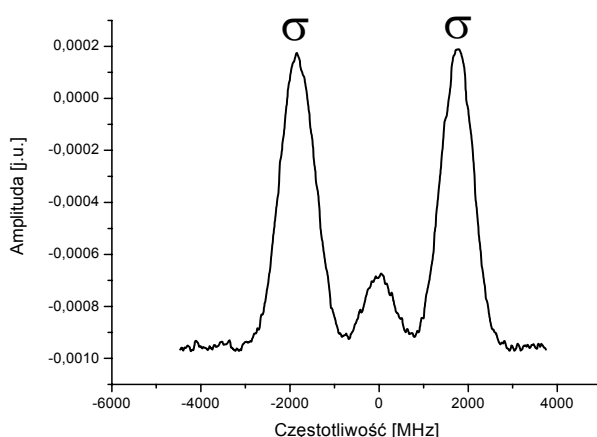
Zgodnie z teorią (punkt 2.5) dla pierwszej konfiguracji pola magnetycznego tzn. dla kierunku równoległego do kierunku propagacji fali zanikającej, zarówno polaryzacja p i s fali zanikającej jest tutaj polaryzacją σ . Natomiast ewentualna eliptyczność polaryzacji p (zatem typu p) powoduje domieszanie polaryzacji π do σ .

Miarą badanej wielkości udziału polaryzacji są amplitudy pików w otrzymanych widmach, π dla zmiany magnetycznej liczby kwantowej $\Delta m = 0$, natomiast σ dla $\Delta m = \pm 1$. Na rysunku 5.7 widoczne są profile linii odpowiadające polaryzacji σ oraz domieszanej polaryzacji π .



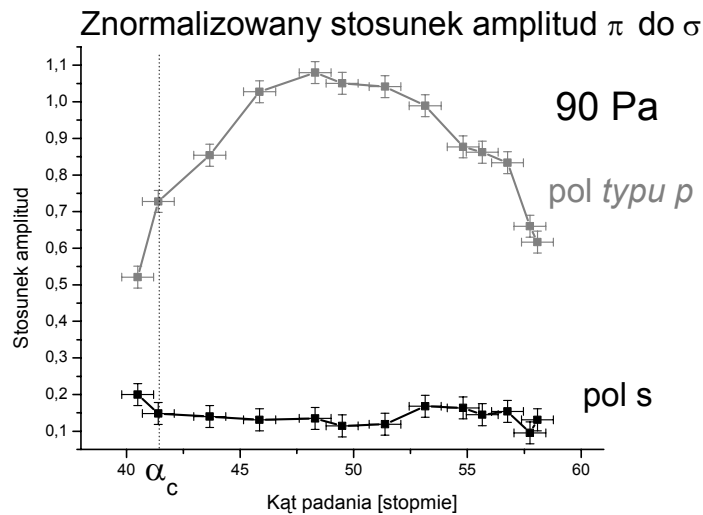
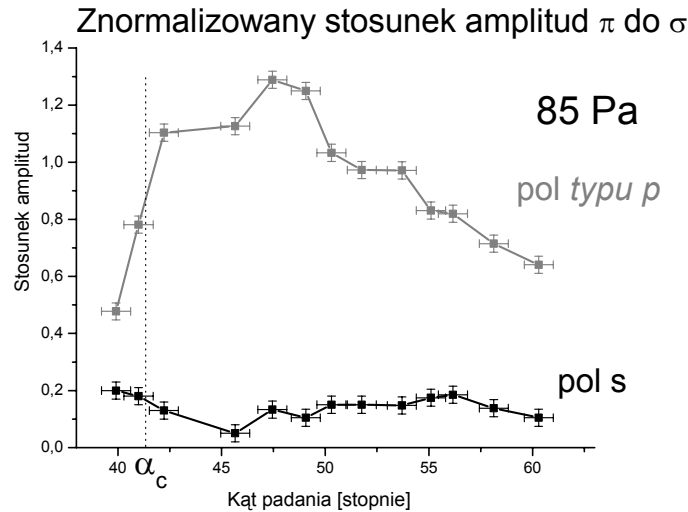
Rysunek 5.7 Polaryzacja typu p (domieszanie polaryzacji) - dla pola magnetycznego równoległego do kierunku propagacji fali zanikającej

Polaryzacja s fali zanikającej jest czystą polaryzacją σ , co zostało pokazane na rysunku 5.8, jednak widoczne jest również niewielkie domieszkowanie polaryzacji π . Jest to niepożądany efekt wynikający z szeregu niedokładności. Powierzchnia pryzmatu nie jest powierzchnią idealnie gładką, dodatkowo może zawierać pewne zanieczyszczenia, na których światło mogło ulegać rozproszeniu. Linie pola magnetycznego mogły nie być idealnie równoległe do kierunku propagacji fali zanikającej, a także polaryzacja fali padającej mogła nie być polaryzacją idealnie liniową. Fala padająca w niewielkim stopniu mogła być spolaryzowana eliptycznie. Także w samym efekcie optogalwanicznym rejestrowane zmiany parametrów wyładowania, mogą zachodzić nie tylko na skutek oddziaływania z falą zanikającą ale również z przypadkowym światłem rozproszonym. Te wszystkie czynniki, chociaż w miarę możliwości ich wpływ był redukowany do minimum, mogły powodować powstanie dodatkowej składowej odpowiedzialnej za domieszkowanie polaryzacji π , które nie powinno mieć miejsca w sytuacji idealnej polaryzacji (rys. 1.4).



Rysunek 5.8 Polaryzacja s - dla pola magnetycznego równoległego do kierunku propagacji fali zanikającej

Obliczając stosunek π do σ amplitud polaryzacji, poddano analizie amplitudy domieszkanej polaryzacji π , w zależności od kąta pod jakim wiązka z lasera padała na granicę ośrodków. Poniżej (rys. 5.9) przedstawiam wyniki dwóch serii pomiarowych, dokonanych w odstępnie kilku dni, dla różnych wartości ciśnienia argonu. Widoczne na wykresach stosunki amplitud zostały znormalizowane, poprzez odniesienie ich do analogicznych stosunków dla fali objętościowej (nie zanikającej). Amplitudy składowych zostały obliczone poprzez dopasowanie odpowiednich funkcji Gaussa.

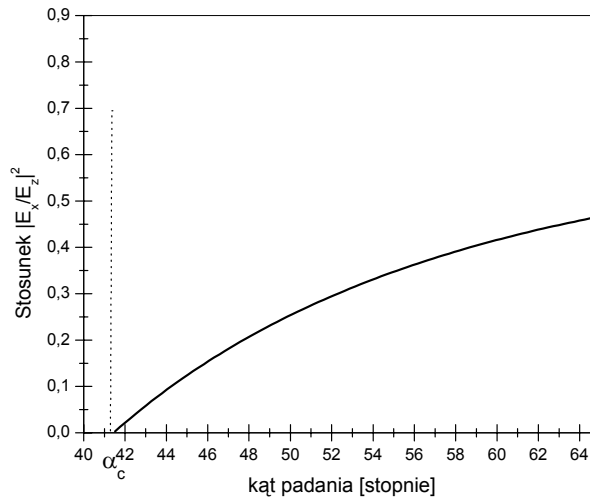


Rysunek 5.9 Analiza amplitudy domieszanej polaryzacji π w zależności od kąta padania

Widoczny na wykresach stosunek π do σ dla polaryzacji s, jest pewno rodzaju poziomem odniesienia dla analizowanej polaryzacji *typu p*. Pokazuje dokładność z jaką możemy rozważać faktyczne domieszanie π wynikające z postulowanej eliptyczności, bez wpływu niedoskonałości eksperymentalnych zaburzających wyniki.

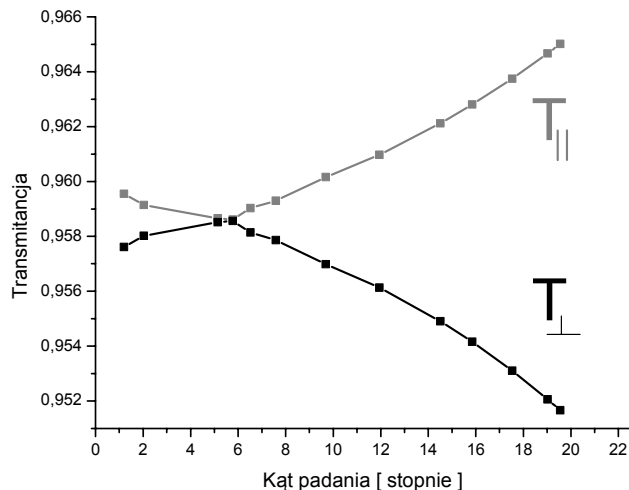
Na rysunku 5.10 przedstawiony został stosunek teoretycznie obliczonych natężeń odpowiednich składowych pola elektrycznego fali zanikającej, odpowiedzialnych za powstanie w polu magnetycznym polaryzacji π i σ (patrz równania 1.10). Widać że zarówno stosunek teoretyczny jak i doświadczalny (rys. 5.9) zmienia się wraz z kątem padania fali na granicę ośrodków, jednak profile tych zależności różnią się w niewielkim stopniu od siebie. Jednakże dokładne poznanie zachowania tych zależności wymaga dokładniejszej analizy nie

podejmowanej w tej pracy. Natomiast obserwowana zależność od kąta padania jest kolejnym doświadczalnym potwierdzeniem eliptyczności polaryzacji typu p fali zanikającej widocznej przy tej konfiguracji pola magnetycznego.



Rysunek 5.10 Obliczony teoretycznie stosunek (π do σ) natężeń odpowiednich składowych pola elektrycznego fali zanikającej odpowiedzialnych za powstanie w polu magnetycznym polaryzacji π i σ .

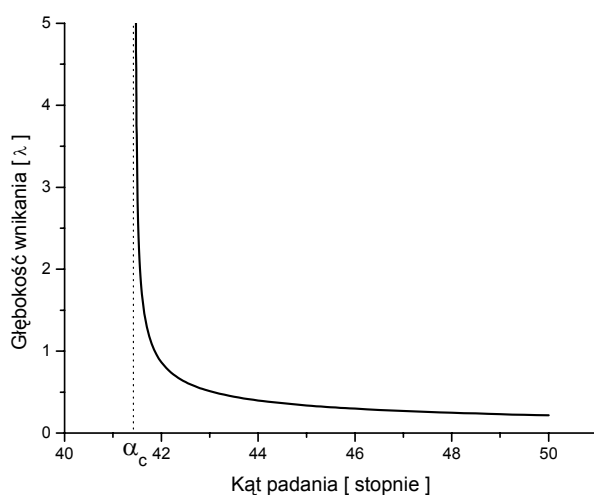
Wiązka z lasera przechodząc przez pryzmat dociera do granicy rozdziału dwóch ośrodków, gdzie następuje całkowite wewnętrzne odbicie. Zanim jednak tam dotrze jej część jest tracona poprzez odbicie od zewnętrznej części pryzmatu, co przy zmianie kąta i różnych polaryzacjach, daje różne natężenia wiązki biorącej udział w całkowitym wewnętrznym odbiciu. Stosunki amplitud wiązki odbitej i załamanej, dla różnych polaryzacji dane są przez wzory Fresnela (1.3 i 1.4). Na wykresie 5.11 przedstawiam zależności natężenia wiązek od kąta padania dla dwóch polaryzacji względem płaszczyzny padania. Zakres przedstawionych kątów pod jakimi pada wiązka na pierwszą granicę rozdziału, odpowiada na drugiej granicy kątom w okolicy oraz powyżej kąta granicznego.



Rysunek 5.11 Zależność natężenia wiązki przechodzącej przez pryzmat od kąta padania

Wynika z tego, że dla polaryzacji fali padającej równoległej do granicy ośrodków, odpowiadającej polaryzacji typu p fali zanikającej, natężenie wraz ze zmianą kąta wzrasta, jednakże w tym zakresie kątów jest to zmiana o około 0,6%. Nie wpływa to zatem znacznie na wyniki eksperymentalne.

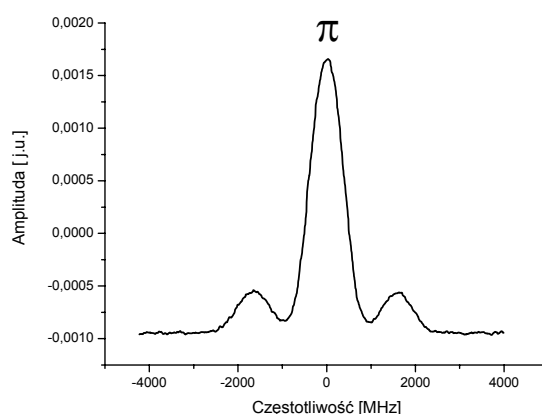
Wraz ze zmianą kąta padania zmienia się także tzw. głębokość wnikania fali zanikającej, co przedstawia wzór 1.9. Dla linii argonu $\lambda = 794.8$ nm oraz dla współczynników załamania ośrodków $n_1 = 1.511$ i $n_2=1$, zależność głębokości wnikania od kąta padania przedstawia rysunek 5.12.



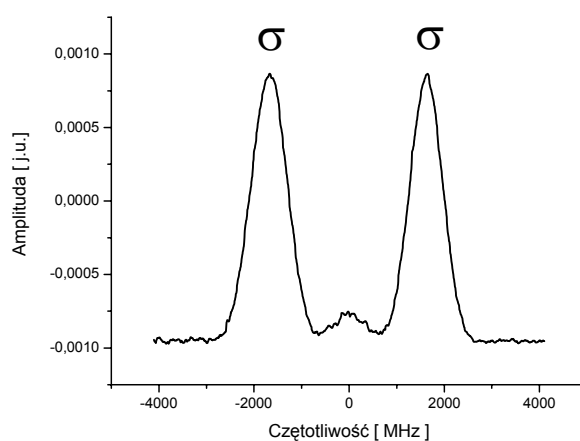
Rysunek 5.12 Głębokość wnikania fali zanikającej w funkcji kąta padania dla linii argonu

Widać, że im większy kąt padania tym mniejsza głębokość wnikania oraz różne natężenia światła oddziałującego z atomami przy powierzchni. Korzyścią wprowadzania większych kątów jest to, że badamy zachowanie atomów które są coraz bliżej powierzchni dielektryka.

Dla drugiej konfiguracji tj. dla pola magnetycznego prostopadłego do kierunku propagacji fali zanikającej i równoległego do granicy ośrodków (rys. 4.6), polaryzacja s jest czystą polaryzacją π , odpowiadającą przejściom $\Delta m = 0$, natomiast polaryzacja p odpowiada czystej polaryzacji σ , dla przejść $\Delta m = \pm 1$.



Rysunek 5.13 Polaryzacja s fali zanikającej dla prostopadłego pola magnetycznego



Rysunek 5.14 Polaryzacja typu p fali zanikającej dla prostopadłego pola magnetycznego

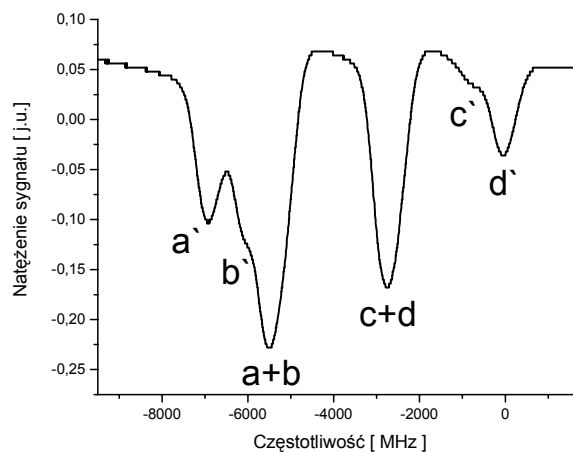
Dla tej konfiguracji na wykresach widoczne są również pewne nieprzewidziane domieszania π do σ oraz σ do π . Ich powstawanie jest uwarunkowane tymi samymi czynnikami co dla poprzedniej konfiguracji pola magnetycznego.

5.3 Wyniki doświadczenia drugiej części eksperymentu

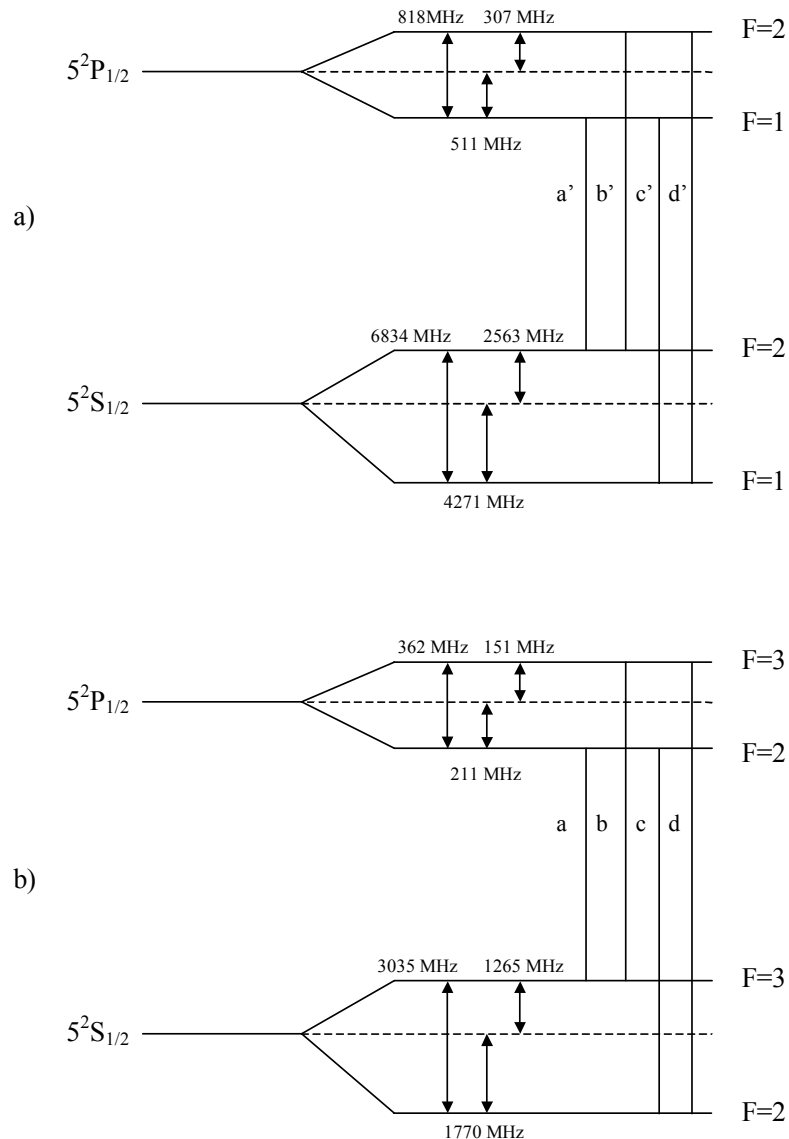
W tym punkcie przedstawione są wyniki doświadczenia, drugiej części eksperymentu. Do każdego widma absorpcji w fali zanikającej równocześnie były zbierane widma spektroskopii nasyceniowej atomów rubidu w fali nie-zanikającej oraz widmo transmisji interferometru F-P, które następnie posłużyły do wykalibrowania względnej skali częstotliwości.

Rejestrację widm przeprowadzono na dwa sposoby: za pomocą oscyloskopu oraz detektora fazoczułego. W przypadku oscyloskopu moc wiązki laserowej tuż przed komórką dla obydwu polaryzacji wynosiła $170 \pm 5 \mu\text{W}$, natomiast dla detekcji fazoczułej $7,3 \pm 0,1 \mu\text{W}$. Kąt padania fali na granicę dielektryk – pary atomowe był większy o około 1° od kąta granicznego. Natomiast sam kąt graniczny wyznaczony został wprost z obserwacji za pomocą oscyloskopu, gdyż poniżej tego kąta zachodzi zjawisko selektywnego odbicia, dla którego sygnał staje się splotem odpowiednich krzywych dyspersyjnych i absorpcyjnych. Widoczna na widmach skala częstotliwości względnej została dobrana tak aby zero, przypadało zawsze w miejscu linii d' , a maksymalny błąd wynosi około $\pm 10 \text{ MHz}$.

Na rysunku 5.15 przedstawione jest przykładowe poszerzone dopplerowsko widmo atomów rubidu wraz z zaznaczonymi profilami linii, odpowiadającymi określonym przejściom pomiędzy poziomami energetycznymi atomów Rb. Natomiast na rysunku 5.16 znajduje się schemat poziomów energetycznych, na których te przejścia zostały przedstawione.



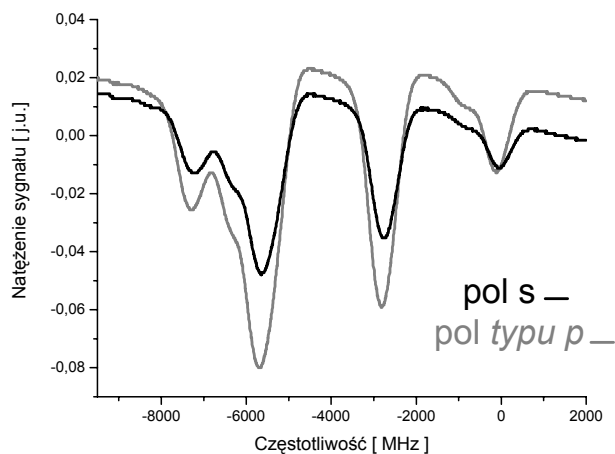
Rysunek 5.15 Poszerzone dopplerowsko widmo absorpcyjne atomów Rb w fali zanikającej



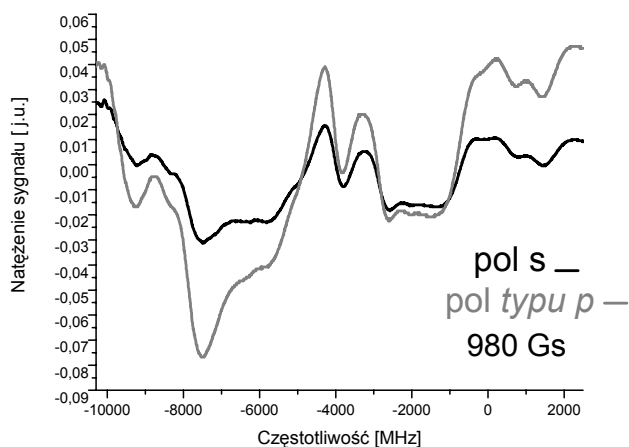
Rysunek 5.16 Podstawowy i pierwszy wzbudzony poziom energetyczny atomów Rb [16]

a) dla ^{87}Rb ($I = \frac{3}{2}$), b) dla ^{85}Rb ($I = \frac{5}{2}$) dla linii D_1 $\lambda = 794.5 \text{ nm}$

Kolejne widma to na rysunku 5.17 widma atomów rubidu dla dwóch różnych polaryzacji s i p, bez obecności pola magnetycznego oraz na rysunku 5.18 te same widma ale w polu magnetycznym, równoległym do kierunku propagacji fali zanikającej, o wartości $1000 \pm 50 \text{ Gs}$. W obydwu przypadkach dane zostały zebrane za pomocą oscyloskopu.

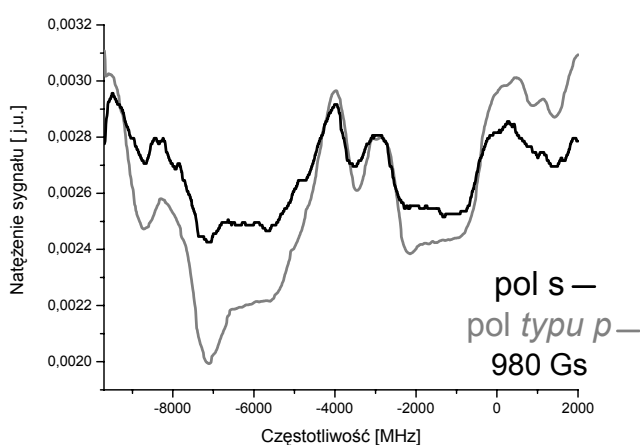
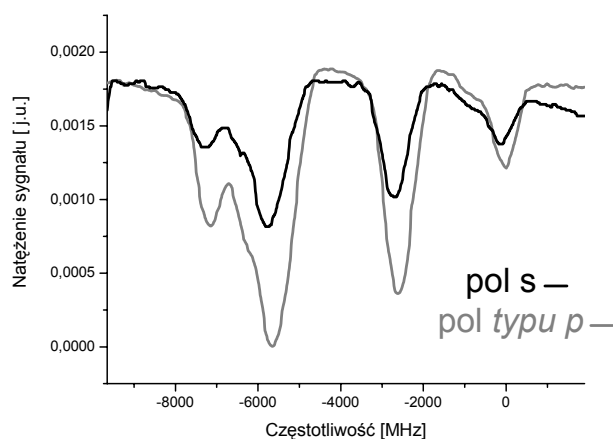


Rysunek 5.17 Widmo absorpcyjne atomów rubidu w fali zanikającej dla dwóch ortogonalnych polaryzacji



Rysunek 5.18 Widmo absorpcyjne atomów Rb w polu magnetycznym równoległym do kierunku propagacji fali zanikającej

Natomiast poniżej przedstawione są analogiczne widma otrzymane na drodze detekcji fazoczułej:



Rysunek 5.19 Widma absorpcyjne Rb otrzymane za pomocą detektora fazoczułego bez pola oraz w polu magnetycznym równoległym do kierunku propagacji fali zanikającej.

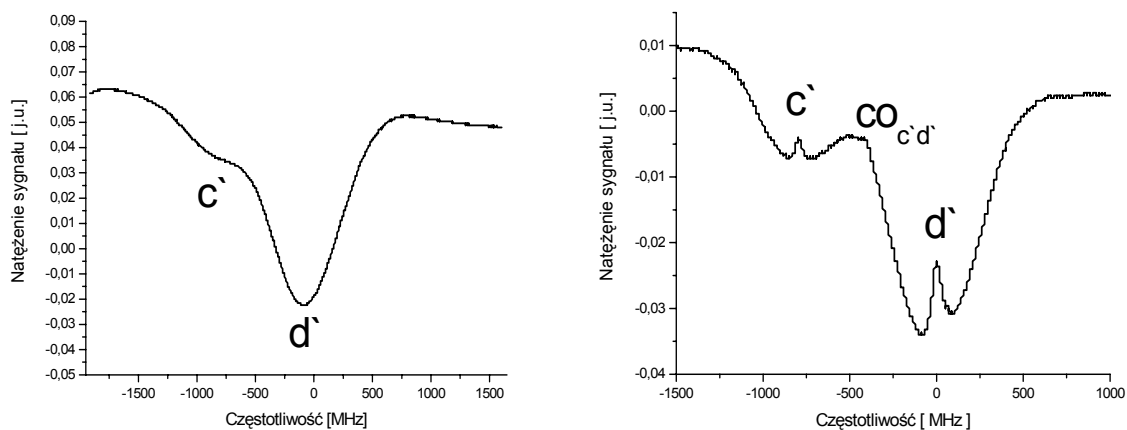
5.4 Próba analizy wyników doświadczalnych dla absorpcji w parach rubidu

Na rysunkach 5.17 i 5.19 przedstawione są widma absorpcyjne atomów ^{85}Rb i ^{87}Rb bez obecności pola magnetycznego. Można na nich zaobserwować zjawisko dichroizmu, związane z zależnością współczynników załamania i absorpcji ośrodka od polaryzacji rozprzestrzeniającej się w nim fali. Dichroizm polega na tym, że silniej są absorbowane fale o polaryzacji p, niż fale o polaryzacji s. Stąd natężenie sygnału dla polaryzacji p jest znacznie większe, niż dla polaryzacji s.

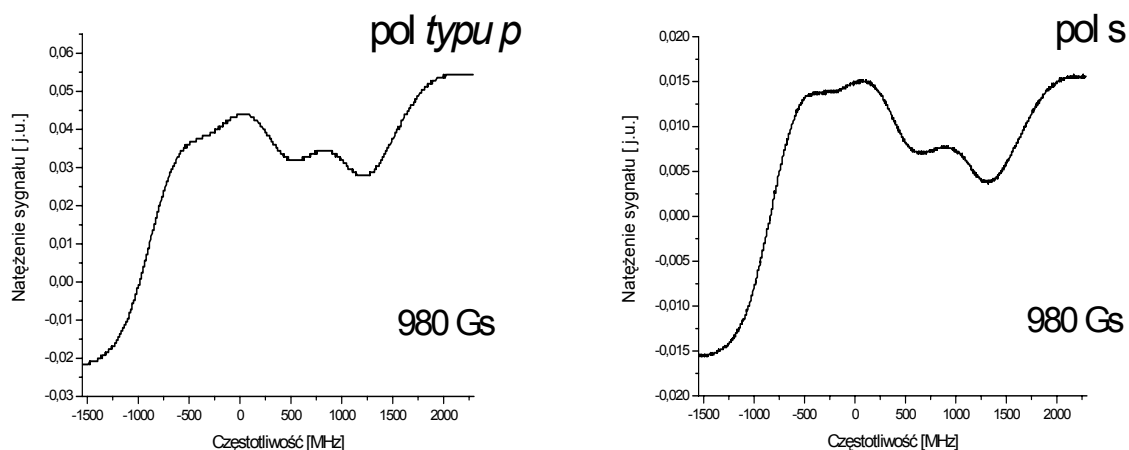
Do dokładniejszej analizy widm pod kątem badania polaryzacji fali zanikającej, wybrano składowe rozszczepionych w polu magnetycznym linii c' i d'. Są one w porównaniu z innymi mniej zaburzone przez składowe rozszczepień struktury nadsubtelnej sąsiadujących linii.

Na rysunku 5.20 przedstawione są widma linii c' i d' dla fali zanikającej - poszerzone dopplerowsko oraz widmo saturacyjne, obydwa bez obecności pola magnetycznego.

Natomiast na rysunku 5.21 profile tych samych linii w polu magnetycznym dla dwóch ortogonalnych polaryzacji.

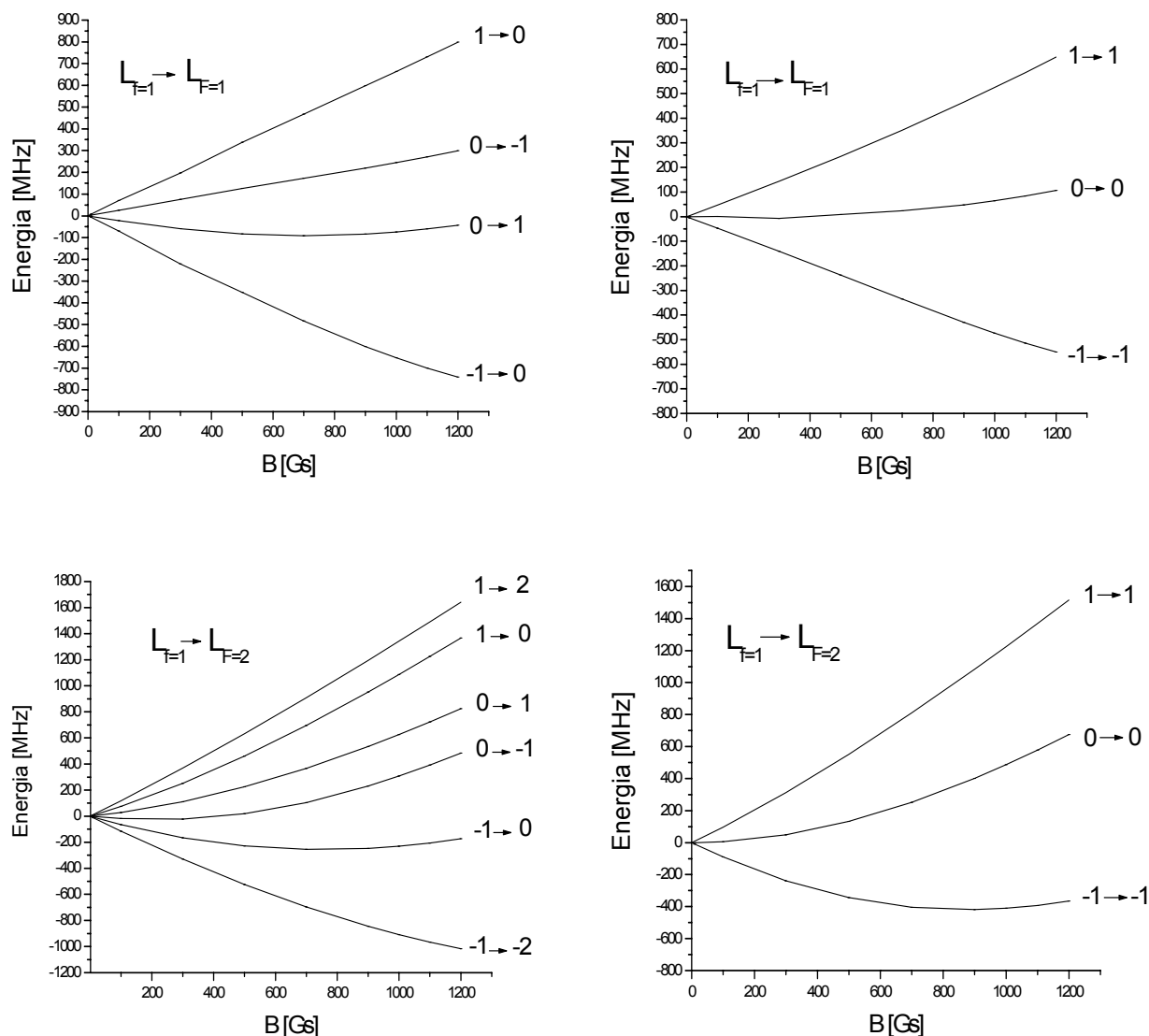


Rysunek 5.20 Profile poszerzonych dopplerowsko linii c' i d' oraz ich widmo saturacyjne



Rysunek 5.21 Profile linii c' i d' w polu magnetycznym równoległym do kierunku propagacji fali zanikającej dla dwóch różnych polaryzacji

Rozszczepienie wybranych podpoziomów magnetycznych atomów ^{87}Rb w funkcji wartości indukcji pola magnetycznego zostało przedstawione w rozdziale 2 (rys. 2.3). Natomiast energie przejść pomiędzy podpoziomami magnetycznymi w funkcji wartości indukcji pola magnetycznego obliczone według opisu zawartego również w tym rozdziale, przedstawione są na poniższych wykresach:



Rysunek 5.22 *Energie przejść pomiędzy podpoziomami magnetycznymi w funkcji wartości indukcji pola magnetycznego*

Analiza wyników doświadczalnych polegała na znalezieniu sumarycznego udziału linii odpowiadających polaryzacji σ i π , to znaczy przejść odpowiednio $\Delta m = \pm 1$ oraz $\Delta m = 0$. Udziały odpowiednich linii były obliczane poprzez dopasowanie funkcji 5.1, będącej sumą funkcji Gaussa [16], [17].

$$\begin{aligned}
 y = & y_0 + a \exp\left(-\left(\frac{x-x_a}{\omega_a}\right)^2\right) + b \sum_i A_i \exp\left(-\left(\frac{x-x_i}{\omega}\right)^2\right) + \\
 & + c \sum_j A_j \exp\left(-\left(\frac{x-x_j}{\omega}\right)^2\right) + d \sum_k A_k \exp\left(-\left(\frac{x-x_k}{\omega}\right)^2\right)
 \end{aligned}
 \tag{5.1}$$

gdzie przyjęto oznaczenia:

y_0 – przesunięcie wzdłuż osi rzędnych,

x_m , $m = i, j, k$ – położenie m -tej składowej widma,

A_m – amplituda m -tej składowej widma,

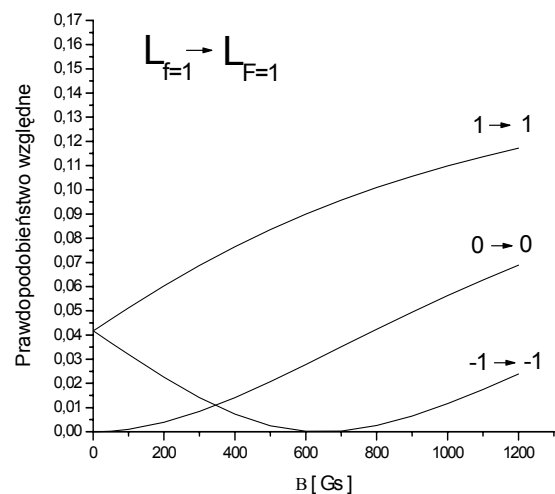
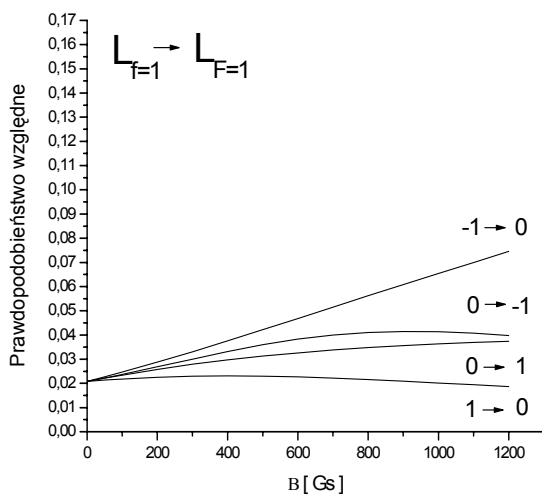
i, j, k – indeksy numerujące linie

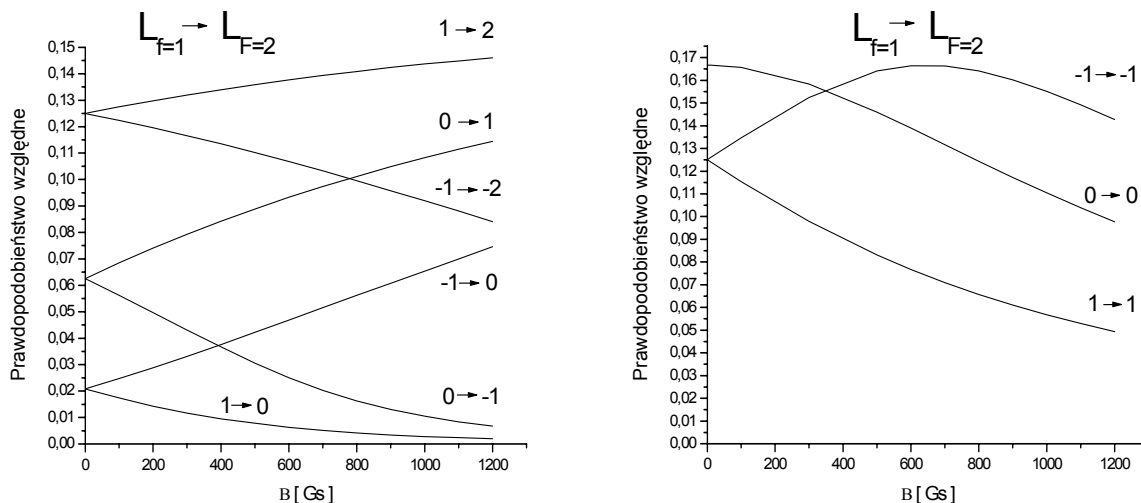
ω – wielkość proporcjonalna do szerokości połówkowej $\Delta\omega$ danej linii

b, c, d – czynniki określające sumaryczny udział linii dla przejść odpowiednio σ^- , σ^+ , π .

a, ω_a, x_a – parametry dodatkowej krzywej, zapewniającej właściwe dopasowanie funkcji do danych doświadczalnych

Przy dopasowaniu tej funkcji konieczna jest znajomość względnych prawdopodobieństw przejść pomiędzy podpoziomami magnetycznymi, obliczonych teoretycznie dla określonej wartości indukcji pola magnetycznego. Na rysunku 5.22 są przedstawione wyniki takich obliczeń, przeprowadzonych metodą opisaną w rozdziale 2.





Rysunek 5.23 Względne wartości prawdopodobieństw przejść pomiędzy podpoziomami magnetycznymi w funkcji wartości indukcji pola magnetycznego

Drugą konieczną rzeczą jest dokładna znajomość wartości indukcji pola magnetycznego, bowiem to właśnie od niej zależy wartość prawdopodobieństw przejść. Wartość B znajdowano poprzez dopasowanie funkcji 5.2, którego dokonywano przed dopasowaniem funkcji 5.1

$$y = y_0 + a \exp\left(-\left(\frac{x - x_a}{\omega_a}\right)^2\right) + b \sum_i A_i \exp\left(-\left(\frac{x - f_i(B)}{\omega}\right)^2\right) \quad (5.2)$$

gdzie przyjęto oznaczenia:

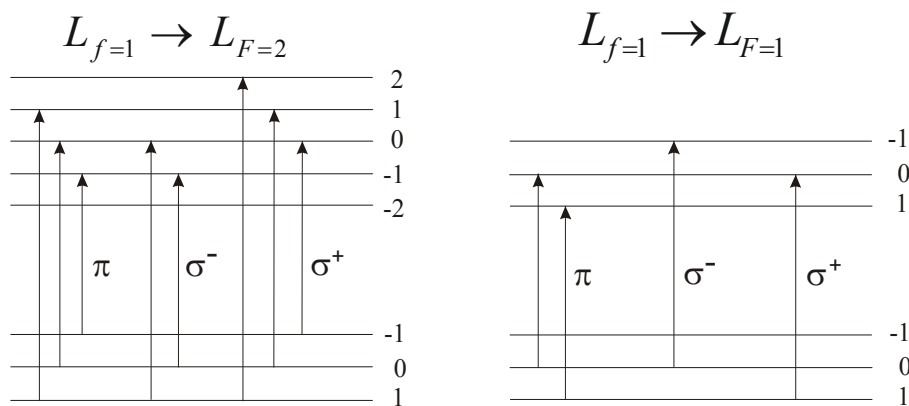
y_0 – przesunięcie wzdłuż osi rzędnych

$f_i(B)$ - funkcja liniowa, przybliżająca zależność położenia linii i wartości B

A_i – amplituda i-tej linii

pozostałe oznaczenia jak dla funkcji 5.1

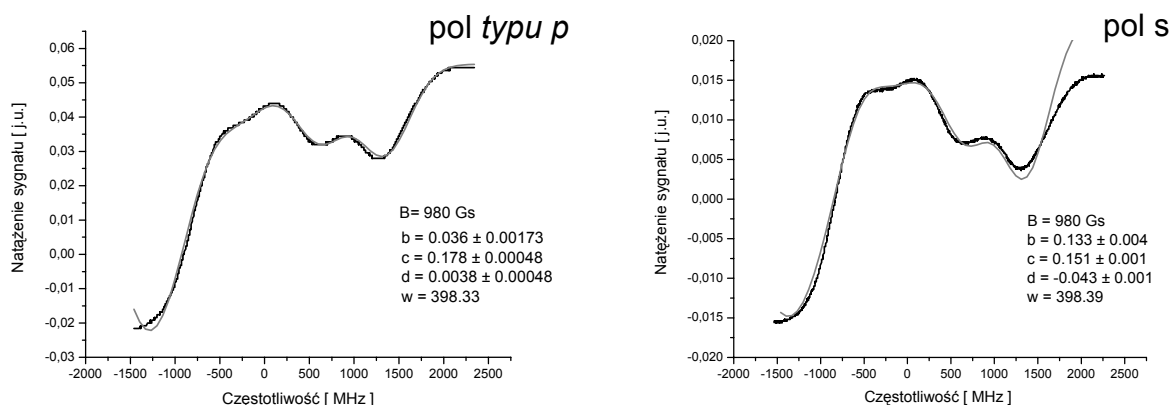
W obliczeniach wykorzystano te linie składowe, które nie były całkowicie przekrywane przez linie widma atomów ^{85}Rb . Wybrane linie przedstawione są na poniższym rysunku.



Rysunek 5.24 Linie składowe przejść wykorzystane w obliczeniach

Przy dopasowaniu funkcji 5.2 ze względu na możliwości programu *Origin 7.0*, którym się posługiwano, wykorzystano tylko przejścia σ^- i σ^+ . Parametrami poszukiwanymi była wartość pola magnetycznego B oraz a , ω_a , x_a jako parametry dodatkowej krzywej, zapewniającej właściwe dopasowanie funkcji, która miała odpowiadać rozszczepionym liniom ^{85}Rb . Natomiast parametr ω , będący wielkością proporcjonalną do szerokości półwkowej $\Delta\omega$ danej linii, został znaleziony wcześniej przez dopasowanie dwóch funkcji Gaussa do widma linii c' i d' , bez obecności pola magnetycznego.

Poniżej przedstawiam wyniki dopasowania funkcji 5.1 do wybranych widm rozszczepionych w polu magnetycznym dla dwóch polaryzacji.



Rysunek 5.25 Kształty dopasowanych funkcji dla polaryzacji s i typu p fali zanikającej w polu magnetycznym równoległym do kierunku propagacji

Ze względu na dużą ilość linii położonych blisko siebie i wzajemnie się przekrywających, a także na zaburzenia badanego widma izotopu ^{87}Rb przez linie należące do

widma izotopu ^{85}Rb analiza wyników jest bardzo trudna. Jednakże porównując stosunki otrzymanych współczynników dopowiadających udziałom linii σ i π , dla badanej polaryzacji s i typu p, można zauważyć że udział linii π (dodatni parametr d) ma miejsce tylko w widmie dla polaryzacji typu p fali zanikającej. Ujemna wartość parametru d dla przypadku polaryzacji s świadczy o braku lub tylko znikomym udziale linii π . Dodatnią wartość parametru d można interpretować zatem jako domieszanie polaryzacji π do σ , potwierdzające eliptyczną polaryzację typu p fali zanikającej, gdyż dla polaryzacji liniowej fali zanikającej, obydwa przypadki powinny być czystymi polaryzacjami σ . Jest to potwierdzenie eliptyczności, jednak wyniki te nie mogą być podstawą do jednoznacznego, ilościowego określenia jej stopnia, gdyż obarczone są pewnymi błędami bardzo trudnymi w oszacowaniu. Są to błędy związane z niejednorodnością pola magnetycznego, niedoskonałością pryzmatu, a także możliwymi odstępstwami od polaryzacji liniowej fali padającej.

Dodatkowo wskutek uszkodzenia komórki z parami Rb, pomiary były przeprowadzane na komórce zastępczej, o znacznie niższej jakości optycznej. Dlatego też w drugiej części eksperymentu ograniczono się jedynie do potwierdzenia istnienia postulowanej eliptyczności polaryzacji fali zanikającej, dla wybranej konfiguracji pola magnetycznego. Przy zwiększaniu kąta padania wiązki laserowej na granice ośrodków, sygnał z fotodiody stawał się zbyt słaby aby poddawać go koniecznej analizie. Należy jednak oczekiwać, że przy udoskonaleniu układu oraz użyciu lepszej jakości komórki, polaryzacją fali zanikającej będzie można zbadać bardziej precyzyjnie.

Zakończenie

W niniejszej pracy podjęto próbę doświadczalnego zbadania polaryzacji fali zanikającej w zależności od polaryzacji fali padającej. W opisanym eksperymencie, za pomocą dwóch różnych technik, otrzymano widma odpowiednio atomów argonu oraz rubidu rozszczepione w polu magnetycznym, które następnie zostały zanalizowane pod kątem badania polaryzacji.

W przypadku atomów argonu, potwierdzono założenia teoretyczne dotyczące polaryzacji fali zanikającej dla różnych konfiguracji pola magnetycznego.

Zbadano jak zmienia się postulowana eliptyczna polaryzacja, występująca w określonej konfiguracji, w zależności od kąta padania fali na granicę dielektryk-pary atomowe. Ze względu na nieskomplikowaną postać, widma mogą posłużyć również do pewnych rozważań ilościowych na temat stopnia eliptyczności polaryzacji.

Dla atomów rubidu ograniczono się jedynie do potwierdzenia eliptyczności polaryzacji fali zanikającej. Niestety niskiej jakości komórka z parami rubidu nie pozwoliła na oszacowanie zmian, zachodzących podczas manipulacji kątem padania fali na granicę ośrodków. Otrzymane widma nie pozwalają także, na jednoznaczne, ilościowe określenie stopnia tej eliptyczności, głównie ze względu na swój skomplikowany charakter. Jednak użycie dwóch niezależnych metod badawczych, wpływa znacznie na wiarygodność otrzymanych wyników.

Wyniki oraz opisane sposoby realizacji eksperymentu mogą stać się źródłem informacji przydatnym przy kolejnych badaniach prowadzonych nad falą zanikającą. Po wprowadzeniu pewnych udoskonaleń zarówno w kwestii konstrukcji układu eksperymentalnego jak i użytej aparatury, będzie można omawiane w tej pracy problemy przeanalizować jeszcze dokładniej. Pozwoli to na precyzyjne poznanie wpływu dielektryka na zachowanie atomów, znajdujących się blisko jego powierzchni.

Literatura:

- [1] D. K. Daughy and J. E. Lawler, *Phys. Rev. A*, **28**, 773 (1983)
- [2] T. Suzuki, *Optics Comm.* **38**, 364 (1981)
- [3] P. Labastie, F. Biraben and E. Giacobino, *J. Phys. B*, **15**, 2595, 2605 (1982)
- [4] J. P. Grandin and X. Husson, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **14**, 433 (1981)
- [5] K. Ernst, M. Inguscio, *La Rivista del Nuovo Cimento*, **11**, 2 (1988)
- [6] K. Kiersnowski, L. Józefowski, T. Dohnalik, *Phys. Rev. A* **57**, 6 (1998)
- [7] V. G. Bordo, C. Henkel, A. Lindiger, H. G. Rubahn, *Optics Comm.* **137**, 249 (1997)
- [8] V. G. Bordo, H. G. Rubahn, *Phys. Rev. A* **60**, 1538 (1999)
- [9] T. Kawalec, M. J. Kasproicz, L. Józefowski and T. Dohnalik, *Acta Phys. Pol. A* **105**, 4 (2004)
- [10] W. Demtröder, *Spektroskopia laserowa*, PWN, Warszawa 1993
- [11] F. de Fornel, *Evanescent Waves From Newtonian Optisc To Atomic Optics*, Springer, Berlin 2000
- [12] J. Petykiewicz, *Optyka falowa*, PWN, Warszawa 1986
- [13] R. Józwicki, *Optyka laserów*, PWN, Warszawa 1981
- [14] G. K. Woodgate, *Struktura atomu*, PWN, Warszawa 1974
- [15] H. Haken, H. C. Wolf, *Atomy i kwanty*, PWN, Warszawa 1997
- [16] K. Kiersnowski, *Praca magisterska*, Kraków 1997
- [17] W. Komorowski, *Praca magisterska*, Kraków 2001
- [18] T. Kawalec, *Praca magisterska*, Kraków 2001
- [19] T. Kawalec, *Informacja prywatna*
- [20] H. Kucał, *Praca doktorska*, Kraków 1974
- [21] *2001 External Cavity Diode Laser – owner`s manual*
- [22] *Lock-In Amplifier SR 830 - owner`s manual*