

Tomasz Kawalec

Optyczne badanie atomów przy powierzchni dielektryka

Praca magisterska napisana w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie pod kierunkiem prof. dra hab. Tomasza Dohnalika

Kraków 2001

Spis treści

Wstęp	3
1 Właściwości fali zanikającej	6
1.1 Fala elektromagnetyczna na granicy rozdziału dielektryków . . .	6
1.2 Całkowite wewnętrzne odbicie	8
1.2.1 Efekt Goosa-Hänchena	11
1.2.2 Polaryzacja fali zanikającej	13
1.3 Spektroskopia z wykorzystaniem fali zanikającej oraz selektywnego odbicia	15
2 Atom w pośrednim polu magnetycznym	17
2.1 Energie i funkcje własne atomu w polu magnetycznym	18
2.2 Prawdopodobieństwa przejść pomiędzy podpoziomami magnetycznymi	22
3 Idea i sposób realizacji eksperymentu	25
3.1 Poziomy energetyczne atomów rubidu (Rb)	26
3.2 Rozszczepienie poziomów energetycznych atomów Rb w polu magnetycznym	26
3.3 Dobór wielkości pola magnetycznego	28
3.4 Orientacje pola magnetycznego	29
4 Układ doświadczalny	33
4.1 Podstawowy układ eksperymentalny	33

<i>SPIS TREŚCI</i>	2
4.1.1 Komórka z atomami rubidu (Rb)	33
4.1.2 Piecyk	35
4.1.3 Magnesy stałe	36
4.2 Laser półprzewodnikowy	37
4.2.1 Parametry i budowa zastosowanego lasera diodowego .	37
4.2.2 Sterowanie lasera diodowego	41
4.3 Modulator elektro-optyczny	44
4.4 Układ do spektroskopii nasyceniowej	46
4.5 Interferometr Fabry-Pérot'a (FP)	47
4.5.1 Opis ogólny	47
4.5.2 Względna kalibracja interferometru FP	49
4.6 Układy detekcji sygnału i zbierania danych	51
4.6.1 Fotodiody	51
4.6.2 Oscyloskop	51
4.6.3 Dodatkowe urządzenia pomiarowe	52
5 Wyniki i dyskusja	53
5.1 Wyniki doświadczalne	53
5.2 Próba analizy wyników doświadczalnych	56
5.3 Źródła błędów doświadczalnych	71
5.4 Możliwości ulepszenia opisanych badań	73
Zakończenie	75
Spis literatury	76
A Współczynniki C_{FM}^{LF}	78
B Subdopplerowskie widma atomów Rb	80
Spis rysunków	85

Wstęp

Oddziaływanie atomów z powierzchnią ciała stałego jest przedmiotem wielu prowadzonych badań, zarówno doświadczalnych, jak i teoretycznych. Jedną z możliwości analizy tych oddziaływań daje grupa metod optycznych, pozwalająca na badanie par atomowych w pobliżu powierzchni dielektryka. Możliwe jest między innymi znajdowanie rozkładów prędkości atomów (np. [1]) czy analiza zachowania się atomowych elektrycznych momentów dipolowych (np. [2]). W ostatnich latach wiele uwagi poświęcono wykorzystaniu metod optycznych do budowy tak zwanych lusterek atomowych oraz badania oddziaływania fal elektromagnetycznych z powierzchnią ciała stałego. W omawianych metodach optycznych wykorzystuje się najczęściej tak zwane zjawisko selektywnego odbicia oraz zjawisko całkowitego odbicia wewnętrznego.

W niniejszej pracy skupiono się na drugim z wymienionych zjawisk. Zachodzi ono, gdy fala elektromagnetyczna pada na granicę rozdziału dwóch dielektryków, od strony ośrodka optycznie gęstszego, przy czym kąt padania jest większy od pewnego kąta, zwanego kątem granicznym. W rzadszym optycznie ośrodku (tu – parach atomowych) powstaje tak zwana fala zanikająca, której amplituda maleje eksponencjalnie wraz z odległością od granicy rozdziału ośrodków. Fala ta oddziałuje zatem jedynie z atomami znajdującymi się blisko tej granicy rozdziału (w odległości porównywalnej z długością fali).

Okazuje się, że polaryzacja fali zanikającej, w zależności od polaryzacji fali padającej na granicę rozdziału dielektryków, nie jest jeszcze dobrze poznana. Przewidywania teoretyczne sugerują, że fala zanikająca nie jest falą

poprzeczną [7].

Niniejsza praca poświęcona jest próbie wykorzystania oddziaływania atomów z falą zanikającą, do zbadania polaryzacji tej fali, dla konkretnych polaryzacji fali padającej na granicę rozdziału dielektryk - pary atomowe.

Eksperyment polega na badaniu polaryzacji fali zanikającej, poprzez pomiar względnych natężeń linii, będących składowymi rozszczepionego widma absorpcyjnego atomów rubidu (Rb), umieszczonych w zewnętrznym polu magnetycznym.

W rozdziale 1 tej pracy przedstawione są podstawowe zagadnienia, związane z zachowaniem się fali elektromagnetycznej na granicy rozdziału dwóch ośrodków dielektrycznych. Szczególny nacisk jest położony na zjawisko całkowitego wewnętrznego.

Rozdział 2 poświęcony jest teorii obliczania prawdopodobieństw absorpcji promieniowania przez atomy oddziałujące ze statycznym zewnętrznym polem magnetycznym. Wartości indukcji używanego pola (określanego jako pośrednie) nie pozwalają na rozpatrywanie zagadnienia w kategorii efektu Zeemana.

W rozdziale 3 ukazana jest idea eksperymentu oraz konkretny sposób jego realizacji w warunkach laboratoryjnych.

Rozdział 4 zawiera szczegółowy opis skonstruowanego układu eksperymentalnego oraz użytych w doświadczeniu urządzeń.

W rozdziale 5 zaprezentowane są wyniki doświadczalne oraz ich analiza, pod kątem badania polaryzacji fali zanikającej.

Dodatek A stanowi uzupełnienie rozdziału 2, natomiast w dodatku B są skrótowo przedstawione wyniki innego eksperymentu, również związanego ze zjawiskiem całkowitego wewnętrznego odbicia. Eksperyment ten polegał na badaniu widma nasyceniowego atomów rubidu w dwóch falach zanikających.

Praca została napisana przy użyciu systemu $\text{\LaTeX}2\epsilon$. Do przygotowania wykresów i rysunków wykorzystano programy *Microcal Origin 6.0* oraz *CorelDraw 9.0*. Obliczenia przeprowadzono w programach *Microsoft Excel 97* oraz *Derive*.

Chciałbym podziękować mojemu promotorowi, prof. dr hab. T. Dohnalikowi, za opiekę naukową podczas powstawania niniejszej pracy. Ponadto chciałbym przekazać szczególne wyrazy wdzięczności dr L. Józefowskiemu za bezpośrednią pomoc naukową oraz za cenne wskazówki w związku z wykonywanymi przeze mnie pomiarami. Dziękuję również dr H. Kucał, dr J. Bieronowi, dr R. Marcinkowi, dr J. Zachorowskiemu i dr K. Sasze za owocne dyskusje w kwestiach teoretycznych, mgr M. Kasprończowi za koleżeńską pomoc, a także pozostałym pracownikom Zakładu Optyki Atomowej w Instytucie Fizyki UJ, którzy zawsze chętnie służyli mi radą.

Rozdział 1

Właściwości fali zanikającej

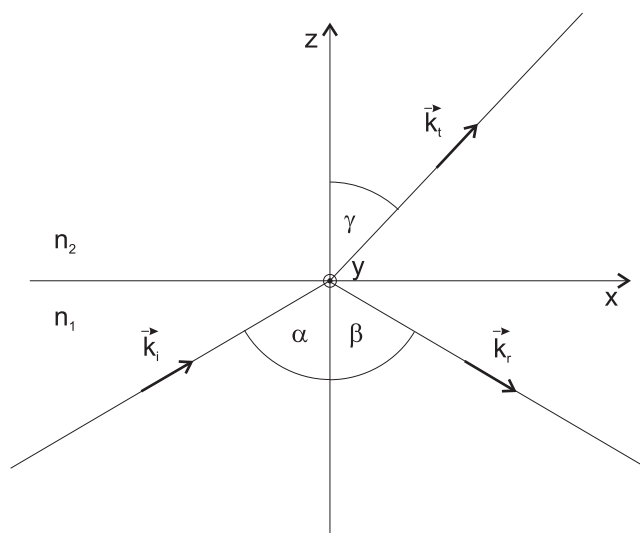
1.1 Fala elektromagnetyczna na granicy rozdziału dielektryków

Rozważmy monochromatyczną falę płaską o wektorze falowym \vec{k}_i , padającą (w płaszczyźnie XZ) na granicę rozdziału dwóch dielektryków, charakteryzowanych przez współczynniki załamania n_1 i n_2 (patrz rysunek 1.1)¹. Równania falowe dla fal: padającej (i), odbitej (r) oraz załamanej (t) można zapisać jako:

$$\begin{aligned}\vec{E}_i &= \vec{E}_{i0} \exp[i(\vec{k}_i \cdot \vec{r} - \omega t)], \\ \vec{E}_r &= \vec{E}_{r0} \exp[i(\vec{k}_r \cdot \vec{r} - \omega t)], \\ \vec{E}_t &= \vec{E}_{t0} \exp[i(\vec{k}_t \cdot \vec{r} - \omega t)].\end{aligned}\tag{1.1}$$

Zachowanie się fali na granicy rozdziału dielektryków podlega prawu załamania i odbicia promieniowania (wzór 1.4). Amplitudy fal: padającej (E_{i0}), odbitej (E_{r0}) i załamanej (E_{t0}) są opisywane przez tzw. równania Fresnela (wzory 1.5). Równania Fresnela oraz prawa załamania i odbicia fal wynikają z równań Maxwella i warunków ciągłości odpowiednich składowych wektorów indukcji i natężenia pola elektrycznego i magnetycznego na granicy rozdziału

¹Przyjmuje się przenikalność magnetyczną $\mu_1 = \mu_2 = 1$.



Rysunek 1.1: Zachowanie się fali płaskiej na granicy rozdziału dielektryków dielektryków. Z warunków tych wynika między innymi:

$$k_{ix} = k_{rx} = k_{tx}, \quad (1.2)$$

czyli:

$$k_i \sin \alpha = k_r \sin \alpha = k_t \sin \gamma, \quad \text{gdzie:} \quad (1.3)$$

$$k_i = \frac{\omega}{c} n_1, \quad k_r = \frac{\omega}{c} n_1, \quad k_t = \frac{\omega}{c} n_2.$$

Prawa odbicia i załamania fal mają postać:

$\vec{k}_i, \vec{k}_r, \vec{k}_t$ – leżą w płaszczyźnie padania XZ ,

$$\alpha = \beta, \quad \frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}. \quad (1.4)$$

Poniżej przedstawione są wzory Fresnela dla polaryzacji \perp i \parallel fali padającej² [15]:

$$\begin{aligned}
\frac{E_{r0}^\perp}{E_{i0}^\perp} &= \frac{\cos \alpha - \sqrt{n_{21}^2 - \sin^2 \alpha}}{\cos \alpha + \sqrt{n_{21}^2 - \sin^2 \alpha}}, \\
\frac{E_{t0}^\perp}{E_{i0}^\perp} &= \frac{2 \cos \alpha}{\cos \alpha + \sqrt{n_{21}^2 - \sin^2 \alpha}}, \\
\frac{E_{r0}^\parallel}{E_{i0}^\parallel} &= \frac{n_{21}^2 \cos \alpha - \sqrt{n_{21}^2 - \sin^2 \alpha}}{n_{21}^2 \cos \alpha + \sqrt{n_{21}^2 - \sin^2 \alpha}}, \\
\frac{E_{t0}^\parallel}{E_{i0}^\parallel} &= \frac{2n_{21} \cos \alpha}{n_{21}^2 \cos \alpha + \sqrt{n_{21}^2 - \sin^2 \alpha}}.
\end{aligned} \tag{1.5}$$

1.2 Całkowite wewnętrzne odbicie

Jeśli monochromatyczna fala płaska pada na granicę rozdziału dielektryków od strony ośrodka optycznie gęstszego ($n_1 > n_2$), wtedy przy $\alpha > \arcsin n_{21}$, $\sin \gamma > 1$. Przypadek ten interpretuje się przyjmując urojone wartości kąta załamania γ . Opisane powyżej zjawisko jest nazywane zjawiskiem całkowitego wewnętrznego odbicia, a kąt

$$\alpha_c = \arcsin n_{21} \tag{1.6}$$

określa się jako kąt graniczny. Kierunek propagacji fali odbitej jest wyznaczony przez prawo odbicia.

Z równań Fresnela (wzór 1.5), dla $\alpha > \alpha_c$ wynika, że składowe wektora \vec{E}_r fali odbitej wiążą się z odpowiednimi składowymi wektora \vec{E}_i fali padającej w następujący sposób:

$$\begin{aligned}
E_r^\perp &= E_i^\perp e^{i\theta^\perp}, \\
E_r^\parallel &= E_i^\parallel e^{i\theta^\parallel}.
\end{aligned} \tag{1.7}$$

²Przyjęto następujące oznaczenia: \perp – polaryzacja fali w kierunku prostopadłym do płaszczyzny padania, \parallel – polaryzacja fali w kierunku równoległym do płaszczyzny padania.

Oznacza to, że moduły amplitud wektora elektrycznego fali padającej i odbitej są sobie równe, niezależnie od polaryzacji fali padającej. Składowe \perp i \parallel wektora \vec{E}_i fali padającej doznają natomiast przy całkowitym wewnętrznym odbiciu skoków fazy, odpowiednio θ^\perp i θ^\parallel takich, że:

$$\tan \frac{\theta^\perp}{2} = \frac{\sqrt{\sin^2 \alpha - n_{21}^2}}{\cos \alpha}, \quad (1.8)$$

$$\tan \frac{\theta^\parallel}{2} = \frac{\sqrt{\sin^2 \alpha - n_{21}^2}}{n_{21} \cos \alpha}. \quad (1.9)$$

Jeśli w prawie załamania uwzględni się, że przy $\alpha > \alpha_c = \arcsin n_{21}$, kąt załamania γ przyjmuje wartości urojone, otrzymuje się następujące wyrażenia na składowe wektora falowego fali załamanej:

$$k_{tx} = \frac{\omega}{c} n_1 \sin \alpha, \quad (1.10)$$

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

Uwzględniając 1.1, 1.3 i 1.10, otrzymuje się wzór na czynnik fazowy fali załamanej (o amplitudzie E_t) w postaci:

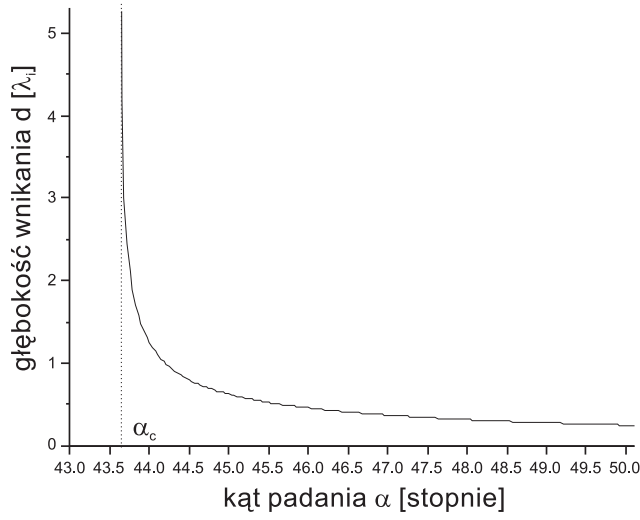
$$\exp \left[-ix \left(\frac{\omega}{c} n_1 \sin \alpha \right) \right] \exp \left[-z \left(\frac{\omega}{c} \sqrt{n_1^2 \sin^2 \alpha - n_2^2} \right) \right]. \quad (1.11)$$

Z powyższego wynika, że fala ta rozprzestrzenia się wzdłuż granicy rozdziału dielektryków (w kierunku osi x) i zanika wykładniczo wraz ze wzrostem odległości od tej granicy (w kierunku osi z). Fala ta jest nazywana falą zanikającą.

Mimo całkowitego wewnętrznego odbicia, pole elektromagnetyczne w optycznie rzadszym ośrodku nie jest zerowe. Definiuje się tzw. głębokość wnikania d fali zanikającej jako:

$$d = |k_{tz}|^{-1} = \frac{1}{\frac{\omega}{c} \sqrt{n_1^2 \sin^2 \alpha - n_2^2}} = \frac{\lambda_i}{2\pi \sqrt{n_1^2 \sin^2 \alpha - n_2^2}}. \quad (1.12)$$

Głębokość wnikania jest porównywalna z długością fali padającej λ_i (patrz rysunek 1.2).



Rysunek 1.2: Głębokość wnikania fali zanikającej w funkcji kąta padania

Obliczenia wykonano dla $\lambda = 794.5 \text{ nm}$, $n_1 = 1.45$, $n_2 = 1$. Kąt graniczny $\alpha_c = 43.6^\circ$.

Mimo obecności pola elektrycznego w optycznie rzadszym ośrodku, średni strumień energii przepływający przez granicę dielektryków wynosi 0. Można to pokazać, korzystając z pojęcia wektora Poyntinga, definiowanego następująco [16]:

$$\vec{P} = \vec{E} \times \vec{H}. \quad (1.13)$$

Wektor Poyntinga reprezentuje przepływ energii przez jednostkę powierzchni w jednostce czasu. Poniżej przedstawione są składowe wektora \vec{P} dla (przykładowo) polaryzacji \perp fali padającej [7]:

$$\vec{P}^\perp = \begin{cases} P_x^\perp & \sim \cos^2(\omega t - x \frac{n_1 \omega}{c} \sin \alpha + \theta^\perp) \\ P_y^\perp & 0 \\ P_z^\perp & \sim \sin(\omega t - x \frac{n_1 \omega}{c} \sin \alpha + \theta^\perp) \cos(\omega t - x \frac{n_1 \omega}{c} \sin \alpha + \theta^\perp). \end{cases} \quad (1.14)$$

Niezerowy strumień energii P_x^\perp przepływa wzdłuż granicy rozdziału dielektryków, w kierunku osi x . W kierunku osi y nie ma przepływu energii.

Uśredniona wartość składowej P_z^\perp po okresie, jak i połowie okresu fali wynosi 0:

$$\overline{P_z^\perp} = \frac{1}{T} \int_0^T P_z^\perp dt = \frac{2}{T} \int_0^{\frac{T}{2}} P_z^\perp dt = 0. \quad (1.15)$$

Zachodzi również:

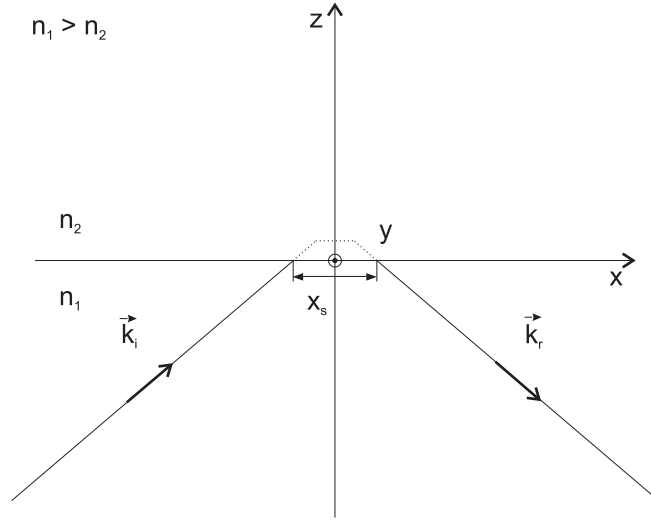
$$\frac{4}{T} \int_0^{\frac{T}{4}} P_z^\perp dt = -\frac{4}{T} \int_{\frac{T}{4}}^{\frac{T}{2}} P_z^\perp dt. \quad (1.16)$$

1.2.1 Efekt Goosa-Hänchena

Jeśli na granicę rozdziału dwóch dielektryków, od strony ośrodka gęstszego i pod kątem większym od granicznego, pada przestrzennie ograniczona wiązka promieniowania, zachodzi efekt Goosa-Hänchena³. Efekt ten polega na przestrzennym rozsunięciu (w płaszczyźnie rozdziału dielektryków) punktów padania i odbicia wiązki. Schematycznie efekt ten jest przedstawiony na rysunku 1.3. Należy pamiętać, że rysunek ten dotyczy wiązek o nieskończenie małym przekroju poprzecznym. W rzeczywistości, odległość x_s jest porównywalna z długością padającej fali, a zatem jest kilka rzędów wielkości mniejsza od rozmiarów typowej wiązki laserowej i nie da się jej zaobserwować w prosty sposób gołym okiem. W eksperymentach, mających na celu pomiar przesunięcia Goosa-Hänchena w obszarze promieniowania widzialnego, wykorzystuje się wiele następujących po sobie całkowitych wewnętrznych odbić tej samej fali. Obserwowane przesunięcie jest wtedy wielokrotnością pojedynczych przesunięć [7].

Aby wyjaśnić efekt Goosa-Hänchena, należy skorzystać z faktu, że ograniczoną przestrzennie wiązkę promieniowania (na przykład gaussowską wiązkę laserową) można rozpatrywać jako superpozycję fal płaskich, rozprzestrzeniających się w różnych kierunkach [16]. W tym przypadku wystarczy wziąć pod uwagę wiązkę będącą sumą dwóch fal płaskich, padających na granicę

³Efekt ten został przewidziany przez I. Newtona, a zademonstrowany doświadczalnie w 1947 r. przez F. Goosa i H. Hänchena [7].



Rysunek 1.3: Efekt Goosa-Hänchena

Linia przerywana symbolicznie ukazuje kierunek propagacji fali zanikającej. Kierunek ten wyznaczony jest przez prostą będącą przecięciem płaszczyzny padania i granicy rozdziału dielektryków.

rozdziału dielektryków pod nieco innymi kątami. Rzut wektorów falowych fali padającej na płaszczyznę XY ($z = 0$) rozdziału dielektryków, można zapisać jako $k_x^+ = k_x + \Delta k_x$ i $k_x^- = k_x - \Delta k_x$. Na granicy rozdziału, zespolona amplituda wypadkowa fali padającej ma postać (przy składowej k_x pominięto indeks i):

$$A_i(x) = e^{-ik_x^- x} + e^{-ik_x^+ x} = [e^{i\Delta k_x x} + e^{-i\Delta k_x x}]e^{-ik_x x} = 2 \cos(\Delta k_x x) e^{-ik_x x}. \quad (1.17)$$

Fala zanikająca doznaje przesunięcia fazowego θ , będącego funkcją kąta padania α i liczby falowej k_x . Jeśli zmiany $\Delta\theta$ i Δk_x są małe, można zapisać:

$$\theta(k_x + \Delta k_x) = \theta(k_x) + \frac{d\theta}{dk_x} \Delta k_x. \quad (1.18)$$

Amplituda (na granicy rozdziału $z = 0$) fali odbitej wynosi:

$$\begin{aligned} A_r(x) &= [e^{i(\Delta k_x x - \Delta\theta)} + e^{-i(\Delta k_x x - \Delta\theta)}] e^{-i(k_x x - \theta)} = \\ &= 2 \cos[\Delta k_x (x - \frac{d\theta}{dk_x})] e^{-i(k_x x - \theta)}. \end{aligned} \quad (1.19)$$

Korzystając z warunku ciągłości w płaszczyźnie $z = 0$ i porównując ostatnie człony równości 1.17 i 1.19, wnioskuje się, że wielkość $\frac{d\theta}{dk_x}$ (mająca wymiar długości) prezentuje szukane przesunięcie przestrzenne wiązki padającej i odbitej w płaszczyźnie $z = 0$.

Korzystając ze wzorów 1.8 i 1.9 na skok fazy pomiędzy falą padającą i odbitą oraz przyjmując $k_x = k_i \sin \alpha$ otrzymuje się:

$$x_s^\perp = \frac{d\theta}{dk_x} = \frac{2}{k_i} \frac{\tan \alpha}{\sqrt{\sin^2 \alpha - n_{21}^2}}, \quad (1.20)$$

$$x_s^\parallel = \frac{2}{k_i n_{21}^2} \frac{\tan \alpha}{\sqrt{\sin^2 \alpha - n_{21}^2}}. \quad (1.21)$$

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

Omawiane przesunięcie można również interpretować jako odbijanie się wiązki padającej nie od granicy rozdziału dielektryków, ale od fikcyjnej płaszczyzny, równoległej do tej granicy i znajdującej się w odległości Δz od niej, po stronie ośrodka rzadszego (patrz rysunek 1.4) [14]. Odległość ta zależy od polaryzacji (\parallel , \perp) fali padającej:

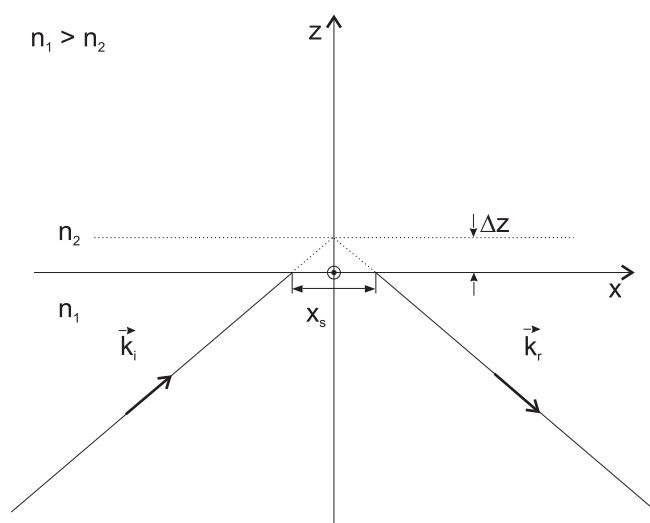
$$\Delta z^\parallel > \Delta z^\perp. \quad (1.22)$$

1.2.2 Polaryzacja fali zanikającej

W świetle obecnego stanu wiedzy, o polaryzacji fali zanikającej można mówić jedynie w kategorii przewidywań teoretycznych. Przewidywane polaryzacje fali zanikającej dla dwóch szczególnych, opisanych poniżej przypadków, są schematycznie przedstawione na rysunku 1.5 [7].

Polaryzacja \perp fali padającej

Kierunek drgań pola elektrycznego, wzbudzanej w optycznie rzadszym ośrodku fali zanikającej, jest prostopadły do kierunku jej propagacji (patrz punkt



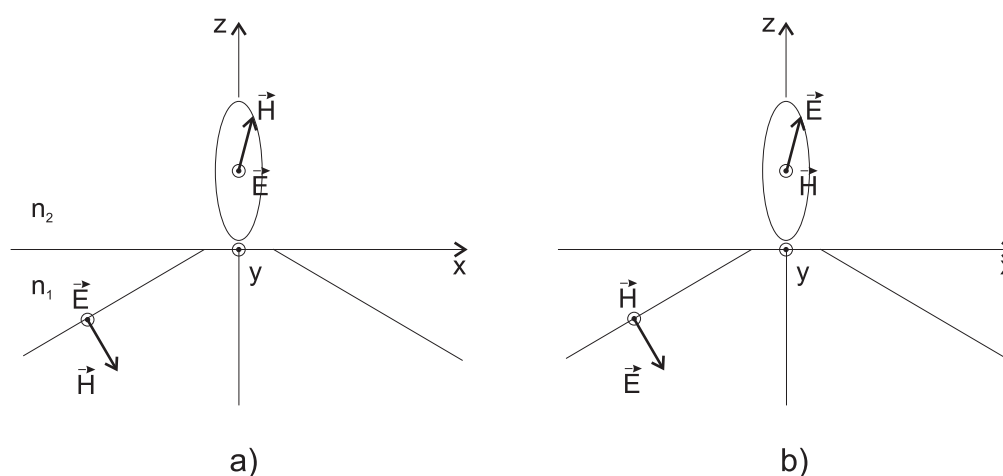
Rysunek 1.4: Interpretacja przesunięcia Goosa-Hänchena

1.2.1) i styczny do granicy rozdziału dielektryków. Polaryzacja taka będzie nazywana dalej polaryzacją *s*. Kierunek drgań pola magnetycznego przestaje być prostopadły do kierunku rozchodzenia się fali i przechodzi w polaryzację eliptyczną, w płaszczyźnie XZ propagacji fali padającej, zanikającej i odbitej.

Polaryzacja \parallel fali padającej

Odwrotnie niż w poprzednim przypadku, tutaj drgania pola elektrycznego są spolaryzowane eliptycznie w płaszczyźnie XZ , natomiast drgania pola magnetycznego są poprzeczne względem kierunku propagacji fali zanikającej i styczne do granicy rozdziału dielektryków. Taka polaryzacja fali będzie dalej określana jako polaryzacja *typu p*, w odróżnieniu od czystej (nie-eliptycznej) polaryzacji *p*.

W powyższym opisie rozważane są jedynie czyste polaryzacje \parallel i \perp fali padającej. Każdą inną polaryzację fali można przedstawić jako ich superpozycję.



Rysunek 1.5: Przewidywane polaryzacje fali zanikającej

a) dla polaryzacji \perp , b) dla polaryzacji \parallel fali padającej

1.3 Spektroskopia z wykorzystaniem fali zanikającej oraz selektywnego odbicia

Jeśli ośrodkiem o współczynniku załamania n_2 (patrz rysunek 1.1) są pary atomowe, natężenie fali odbitej od granicy rozdziału dielektryków może być znacząco modyfikowane, w zależności od częstości ω fali padającej. Omawiana modyfikacja zachodzi w sytuacji, gdy częstość ω jest bliska częstości rezonansowej par atomowych i dotyczy zarówno przypadku "zwykłego", jak i całkowitego wewnętrznego odbicia.

W pierwszym przypadku, zwanym selektywnym odbiciem (z ang. SR), zmiany natężenia odbitej fali wynikają z zależności współczynnika załamania n_2 od częstości ω ($n_2 = n_2(\omega)$)⁴. Uwzględnienie tej zależności we wzorach Fresnela 1.5, pozwala na otrzymanie wartości współczynnika odbicia fali, jako funkcji częstości ω . Postać sygnału selektywnego odbicia ma

⁴Jako pierwszy, zjawisko selektywnego odbicia zaobserwował R. Wood, w 1909 roku [19].

kształt, będący splotem odpowiednich krzywych dyspersyjnych i absorpcyjnych [9].

Modyfikacja natężenia fali w całkowitym wewnętrznym odbiciu wynika z absorpcji fali zanikającej w przypowierzchniowej warstwie par atomowych. Ze względu na różne zachowanie się momentów dipolowych atomów znajdujących się blisko powierzchni dielektryka, w zależności od kierunku drgań tych dipoli, można obserwować, przy użyciu fali zanikającej, zjawiska dichroizmu oraz anizotropii optycznej par atomowych [10]. Zjawiska te są związane z zależnością współczynników załamania i absorpcji ośrodka od polaryzacji rozprzestrzeniającej się w nim fali. Dichroizm (obserwowany przy użyciu fali zanikającej) polega na tym, że silniej są absorbowane fale o polaryzacji \mathbf{p} , niż fale o polaryzacji \mathbf{s} (patrz rozdział 5) [11].

Przykładowe (subdopplerowskie) widma absorpcyjne oraz dyspersyjne struktury nadsubtelnej atomów rubidu (Rb) są przedstawione w dodatku B.

Rozdział 2

Atom w pośrednim polu magnetycznym

O pośrednim polu magnetycznym mówimy, gdy wartość indukcji tego pola uniemożliwia zastosowanie dla danego atomu przybliżenia pola silnego lub słabego przy obliczaniu jego struktury energetycznej. Oznacza to, że wielkość rozszczepień poziomów energetycznych atomu oddziałującego z polem magnetycznym nie jest proporcjonalna do indukcji tego pola.

W punkcie 2.1 zostanie przedstawiona metoda obliczania energii magnetycznych podpoziomów struktury nadsubtelnej atomu. Istnienie tych podpoziomów wynika ze zniesienia, w zewnętrznym polu magnetycznym, $(2M_F + 1)$ krotnej degeneracji poziomów, charakteryzowanych przez liczbę kwantową F ($\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$). Ze względu na wielkość indukcji (pośredniego) pola magnetycznego, w którym jest umieszczony atom, traci jednak sens stosowanie liczby F . Wynika to z faktu, że funkcja falowa podpoziomu charakteryzowanego przez liczbę M_F staje się (w tym polu) liniową kombinacją funkcji falowych podpoziomów o tym samym M_F , ale różnym (w polu zerowym) F . $M_F = M_J + M_I$ pozostaje zawsze dobrą liczbą kwantową (reprezentuje stałą ruchu we wszystkich polach) [20]. W celu poprawnego opisu stanów atomu, definiuje się liczbę L_F taką, że $L_F \rightarrow F$, gdy indukcja pola magnetycznego $\mathcal{B} \rightarrow 0$ [13].

2.1 Energie i funkcje własne atomu [13], [18]

Do wyliczenia wielkości rozszczepień pomiędzy podpoziomami magnetycznymi, trzeba znaleźć odpowiednie funkcje własne atomu. W tym celu należy rozwiązać przedstawione poniżej równanie własne hamiltonianu \mathcal{H}_{at} :

$$\mathcal{H}_{at}|L_F, M\rangle = E_{L_F M}|L_F, M\rangle, \quad (2.1)$$

$$\mathcal{H}_{at} = \mathcal{H}_{HFS} + \mathcal{H}_Q + \mathcal{H}_{mag}. \quad (2.2)$$

\mathcal{H}_{HFS} to hamiltonian oddziaływania nadsubtelnego, \mathcal{H}_Q – oddziaływania kwadrupolowego elektrycznego jądra i elektronów, \mathcal{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 $I \geq 1$ [20].

Równanie własne zostanie rozwiązane w bazie funkcji własnych \vec{I}^2 , \vec{J}^2 , \vec{F}^2 i \vec{F}_z , oznaczonej przez $|I, J, F, M\rangle \equiv |F, M\rangle$, gdzie $\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$. Elementy macierzowe dla \mathcal{H}_{HFS} i \mathcal{H}_Q mają postać:

$$\begin{aligned} \langle F', M' | \mathcal{H}_{HFS} | F, M \rangle &= \langle F', M' | A \vec{I} \cdot \vec{J} | F, M \rangle = \\ &= \frac{A}{2} (F(F+1) - J(J+1) - I(I-1)) \delta_{FF'} \delta_{MM'}, \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} \langle F', M' | \mathcal{H}_Q | F, M \rangle &= \\ &= \langle F', M' | \frac{B}{2I(2I-1)J(2J-1)} \left[3(\vec{I} \cdot \vec{J})^2 + \frac{3}{2} \vec{I} \cdot \vec{J} - I^2 J^2 \right] | F, M \rangle = \\ &= \frac{B}{2I(2I+1)J(2J+1)} \left[\frac{3}{2} C(C+1) - I(I+1)J(J+1) \right] \delta_{FF'} \delta_{MM'}, \\ &\text{gdzie: } C = F(F+1) - J(J+1) - I(I+1). \end{aligned} \quad (2.4)$$

A i B to stałe oddziaływania odpowiednio dipolowego magnetycznego i kwadrupolowego elektrycznego. Element macierzowy dla hamiltonianu \mathcal{H}_{mag} , danego wzorem:

$$\mathcal{H}_{mag} = g_J \mu_B \mathcal{B} \vec{J}_z + g_I \mu_B \mathcal{B} \vec{I}_z, \quad (2.5)$$

zostanie obliczony dla pierwszego jego składnika, ponieważ przebieg liczenia dla drugiego składnika jest identyczny. g_J , g_I to czynniki Landégo dla momentu pędu elektronowego i jądrowego, a μ_B to magneton Bohra.

$$\langle F' M' | \vec{J}_z | F, M \rangle = (-1)^{F-1-M'} \begin{pmatrix} F & 1 & F' \\ M & 0 & -M' \end{pmatrix} \langle F' || \vec{J} || F \rangle \quad (2.6)$$

$$\begin{aligned} \langle F' || \vec{J} || F \rangle &= \\ &= (-1)^{F'+I+J+1} \sqrt{(2F'+1)(2F+1)} \begin{Bmatrix} J & 1 & J \\ F & I & F' \end{Bmatrix} \langle J || \vec{J} || J \rangle \end{aligned} \quad (2.7)$$

$$\langle J || \vec{J} || J \rangle = \sqrt{J(J+1)(2J+1)} \quad (2.8)$$

Ostatecznie otrzymuje się:

$$\begin{aligned} \langle F' M' | \vec{J}_z | F, M \rangle &= \\ &= (-1)^{F+F'+I+J+M'} \sqrt{J(J+1)(2J+1)(2F'+1)(2F+1)} \times \\ &\quad \times \begin{Bmatrix} J & 1 & J \\ F & I & F' \end{Bmatrix} \begin{pmatrix} F & 1 & F' \\ M & 0 & -M' \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Z własności występującego w powyższych wzorach symbolu 3- j wynika, że jest on różny od 0 jedynie wtedy, gdy $M = M'$ oraz gdy $F = F'$ bądź $F = F' \pm 1$. W obliczeniach wystarczy zatem uwzględnić elementy macierzowe \mathcal{H}_{mag} (dla danego M) tylko dla tych trzech przypadków. Uwzględniając reguły wyliczania symboli 3- j i 6- j [17] oraz przyjmując (jak dla wybranych poziomów atomów rubidu):

$$J = \frac{1}{2} \quad I = \frac{3}{2}, \quad (2.10)$$

otrzymuje się:

$$\langle F, M | \mathcal{H}_{mag} | F, M \rangle = M(g_I + g_J) \mu_B \mathcal{B} \frac{F(F+1) - 3}{2F(F+1)},$$

$$\begin{aligned}
 \langle F+1, M | \mathcal{H}_{mag} | F, M \rangle = & \\
 - \sqrt{\frac{F(F+2)(F+4)(2-F)}{(2F+2)^2(2F+1)(2F+3)}} \sqrt{(F+M+1)(F-M+1)} \times & \\
 \times (g_J - g_I) \mu_B \mathcal{B}, & \quad (2.11)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \langle F-1, M | \mathcal{H}_{mag} | F, M \rangle = & \\
 - \sqrt{\frac{(F+1)(F+3)(F-1)(3-F)}{4F^2(2F+1)(2F-1)}} \sqrt{(F+M)(F-M)} \times & \\
 \times (g_J - g_I) \mu_B \mathcal{B}. &
 \end{aligned}$$

Ponieważ F przyjmuje wartości 1 i 2 (patrz 2.10), można wyliczyć:

$$\begin{aligned}
 \langle 1, M | \mathcal{H}_Q + \mathcal{H}_{HFS} | 1, M \rangle &= -\frac{5}{4} A = E_1, \\
 \langle 2, M | \mathcal{H}_Q + \mathcal{H}_{HFS} | 2, M \rangle &= \frac{3}{4} A = E_2.
 \end{aligned} \quad (2.12)$$

Ze względu na opisane wcześniej właściwości oddziaływania kwadrupolowego, wkład od członu związanego z hamiltonianem \mathcal{H}_Q jest zerowy. Wielkości E_1 i E_2 oznaczają energię stanu o danym F , dla pola magnetycznego $\mathcal{B} = 0$.

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

$$|L_F, M\rangle = \sum_F C_{FM}^{L_F} |F, M\rangle \quad (2.13)$$

z warunkiem normalizacyjnym:

$$\sum_F |C_{FM}^{L_F}|^2 = 1. \quad (2.14)$$

Wykorzystując wyliczone w bazie $|F, M\rangle$ elementy macierzowe hamiltonianu \mathcal{H}_{at} oraz wzór 2.13, równanie własne 2.1 zapisuje się w postaci:

$M = 0$

$$\begin{bmatrix} E_1 & -\frac{1}{2}(g_J - g_I) \mu_B \mathcal{B} \\ -\frac{1}{2}(g_J - g_I) \mu_B \mathcal{B} & E_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_{10}^{L_F} \\ C_{20}^{L_F} \end{bmatrix} = E_{L_F 0} \begin{bmatrix} C_{10}^{L_F} \\ C_{20}^{L_F} \end{bmatrix}, \quad (2.15)$$

$$M = \pm 1$$

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} \mp \frac{1}{4}(g_J + g_I)\mu_B \mathcal{B} + E_1 & -\frac{\sqrt{3}}{4}(g_J - g_I)\mu_B \mathcal{B} \\ -\frac{\sqrt{3}}{4}(g_J - g_I)\mu_B \mathcal{B} & \pm \frac{1}{4}(g_J + g_I)\mu_B \mathcal{B} + E_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_{1\pm 1}^{L_F} \\ C_{2\pm 1}^{L_F} \end{bmatrix} = \\ = E_{L_F \pm 1} \begin{bmatrix} C_{1\pm 1}^{L_F} \\ C_{2\pm 1}^{L_F} \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (2.16)$$

$$M = \pm 2$$

$$\left(E_2 \pm \frac{1}{2}(g_J + g_I) \right) \mu_B C_{2\pm 2}^{L_F} = E_{L_F 2} C_{2\pm 2}^{L_F}. \quad (2.17)$$

Wyliczone na podstawie 2.15 - 2.17 energie $E_{L_F M}$ podpoziomów magnetycznych stanów $5^2S_{\frac{1}{2}} F = 1$ oraz $5^2P_{\frac{1}{2}} F = 1$ i 2, w funkcji wartości indukcji pola magnetycznego, są przedstawione na rysunku 2.1. Struktura nadsubtelna atomów ^{87}Rb jest opisana w punkcie 3.1. W obliczeniach przyjęto [10]: dla stanu $^2S_{\frac{1}{2}}$

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

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

$$g_j = 2,$$

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

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

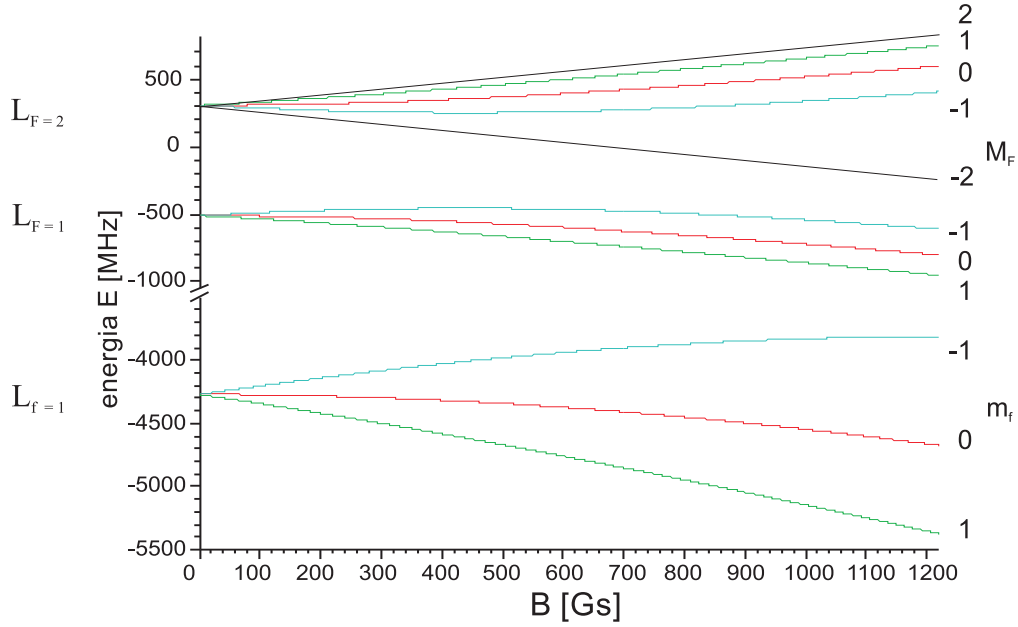
$$E_2 = 307 \text{ MHz},$$

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

oraz

$$\mu_B = 1.4 \text{ MHz/Gs}. \quad (2.18)$$

W rachunkach zaniedbano g_I , jako dużo mniejsze od g_J . Wartości odpowiednich symboli 3- j i 6- j pochodzą z [17]. Na rysunku 2.2 są przedstawione przykładowe wyniki obliczeń niektórych współczynników $C_{FM}^{L_F}$. Wartości wszystkich współczynników są zaprezentowane w dodatku A.



Rysunek 2.1: Rozszczepienie wybranych podpoziomów magnetycznych atomów ^{87}Rb w funkcji wartości indukcji pola magnetycznego \mathcal{B}

2.2 Prawdopodobieństwa przejść pomiędzy poziomami magnetycznymi [13], [12], [18]

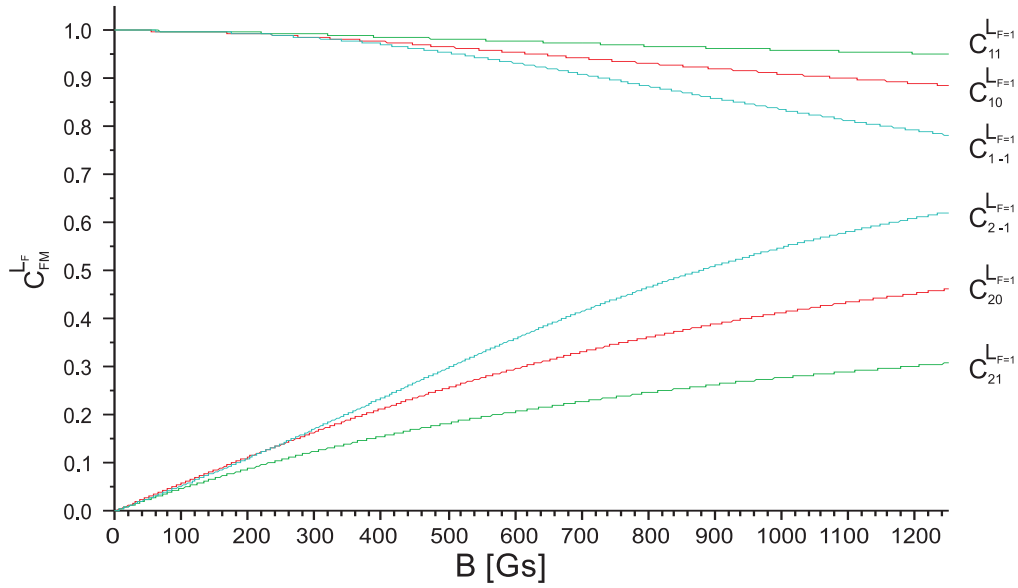
Prawdopodobieństwa przejść pomiędzy stanami $|L_F, M\rangle$ i $|L_f, m\rangle$ atomu są dane wzorem:

$$\begin{aligned}
 P_{L_F M L_f m} &\sim \left| \langle L_F, M | \vec{e} \cdot \vec{D} | L_f, m \rangle \right|^2 = \\
 &= \left| \sum_{F, f} C_{FM}^{L_F} C_{fm}^{L_f} \langle F, M | \vec{e} \cdot \vec{D} | f, m \rangle \right|^2. \quad (2.19)
 \end{aligned}$$

Elementy macierzowe

$$\langle F, M | \vec{e} \cdot \vec{D} | f, m \rangle \quad (2.20)$$

opisują amplitudę przejścia elektrycznego dipolowego pomiędzy stanami o danych liczbach kwantowych F, M, f, m . Aby wyliczyć te elementy, skorzystano z twierdzenia Eckarta-Wignera, pozwalającego przedstawić je przy pomocy



Rysunek 2.2: Wartości niektórych współczynników $C_{FM}^{L_F}$ dla stanu ${}^2P_{\frac{1}{2}}$, w funkcji wartości indukcji pola \mathcal{B}

tak zwanego zredukowanego elementu macierzowego. Wektory \vec{e} i \vec{D} można rozpisać w następującej bazie (wygodnej do zapisu polaryzacji kołowych):

$$\begin{aligned} e_{+1} &= -\frac{1}{\sqrt{2}}(e_x + ie_y), \\ e_{-1} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(e_x - ie_y), \\ e_0 &= e_z \end{aligned} \quad (2.21)$$

i analogicznie dla D_q . Składowe e_q są nazywane składowymi sferycznymi. Iloczyn skalarny $\vec{e} \cdot \vec{D}$ można teraz przedstawić jako:

$$\vec{e} \cdot \vec{D} = \sum_q (-1)^q e_{-q} D_q. \quad (2.22)$$

Szukany element macierzowy zapisuje się w postaci:

$$\langle F, M | \vec{e} \cdot \vec{D} | f, m \rangle = \sum_q (-1)^q e_{-q} (-1)^{F-M} \begin{pmatrix} F & 1 & f \\ -M & q & m \end{pmatrix} \langle F || \vec{D} || f \rangle. \quad (2.23)$$

Ponieważ operator \vec{D} komutuje ze spinem jądra, zredukowany element macierzowy $\langle F \| \vec{D} \| f \rangle$ wylicza się następująco:

$$\langle F \| \vec{D} \| f \rangle = (-1)^{I+j+F+1} \sqrt{(2F+1)(2f+1)} \begin{Bmatrix} J & F & I \\ f & j & 1 \end{Bmatrix} \langle J \| \vec{D} \| j \rangle. \quad (2.24)$$

Zredukowany element macierzowy $\langle J \| \vec{D} \| j \rangle$ ma stałą wartość dla danego przejścia optycznego.

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

$$\begin{aligned} e_{+1} &= -\frac{1}{\sqrt{2}} e_x, \\ e_{-1} &= \frac{1}{\sqrt{2}} e_x, \\ e_0 &= 0, \end{aligned} \quad (2.25)$$

natomiast dla polaryzacji w kierunku z :

$$\begin{aligned} e_{+1} &= 0, \\ e_{-1} &= 0, \\ e_0 &= e_z. \end{aligned} \quad (2.26)$$

Względne prawdopodobieństwa przejść pomiędzy stanami $L_{f=1} \rightarrow L_{F=2}$ oraz $L_{f=1} \rightarrow L_{F=1}$ w atomach ^{87}Rb zostały obliczone, na podstawie wzoru 2.19, dla pola magnetycznego o indukcji $0 \div 1100 \text{ Gs}$. W rachunkach wykorzystano wartości współczynników C_{FM}^{LF} , obliczone w punkcie 2.1. Wielkości prawdopodobieństw poszczególnych przejść są przedstawione w rozdziale 5. Wyniki są graficznie przedstawione w dodatku A. Wartości odpowiednich stałych przyjęto jak w 2.18. Obliczenia przeprowadzono dla polaryzacji promieniowania wzbudzającego prostopadłej (σ) oraz równoległej (π) do kierunku pola magnetycznego.

Rozdział 3

Idea i sposób realizacji eksperymentu

Celem przeprowadzonego eksperymentu jest weryfikacja przewidywań teoretycznych (przedstawionych w punkcie 1.2.2, dotyczących polaryzacji fali zanikającej).

Pomiarów polaryzacji fali zanikającej dokonywano poprzez badanie widma absorpcji tej fali w ośrodku jej propagacji – tu ośrodkiem tym były pary atomowe. Aby można było badać wielkość absorpcji (a zatem i natężenie) fali zanikającej jedynie dla wybranych kierunków drgań jej wektora elektrycznego, w obszar propagacji fali wprowadzono statyczne pole magnetyczne. W obecności pola magnetycznego następuje rozszczepienie widma absorpcyjnego na składowe, związane z przejściami promienistymi pomiędzy poszczególnymi podpoziomami magnetycznymi stanu podstawowego i wzbudzonego atomu. Przejścia te zachodzą, zgodnie z regułami wyboru, jedynie dla określonych polaryzacji badanej fali. Mierząc (względne) prawdopodobieństwa absorpcji fal zanikających dla poszczególnych składowych ich polaryzacji, można wnioskować o ich (względnym) natężeniu, a zatem także o ich udziale w całkowitej polaryzacji badanej fali.

Jako ośrodek propagacji fali zanikającej wybrano pary atomów metalu alkalicznego – rubidu (Rb). Atomy te mają prostą strukturę energetyczną

(także nadsubtelną), a długość fali przejść pomiędzy stanem podstawowym i pierwszymi wzbudzonymi leży w spektralnym zakresie pracy wygodnych w obsłudze laserów półprzewodnikowych.

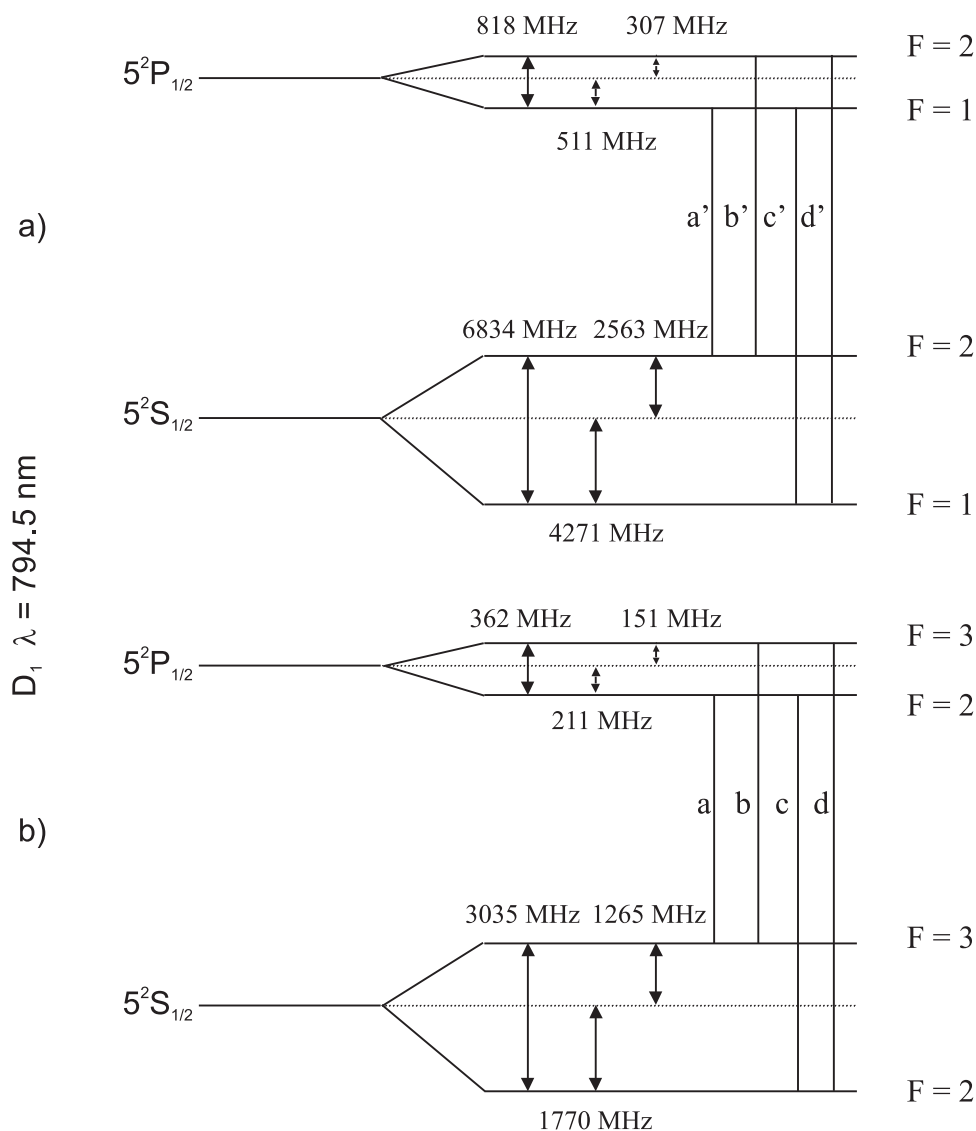
3.1 Poziomy energetyczne atomów rubidu (Rb)

Do badania absorpcji fali zanikającej wybrano podstawowy ($5^2S_{\frac{1}{2}}$) i pierwszy wzbudzony ($5^2P_{\frac{1}{2}}$) poziom energetyczny atomów Rb. Pomiarów dokonywano dla rozszczepionych w polu magnetycznym poziomów struktury nadsubtelnej. Na rysunku 3.1 jest przedstawiona struktura nadsubtelna rozważanych poziomów, a na rysunku 3.2 – widmo absorpcyjne atomów Rb w fali zanikającej, w nieobecności pola magnetycznego. Rysunki dotyczą dwóch izotopów rubidu – ^{87}Rb i ^{85}Rb . Izotopy te w stanie naturalnym występują odpowiednio w składzie 27.85% (prom. β^- , $T_{\frac{1}{2}} \approx 5 \cdot 10^{10}$ lat) i 72.15% (trwały) [4].

W eksperymencie skupiono się na przejściach promienistych w izotopie ^{87}Rb , ze względu na widoczne, także w widmie poszerzonym dopplerowsko, rozseparowanie składowych nadsubtelnych. Spośród tych składowych wybrano linie oznaczone jako c' i d', jako dostatecznie odległe (na skali energii) od składowych dla izotopu ^{85}Rb . Odpowiednia separacja w widmie wybranych przejść ułatwia późniejszą interpretację widma rozszczepionego w polu magnetycznym.

3.2 Rozszczepienie poziomów energetycznych atomów Rb w polu magnetycznym

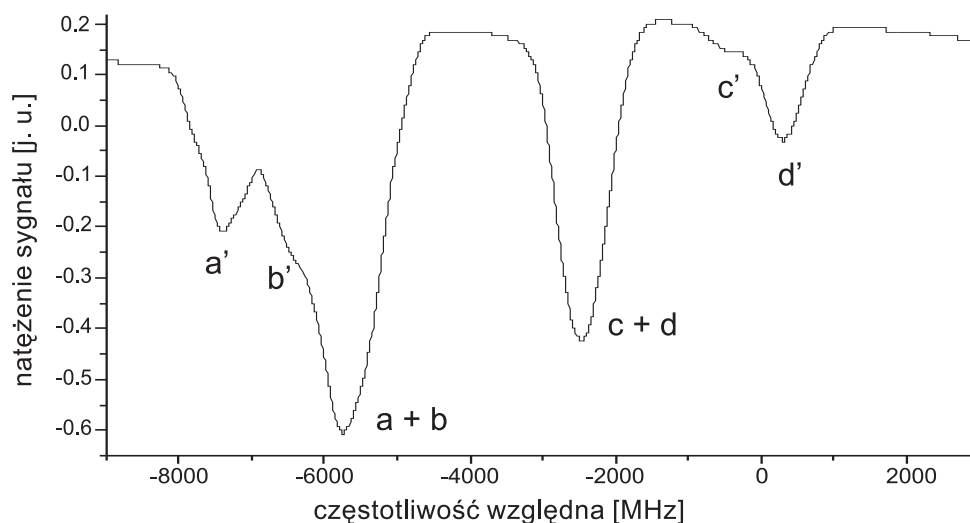
Na podstawie wyników przedstawionych na rysunku 2.1 zostały obliczone wartości względnych energii przejść promienistych pomiędzy poszczególnymi podpoziomami magnetycznymi stanu podstawowego i wzbudzonego. Wartości energii zostały odniesione do energii przejść w przypadku braku pola magnetycznego (rysunek 3.6 na końcu rozdziału). Obliczone względne warto-



Rysunek 3.1: Podstawowy i pierwszy wzbudzony poziom energetyczny atomów Rb [10]

a) dla ^{87}Rb ($I = \frac{3}{2}$), b) dla ^{85}Rb ($I = \frac{5}{2}$) (na rysunku nie jest zachowana skala)

ści energii przejść zostały wykorzystane do interpretacji otrzymanych w doświadczeniu widm absorpcyjnych atomów Rb w polu magnetycznym.



Rysunek 3.2: Obserwowane w doświadczeniu, poszerzone dopplerowsko widmo absorpcyjne atomów Rb w fali zanikającej

temperatura par Rb: $T = 154\text{ }^{\circ}\text{C}$, polaryzacja fali padającej: \parallel , czyli polaryzacja *typu p* fali zanikającej

3.3 Dobór wielkości pola magnetycznego

Wartość indukcji pola magnetycznego została dobrana tak, aby względnie prosta była interpretacja otrzymanych w doświadczeniu widm. Warunek ten jest spełniony, gdy odległości na skali energii, pomiędzy poszczególnymi składowymi rozszczepień w polu magnetycznym, są większe niż ich szerokości dopplerowskie. Szerokości pików absorpcyjnych w badanym widmie wynoszą (w przypadku braku pola magnetycznego) około 650 MHz (patrz rysunek 3.2). Jednocześnie jednak, w zbyt dużym polu magnetycznym, w interpretacji rozszczepień linii c' i d' mogą przeszkadzać składowe linii c i d . Uwzględniając powyższe warunki, wartość indukcji pola magnetycznego wybrano na około 1000 Gs (0.1 T). Źródłem tego pola były magnesy stałe, opisane w punkcie 4.1.3.

3.4 Orientacje pola magnetycznego

W eksperymencie badano polaryzację fali zanikającej dla dwóch ortogonalnych polaryzacji fali padającej na granicę dielektryk - pary atomowe. Były to polaryzacje: prostopadła (\perp) i równoległa (\parallel) do płaszczyzny padania¹. Oczekiwana polaryzacja fali zanikającej była zatem odpowiednio: **s** oraz typu **p** względem granicy dielektryk - pary atomowe (patrz rysunek 1.5)².

Do eksperymentu wybrano trzy orientacje pola magnetycznego, zapewniające badanie polaryzacji **p** i **s** fali zanikającej. Orientacje pola magnetycznego są przedstawione na rysunku 3.3. Polaryzacja σ oznacza drgania wektora elektrycznego fali w kierunku prostopadłym do kierunku pola magnetycznego, a polaryzacja π – w kierunku równoległym do kierunku tego pola.

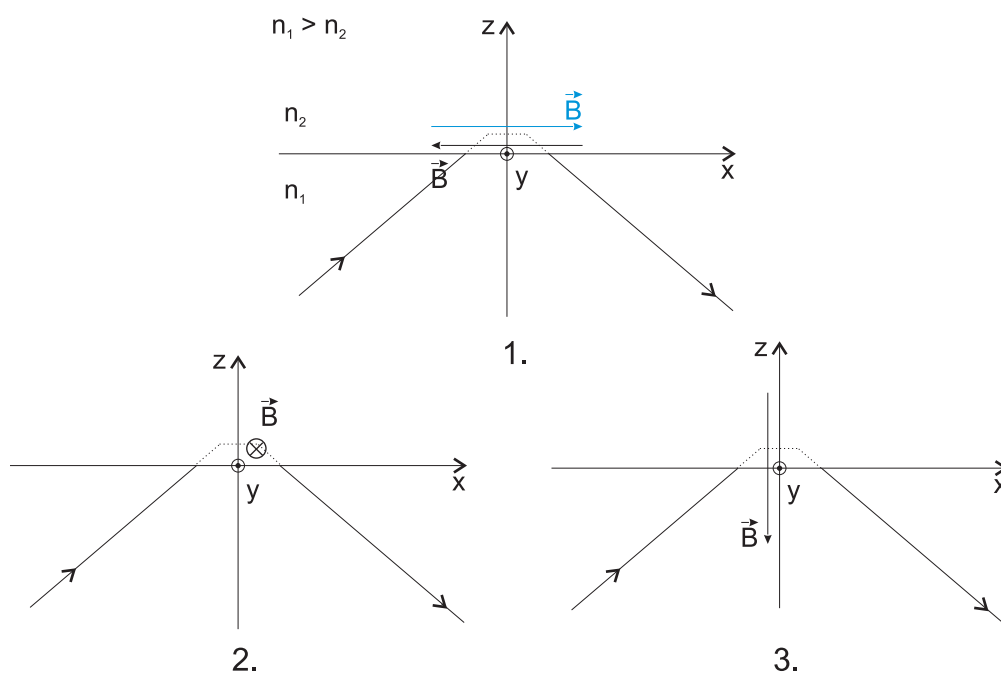
W poniższym opisie, dotyczącym rysunku 3.3, przyjęto polaryzację fali zanikającej jako czystą (nie-eliptyczną) **p** oraz **s**.

1. Kierunek pola magnetycznego równoległy do kierunku propagacji fali zanikającej (patrz punkt 1.2). Zarówno polaryzacja **p** jak i **s** fali zanikającej jest tutaj polaryzacją σ .
2. Kierunek pola magnetycznego prostopadły do kierunku propagacji fali zanikającej i równoległy do granicy dielektryk - pary atomowe. Polaryzacja **p** fali zanikającej jest tutaj polaryzacją σ , a **s** – polaryzacją π .
3. Kierunek pola magnetycznego prostopadły do kierunku propagacji fali zanikającej i do granicy dielektryk - pary atomowe. Polaryzacja **p** fali zanikającej jest tutaj polaryzacją π , a **s** – polaryzacją σ .

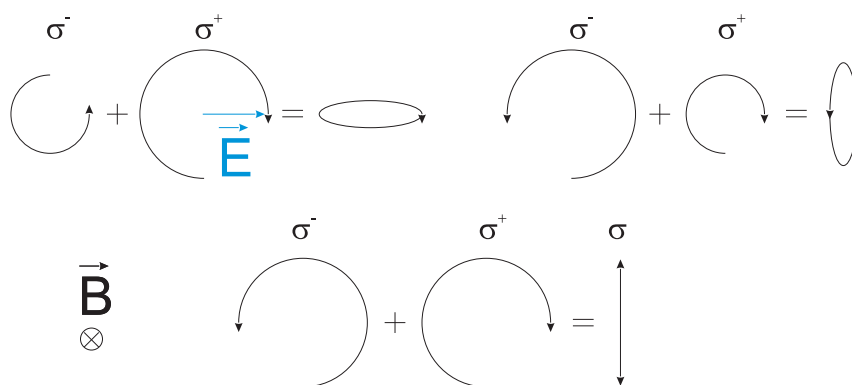
W dalszych rozważaniach korzysta się z faktu, że polaryzację eliptyczną fali w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku pola magnetycznego (w szczególnym przypadku liniową bądź kołową) można przedstawić jako superpozycję polaryzacji kołowych σ^+ i σ^- , ze stałą różnicą faz i z różnymi amplitudami pola elektromagnetycznego (patrz rysunek 3.4).

¹Oznaczenia \perp i \parallel są zgodne z oznaczeniami wprowadzonymi w rozdziale 1, przypis 2.

²Oznaczenia: **s**, **p**, typu **p** są zdefiniowane w punkcie 1.2.2.

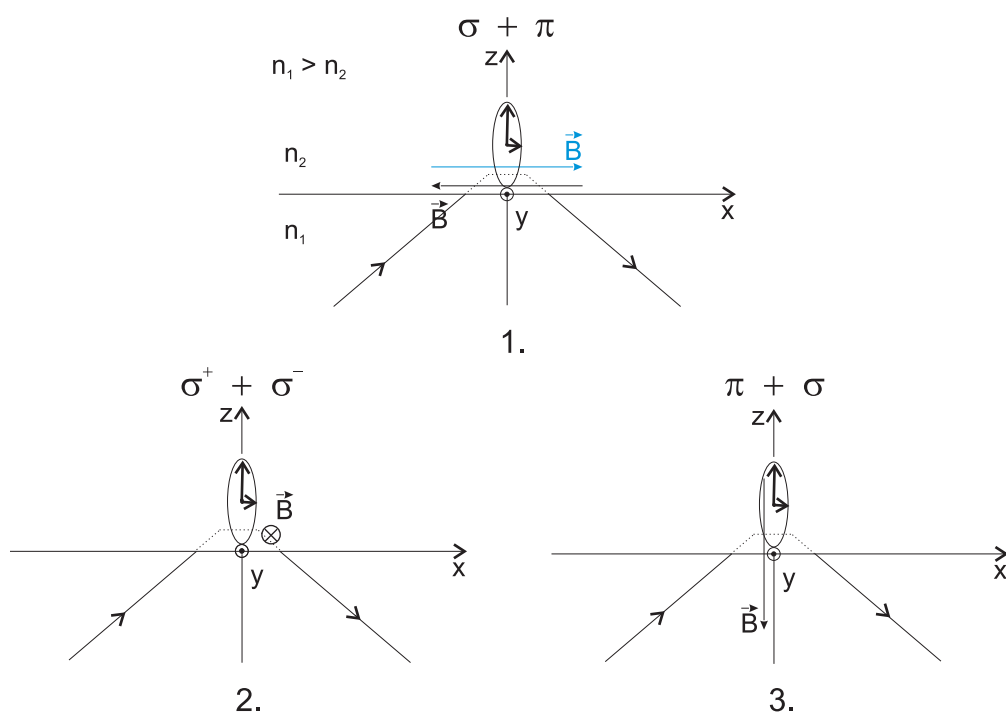


Rysunek 3.3: Stosowane w doświadczeniu orientacje pola magnetycznego (opis w tekście)



Rysunek 3.4: Składanie polaryzacji kołowych σ^+ i σ^-

Ewentualna eliptyczność polaryzacji \mathbf{p} (a zatem polaryzacja *typu* \mathbf{p}) drgań wektora elektrycznego w płaszczyźnie XZ (płaszczyźnie propagacji fali pa-

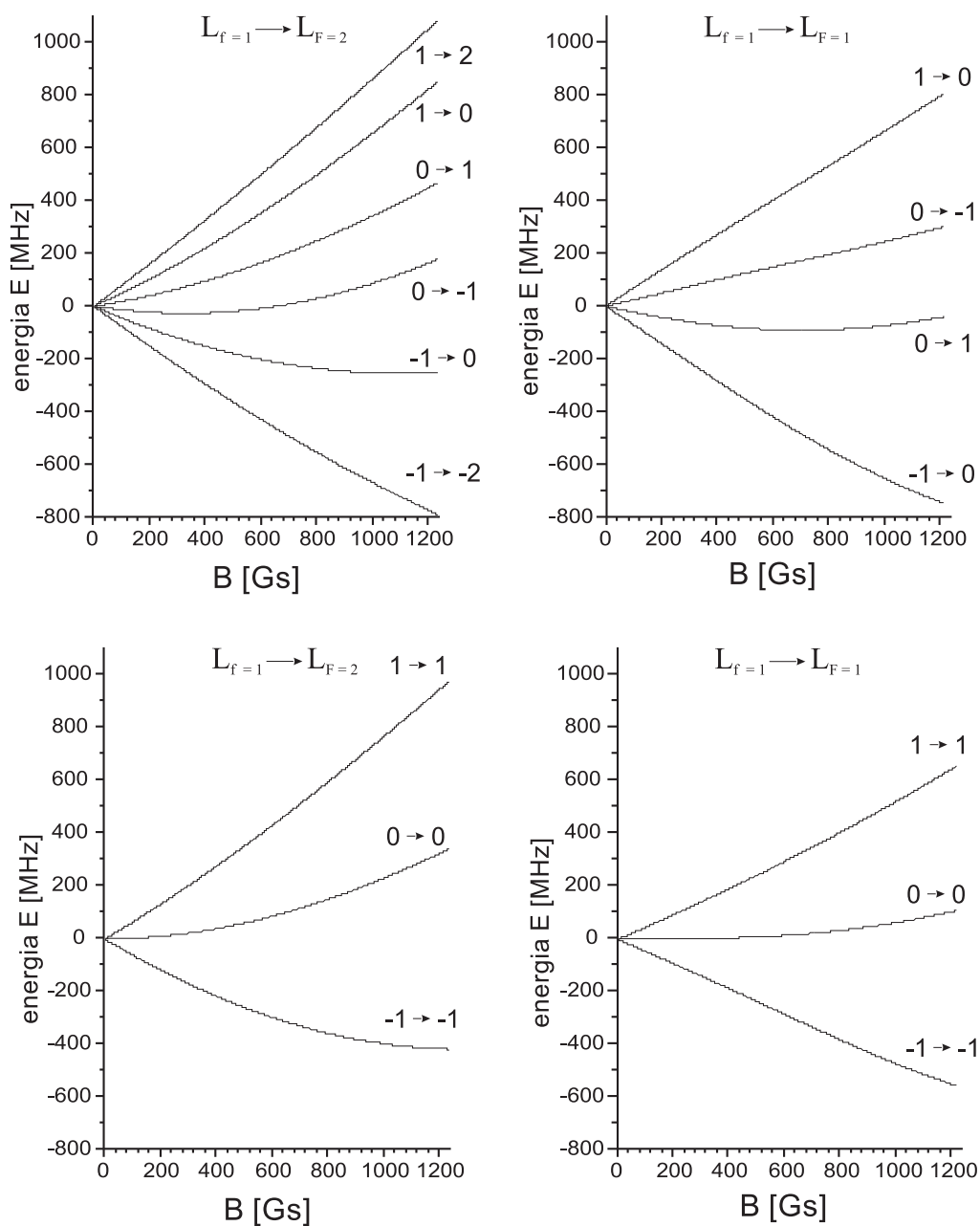


Rysunek 3.5: Eliptyczna polaryzacja fali zanikającej w kategorii polaryzacji π i σ (opis w tekście)

dającej, zanikającej i odbitej) powoduje (patrz rysunek 3.5):

1. domieszanie polaryzacji π do polaryzacji σ ,
2. różny udział amplitud polaryzacji σ^+ i σ^- (w płaszczyźnie XZ) w całkowitej polaryzacji fali zanikającej,
3. domieszanie polaryzacji σ do polaryzacji π .

Miarą badanej wielkości udziału polaryzacji π są amplitudy pików w widmie absorpcyjnym, dla których zmiana magnetycznej liczby kwantowej Δm , opisującej rozszczepione poziomy stanu podstawowego i wzbudzonego atomu, wynosi 0. Z kolei miarą wielkości udziału polaryzacji σ^\pm są amplitudy pików, dla których $\Delta m = \pm 1$.



Rysunek 3.6: Energie przejść pomiędzy podpoziomami magnetycznymi stanu podstawowego i wzbudzonego w funkcji wartości indukcji pola magnetycznego. Wykresy górne dotyczą przejść pomiędzy stanami, dla których $\Delta m_F = \pm 1$, a wykresy dolne – przejść, dla których $\Delta m_F = 0$

Rozdział 4

Układ doświadczalny

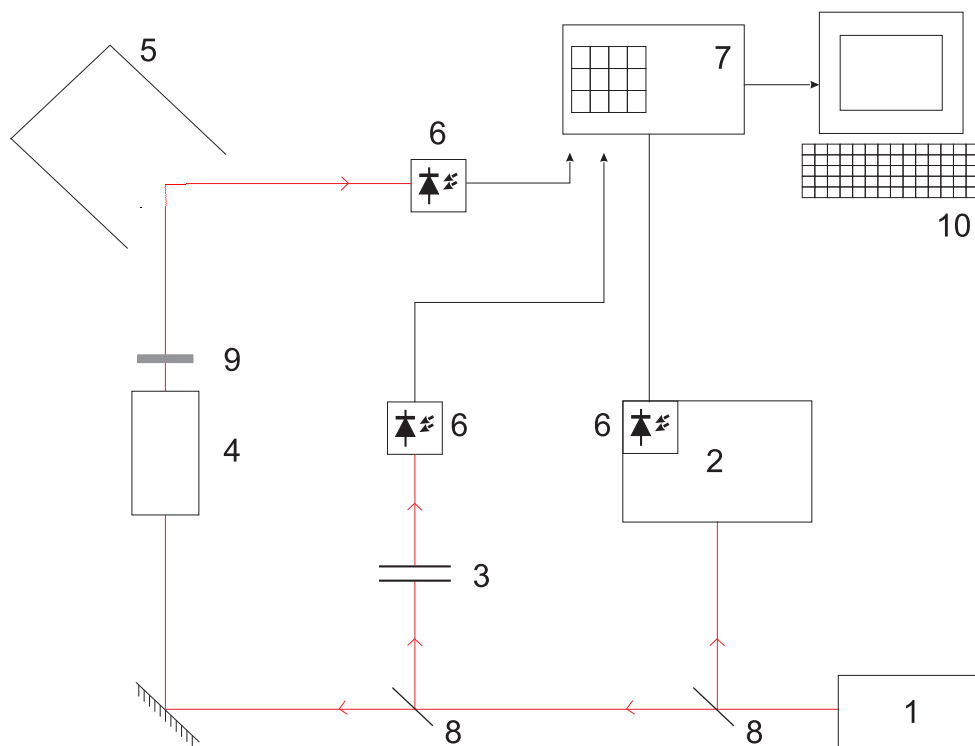
Używany w eksperymencie układ doświadczalny jest przedstawiony na rysunku 4.1. Cały układ był ustawiony na metalowym stole, umożliwiającym korzystanie z magnetycznych podstawek pod stosowane w doświadczeniu elementy optyczne – lusterka i płytki światłodzielące. Ze względu na bardzo dużą wrażliwość używanego lasera półprzewodnikowego na ładunki elektrostatyczne, stół był uziemiony.

4.1 Podstawowy układ eksperymentalny

4.1.1 Komórka z atomami rubidu (Rb)

W doświadczeniu wykorzystano komórkę kwarcową w kształcie cylindra o wysokości 50 mm i średnicy 30 mm , zawierającą naturalną mieszanę izotopów rubidu ^{85}Rb i ^{87}Rb . Jedną z podstaw komórki była podstawa ściętego pryzmatu kwarcowego o współczynniku załamania $n = 1.45$. Zastosowanie pryzmatu umożliwia, przy odpowiednim kącie padania promieniowania na jedną z jego ścian bocznych, zajście zjawiska całkowitego wewnętrznego odbicia, a zatem powstanie wewnątrz komórki fali zanikającej (patrz rysunek 4.2).

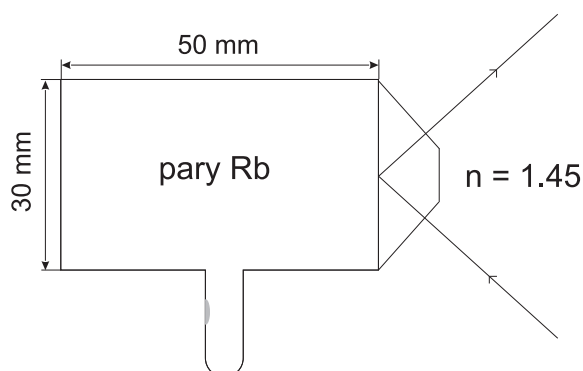
Aby wewnątrz komórki uzyskać dostateczną prężność par atomów rubidu, należało ją ogrzać. Dostatecznie wysoką temperaturę komórki zapewniano dzięki zastosowaniu odpowiedniego piecyka. Wymaganą temperaturę wy-



Rysunek 4.1: Schemat układu doświadczalnego

1 – laser diodowy, 2 – układ do spektroskopii nasyceniowej, 3 – interferometr FP, 4 – modulator elektro-optyczny, 5 – piecyk i komórka z atomami Rb, 6 – fotodiody, 7 – oscyloskop, 8 – płytki światłodzielnące, 9 – filtr neutralny, 10 – komputer

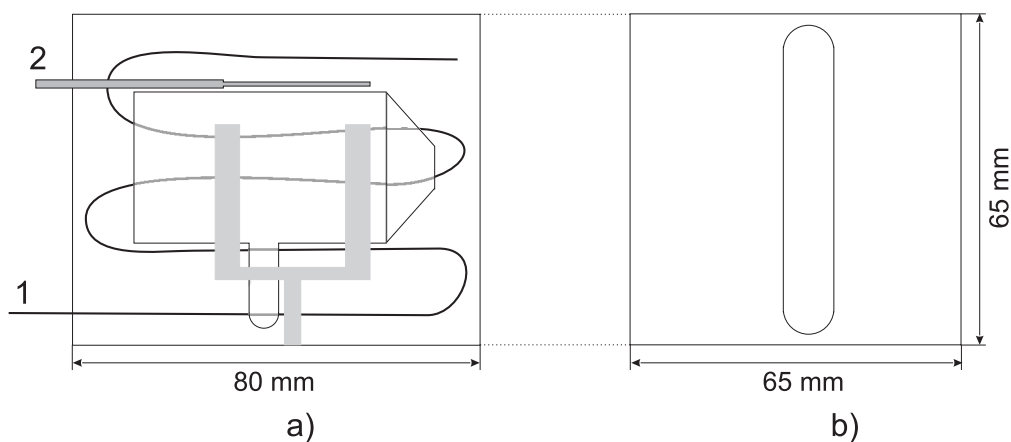
brano eksperymentalnie, z przedziału $150 \div 170 \text{ } ^\circ\text{C}$. Przy tej temperaturze sygnał absorpcji od atomów Rb był dostatecznie silny, a jednocześnie nie zachodziła obawa uszkodzenia komórki (temperatura graniczna – $200 \text{ } ^\circ\text{C}$) bądź rozmagnesowania umieszczonych w pobliżu piecyka magnesów stałych (patrz punkt 4.1.3). Podczas danej serii pomiarów, wartość temperatury była utrzymywana z dokładnością $\pm 2 \text{ } ^\circ\text{C}$. Gęstość atomów Rb w komórce wynosiła (w $160 \text{ } ^\circ\text{C}$) około 10^{14} at./cm^3 [10].



Rysunek 4.2: Schemat komórki z atomami Rb

4.1.2 Piecyk

Komórka z atomami Rb była zamocowana centralnie wewnątrz aluminiowego pudełka o wymiarach $80 \times 65 \times 65 \text{ mm}$ (patrz rysunek 4.3), pełniącego rolę obudowy piecyka. Grubość blachy aluminiowej wynosiła 1.5 mm . W przedniej ściance pudełka, na całej jego szerokości, była wywiercona szczelina o wysokości 10 mm , przez którą wprowadzana i wyprowadzana była wiązka promieniowania podczerwonego. Elementem grzejnym piecyka był zwinięty drut koaksjalny o długości około 100 cm i oporze 5.2Ω . Przewód ten składa się z odizolowanych od siebie płaszczki i rdzenia, w których ten sam prąd zasilający płynie w przeciwnych stronach. Konstrukcja taka zapewnia zminimalizowanie powstającego wokół drutu pola magnetycznego. Zasilanie odbywało się z zasilacza prądu stałego typu 5352M firmy UNITRA. Przy natężeniu prądu 2.5 A (moc wydzielana w drucie koaksjalnym – około 32 W), temperatura wewnątrz piecyka wynosiła około $160 \text{ }^\circ\text{C}$. Temperatura była na bieżąco mierzona termometrem cyfrowym. W celu izolacji cieplnej piecyk był wyłożony od wewnątrz warstwą wełny mineralnej.



Rysunek 4.3: Konstrukcja piecyka

a) widok z góry (przekrój), b) przednia ścianka

1 – drut koaksjalny, 2 – czujnik temperatury

4.1.3 Magnesy stałe

Parametry użytych magnesów stałych

Pole magnetyczne, o natężeniu około 1000 Gs (patrz punkt 3.3) w obszarze fali zanikającej w komórce, zapewniała para magnesów stałych. Jeden z magnesów miał kształt prostopadłościanu o wymiarach $50 \times 50 \times 25\text{ mm}$, a drugi składał się z czterech mniejszych magnesów, o wymiarach $27 \times 20 \times 12\text{ mm}$ każdy.

Stosowane magnesy, ze względu na ich rozmagnesowywanie się już w temperaturze około $80\text{ }^{\circ}\text{C}$, musiały być umieszczone na zewnątrz piecyka z komórką. Aby jednak pole magnetyczne pomiędzy magnesami było dostatecznie silne, odległość między nimi nie mogła być większa niż około 7 cm , co wymuszało zwartą budowę piecyka.

Konfiguracje magnesów stałych

Poszczególne konfiguracje magnesów (rysunek 4.4) zapewniały orientacje pola magnetycznego, zgodne z opisem w punkcie 3.4.

Niejednorodność pola magnetycznego w obszarze fali zanikającej, wynikająca z geometrycznych rozmiarów wiązki laserowej¹, wynosiła w przypadku a) i b) (wzdłuż osi łączącej magnesy) $\pm 5 \text{ Gs}$. Wzdłuż kierunku wnikania fali zanikającej, pole magnetyczne w jej obszarze można uznać za jednorodne (przypadek c).

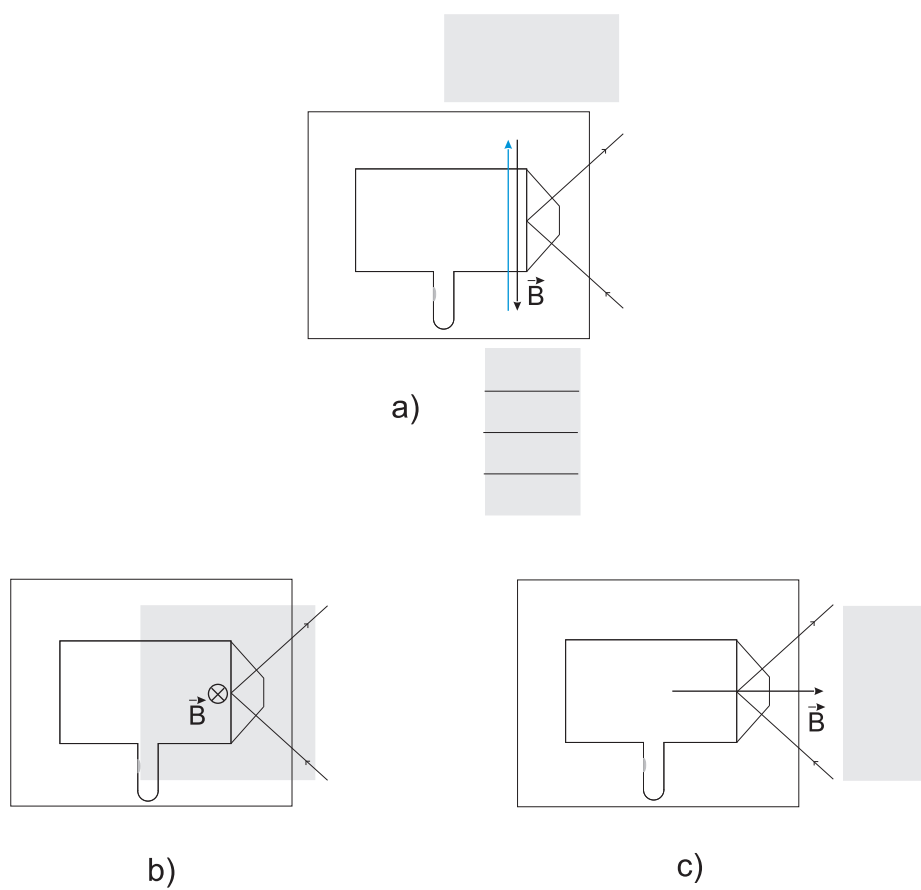
4.2 Laser półprzewodnikowy

4.2.1 Parametry i budowa zastosowanego lasera diodowego [6]

W doświadczeniu używany był laser diodowy serii 2001 firmy Environmental Optical Sensors, Inc. Laser ten składa się z zamkniętego we wspólnej obudowie wymiennalnego modułu laserowego oraz zewnętrznego rezonatora typu Littmana-Metcalfa. Moduł laserowy typu DMD790 zawiera diodę laserową, moduł Peltiera do stabilizacji jej temperatury oraz fotodiodę, służącą do kontroli mocy emitowanego promieniowania.

Przy maksymalnym natężeniu prądu zasilającego diodę (75 mA), moc promieniowania lasera, przy długości fali $\lambda = 794.5 \text{ nm}$, wynosi około 16 mW . Szerokość spektralna emitowanego promieniowania ze swobodnie generującej diody wynosi około 2 nm . Tak duża szerokość wynika z małych rozmiarów diody i małej finezji jej własnego rezonatora. Zastosowany rezonator zewnętrzny zapewnia zawężenie (jednomodową pracę) i stabilizację szerokości spektralnej emitowanego z diody laserowej promieniowania oraz umożliwia przestrajanie lasera. Szerokość spektralna promieniowania omawianego la-

¹Poprzeczny przekrój wiązki laserowej miał przed komórką wymiary $2.5 \times 2.5 \text{ mm}$, wynikające z apertury stosowanego na jej drodze modulatora elektro-optycznego, opisanego w punkcie 4.3.



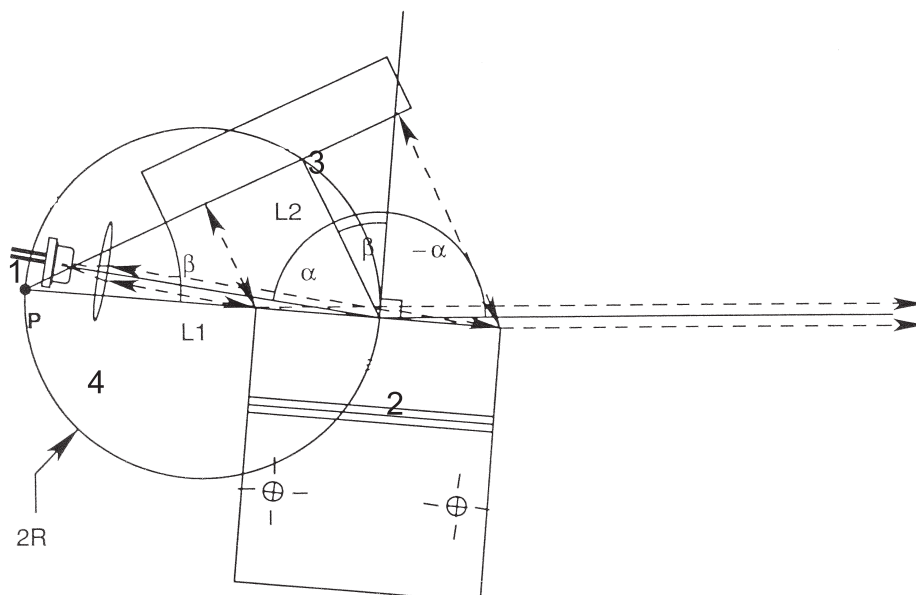
Rysunek 4.4: Stosowane konfiguracje magnesów stałych

a) kierunek pola równoległy do kierunku propagacji fali zanikającej, b) i c) kierunek pola prostopadły do kierunku propagacji fali zanikającej

sera wynosi $0.1 \div 4 \text{ MHz}$ dla okresu przestrajania równego odpowiednio 50 i 5 ms

Ze względu na bardzo dużą rozbieżność wiązki emitowanej z diody laserowej (około 30°), stosowana jest wewnątrz lasera odpowiednia soczewka kolimacyjna. Prostopadły przekrój wiązki (przy użyciu soczewki kolimacyjnej) ma kształt elipsy i wymiary, zaraz za laserem, około $1 \text{ mm} \times 8 \text{ mm}$ (większe niż dane katalogowe).

Schemat budowy lasera jest przedstawiony na rysunku 4.5.



Rysunek 4.5: Schemat budowy lasera diodowego

1 – moduł laserowy, 2 – siatka dyfrakcyjna, 3 – lustro zewnętrzne na elementach piezoceramicznych, 4 – soczewka kolimacyjna

W skład rezonatora lasera wchodzi lustro zewnętrzne, tylna ścianka diody laserowej oraz element dyspersyjny – siatka dyfrakcyjna. Promieniowanie z diody laserowej, po skolimowaniu w soczewce, pada pod kątem ślizgowym (bliskim 90°) na siatkę dyfrakcyjną. Równanie siatki dyfrakcyjnej w rezona-

torze Littmana-Metcalfa ma następującą postać:

$$m\lambda_g = d(\sin \alpha + \sin \beta), \quad \text{gdzie:} \quad (4.1)$$

α – kąt padania wiązki laserowej na siatkę,

β – kąt ugięcia m -tego rzędu dyfrakcji,

d – stała siatki.

Wiązka wyjściowa lasera jest zerowym rzędem odbicia siatki dyfrakcyjnej ($\beta_0 = -\alpha$) i zawiera około 40% padającej na siatkę mocy. Ugięta w pierwszym rzędzie dyfrakcji wiązka pada na lustro zewnętrzne (pod kątem β_1 , zależnym od długości fali). Odbita od lustra wiązka jest z powrotem uginana w stronę diody laserowej, jednak do samej jej struktury półprzewodnikowej trafiają jedynie promienie odbite od lustra pod kątem prostym, a zatem posiadające wąski przedział długości fali, określony zdolnością rozdzielczą siatki dyfrakcyjnej i odległością siatka - lustro. Zmieniając, w niewielkim stopniu, kąt pomiędzy lustrem zewnętrznym a siatką dyfrakcyjną, można wybierać długość generowanych przez laser fal. Koniecznym przy tym warunkiem do spełnienia jest zawieranie się danej długości fali w obszarze wzmocnienia diody laserowej.

Na geometryczną konstrukcję rezonatora lasera nałożone są więzy, wynikające z konieczności jednoczesnego spełnienia równania 4.1 oraz warunku 4.2 – proporcjonalności długości optycznej rezonatora do długości fali.

$$\lambda_c = \frac{2}{n}(L_1 + L_2), \quad \text{gdzie:} \quad (4.2)$$

n – całkowita liczba połówek fali w rezonatorze,

L_1 – długość optyczna pomiędzy tylną ścianką diody laserowej a środkiem siatki dyfrakcyjnej,

L_2 – długość optyczna pomiędzy środkiem siatki dyfrakcyjnej a powierzchnią lustra zewnętrznego (patrz rysunek 4.5).

Jeśli bowiem

$$\lambda_g = \lambda_c, \quad (4.3)$$

to podczas przestrajania lasera przez obrót (przesuwanie) zwierciadła końcowego, zmniejsza się ryzyko przeskakiwania modów podłużnych lasera. Dzieje się tak dlatego, ponieważ zapewnione jest jednoczesne, identyczne przesuwanie się charakterystyki spektralnej siatki dyfrakcyjnej i rezonatora zewnętrznego (patrz rysunek 4.6). Równanie 4.3 jest spełnione, jeśli:

$$L_1 + L_2 = \frac{nd}{2m}(\sin \alpha + \sin \beta). \quad (4.4)$$

Przyjmując:

$$L_2 = \frac{nd}{2m} \sin \beta, \quad (4.5)$$

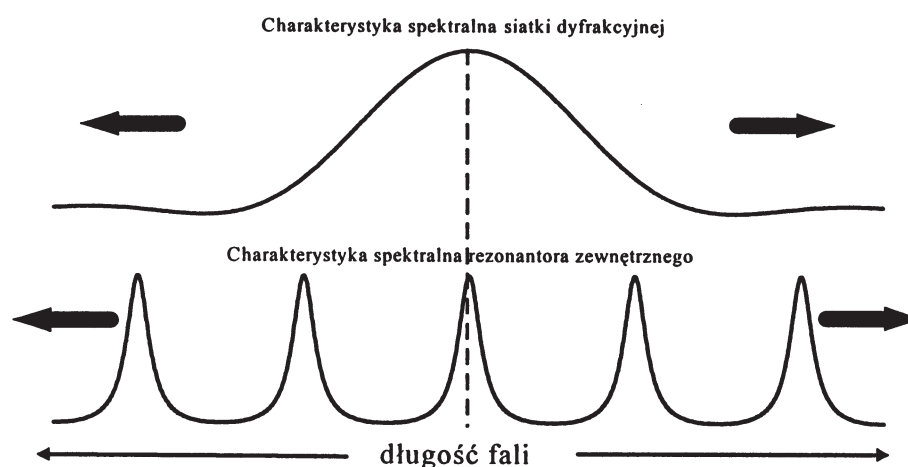
otrzymujemy równanie okręgu o promieniu $R = \frac{nd}{4m}$. Oś obrotu ramienia lustra zewnętrznego oraz środek tego lustra (podobnie jak i środek siatki dyfrakcyjnej) muszą zawsze leżeć na tym okręgu. Ponadto musi być spełniony warunek:

$$L_1 = \frac{nd}{2m} \sin \alpha. \quad (4.6)$$

Regulacja położenia lustra zewnętrznego (zgodnie z równaniem 4.5) może odbywać się poprzez napięciowe sterowanie elementów piezoelektrycznych, na których jest osadzone, bądź ręcznie – poprzez przekładnię mechaniczną. Ponieważ jedynym ruchomym elementem rezonatora podczas przestrajania jest lustro zewnętrzne, wiązka wyjściowa nie powinna się geometrycznie przesuwać.

4.2.2 Sterowanie lasera diodowego

Zasilanie i elektroniczne sterowanie lasera odbywa się przy pomocy współpracującego z nim sterownika typu 2001-ECU. Sterownik na bieżąco kontroluje zadane przez użytkownika parametry pracy lasera – natężenie prądu diody laserowej oraz temperaturę jej złącza. Sterownik umożliwia również przestrajanie lasera, poprzez przesuwanie umieszczonego na elementach piezoceramicznych lustra w rezonatorze Littmana-Metcalfa (patrz punkt 4.2.1) lub modulację natężenia prądu diody. W obu trybach przestrajania, do wejścia



Rysunek 4.6: Charakterystyka spektralna siatki dyfrakcyjnej i rezonatora zewnętrznego [10]

Odległość pomiędzy modami rezonatora zewnętrznego wynosi typowo 3 GHz .

PzT MOD lub *CURRENT MOD* sterownika, należy przyłączyć zewnętrzne źródło napięcia. W trybie *PzT MOD*, dynamiczna zmiana częstotliwości emitowanego promieniowania zależy w dużym stopniu od częstotliwości przestrajanego ω i wynosi (przy $\omega \approx 100\text{ Hz}$) około 3.5 GHz/V (dane doświadczalne). Zmiana częstotliwości przestrajanego w granicach $50 \div 220\text{ Hz}$ powoduje odstępstwa od tej wartości rzędu kilkudziesięciu procent.

Zgrubnego wyboru długości emitowanej fali dokonuje się ręcznie, pokrętkiem umieszczonym na obudowie lasera. Długość ta jest wyświetlana (z dużym przybliżeniem) w sterowniku, w trybie *wavelength*.

Zmiany częstotliwości promieniowania wraz ze zmianami temperatury i natężenia prądu diody laserowej wynoszą odpowiednio: 30 GHz/K i 3 GHz/mA .

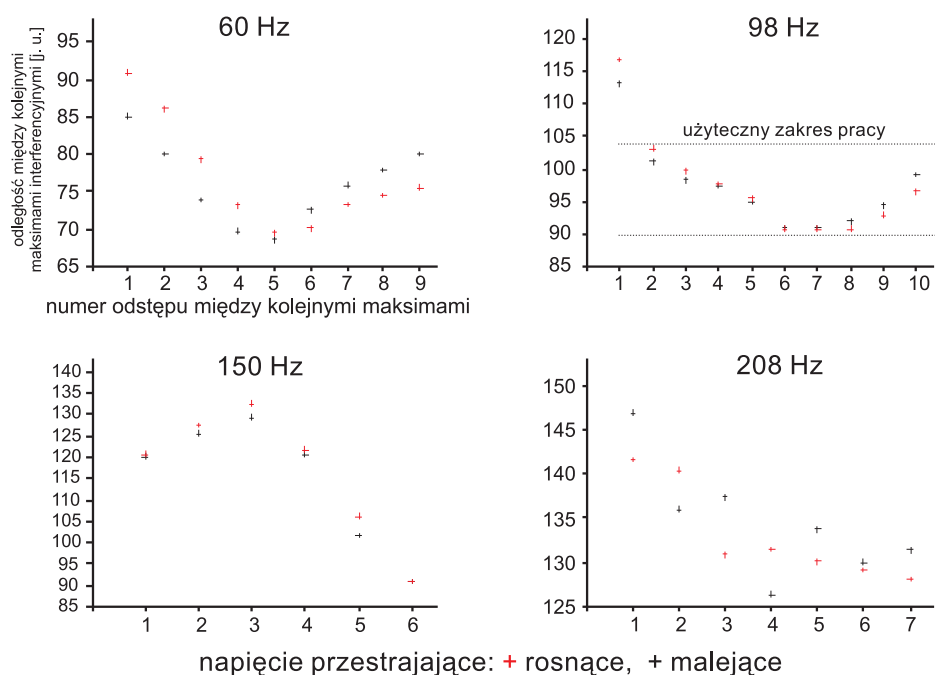
Sterownik lasera pracował zawsze w trybie stabilizacji natężenia prądu I_D (*constant current mode – CC*). Opcjonalnie możliwa jest również praca w trybie stabilizacji mocy emitowanego promieniowania (*constant power mode – PC*) – nie jest wtedy jednak zapewniona stabilność długości emitowanej fali.

Przy $I_D > 60 \text{ mA}$ (w trybie *CC*) następują dość częste (kilka - kilkanaście razy na godzinę) przeskoki modów lasera. Temperatura złącza diody została dobrana tak, aby uzyskać maksymalną moc promieniowania przy danej długości fali. Podczas wszystkich pomiarów, w sterowniku lasera ustawiane były następujące parametry pracy:

- natężenie prądu diody laserowej: $I_D = 60 \text{ mA}$ (tryb *CC*),
- temperatura złącza diody: $T = 22 \text{ }^\circ\text{C}$,
- długość fali, wskazywana w sterowniku lasera w trybie *wavelength*:
 $\lambda = 794.49 \text{ nm}$.

Pomiar względnej mocy emitowanej fali odbywa się automatycznie, przy pomocy wbudowanej w moduł laserowy fotodiody. Na wyświetlaczu sterownika pokazywane jest natężenie prądu tej diody. Przy podanych powyżej parametrach, natężenie to wynosiło około 1.8 mA .

Cyklicznego przestrajania lasera dokonywano napięciem o przebiegu trójkątnym, otrzymywanym z generatora funkcyjnego typu 33120A, firmy HEWLETT PACKARD, przykładanym do wejścia PzT MOD sterownika. Wszystkie pomiary wykonywano dla napięcia rosnącego. Częstotliwość generatora wynosiła 98 Hz i została tak dobrana, aby zależna od niej nieliniowość (względem czasu) przestrajania lasera w trakcie każdego cyklu, była jak najmniej. Na rysunku 4.7 przedstawione są odległości pomiędzy kolejnymi, sąsiednimi maksimumami transmisji interferometru FP, dla czterech różnych częstotliwości generatora. Na każdym z wykresów przedstawione są dane zebrane przy zarówno malejącym, jak i rosnącym napięciu przestrajającym, o amplitudzie 3 V . Podczas pomiarów, amplituda sygnału z generatora była dobierana do potrzebnej wielkości zakresu przestrajania lasera i wynosiła $1.5 - 3.2 \text{ V}$.



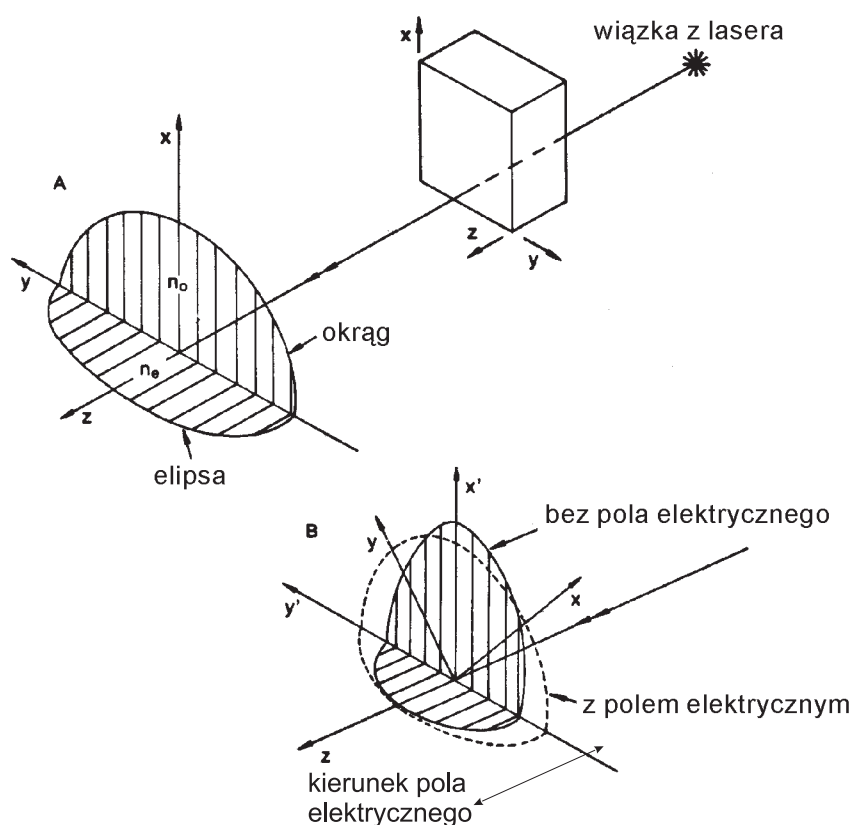
Rysunek 4.7: Nieliniowość przestrajania lasera dla różnych częstotliwości generatora

4.3 Modulator elektro-optyczny [8], [5]

Modulator elektro-optyczny jest urządzeniem służącym do wprowadzania w sposób kontrolowany zmian w polaryzacji przechodzącego przez nie promieniowania. W doświadczeniu wykorzystano niskonapięciowy modulator EOM-3079 oraz sterujący nim wzmacniacz AF3 (oba urządzenia firmy FASTPULSE TECHNOLOGY, INC.). Zastosowanie w tym doświadczeniu modulatora jest nietypowe – służył do statycznej zmiany, a nie dynamicznej modulacji, płaszczyzny polaryzacji promieniowania.

Działanie zastosowanego modulatora opiera się na wykorzystaniu liniowego efektu elektro-optycznego, zwanego również efektem Pockelsa. Efekt ten polega na liniowej zmianie opóźnienia fazy światła przechodzącego przez

specjalny kryształ², wraz ze zmianami przyłożonego do tego kryształu napięcia. W modulatorach elektro-optycznych stosuje się kryształy jednoosiowe –



Rysunek 4.8: Zasada działania modulatora elektro-optycznego

istnieje dla nich tylko jeden kierunek (zwany osią optyczną kryształu), wzdłuż którego prędkości rozchodzenia się fal w kryształach nie zależą od płaszczyzny polaryzacji tych fal. Na rysunku 4.8 kierunek ten jest wyznaczony przez oś z . Drgania wektora elektrycznego fali rozprzestrzeniającej się wzdłuż tej osi, odbywają się w płaszczyźnie xy . W wykorzystywanych w modulatorach elektro-optycznych kryształach, wartości współczynników załamania, związanych z osiami x i y , zależą od wielkości przyłożonego do kryształu napięcia (a zatem wartości natężenia wytworzonego, wzdłuż osi z , pola elektrycz-

²Najczęściej wykorzystuje się kryształy ADP ($\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$)

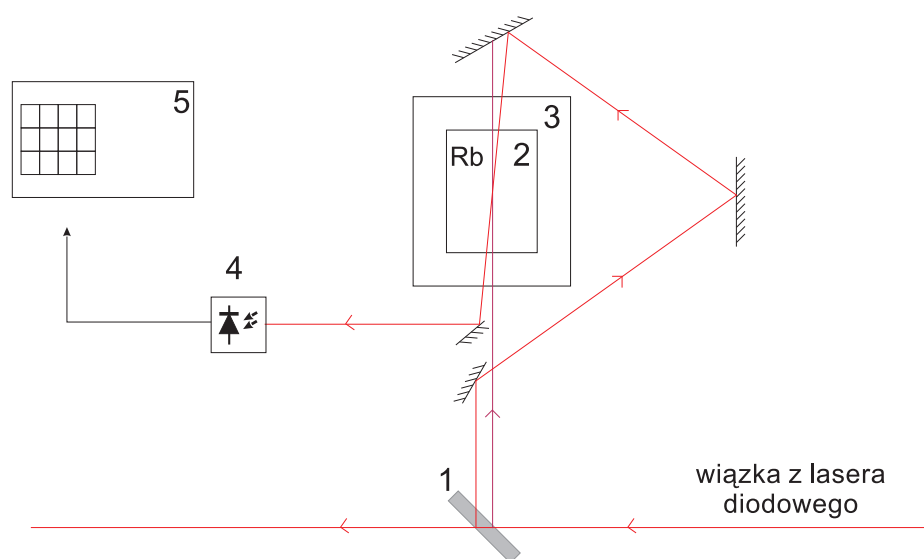
nego). Omawiane zjawisko pozwala zatem na kontrolowane opóźnianie fazy składowych fali o różnych kierunkach polaryzacji. Dzięki temu, dla spolaryzowanej liniowo fali padającej na kryształ, można uzyskać polaryzację eliptyczną (w szczególności kołową bądź liniową, obróconą względem początkowej o 90^0).

Doboru wielkości napięcia koniecznego do działania modulatora dokonywano dzięki pomiarom mocy wiązki laserowej przechodzącej przez modulator i odpowiednio ustawiony za nim polaryzator. Przykładowo – jeśli płaszczyzna polaryzacji polaryzatora była prostopadła do płaszczyzny polaryzacji fali z lasera, mierzona moc była maksymalna, gdy modulator spełniał funkcję półfalówki i minimalna – gdy modulator nie zmieniał płaszczyzny polaryzacji. Ponieważ wielkość napięcia sterującego modulatorem w znaczny sposób zależała od jego ustawienia względem wiązki z lasera, opisane powyżej pomiary należało wykonywać po każdym justowaniu całego układu doświadczalnego. Z tego powodu, wielkości stosowanych napięć wahały się w granicach 10 do 30 V przy braku zmiany płaszczyzny polaryzacji i -240 do -220 V przy pracy modulatora jako półfalówki.

4.4 Układ do spektroskopii nasyceniowej

Widmo nasyceniowe atomów rubidu było używane jako precyzyjny znacznik częstotliwości – na jego podstawie została dokonana względna kalibracja interferometru FP. Dip Lamba d' służył również do określania punktu odniesienia (punktu zero) na skali częstotliwości na wykresach otrzymanych w eksperymencie widm. Układ do spektroskopii nasyceniowej jest schematycznie przedstawiony na rysunku 4.9, a widmo nasyceniowe atomów ^{85}Rb i ^{87}Rb – na rysunku 4.10.

Piecyk wykonany był w postaci pudełka z czernionej blachy aluminiowej, ze zwiniętym drutem koaksjalnym jako elementem grzejnym. Umieszczona wewnątrz piecyka komórka z atomami Rb, osłonięta była paskiem z μ -metal, w celu zmniejszenia wpływu laboratoryjnego pola magnetycznego na widmo



Rysunek 4.9: Schemat układu do spektroskopii nasyceniowej

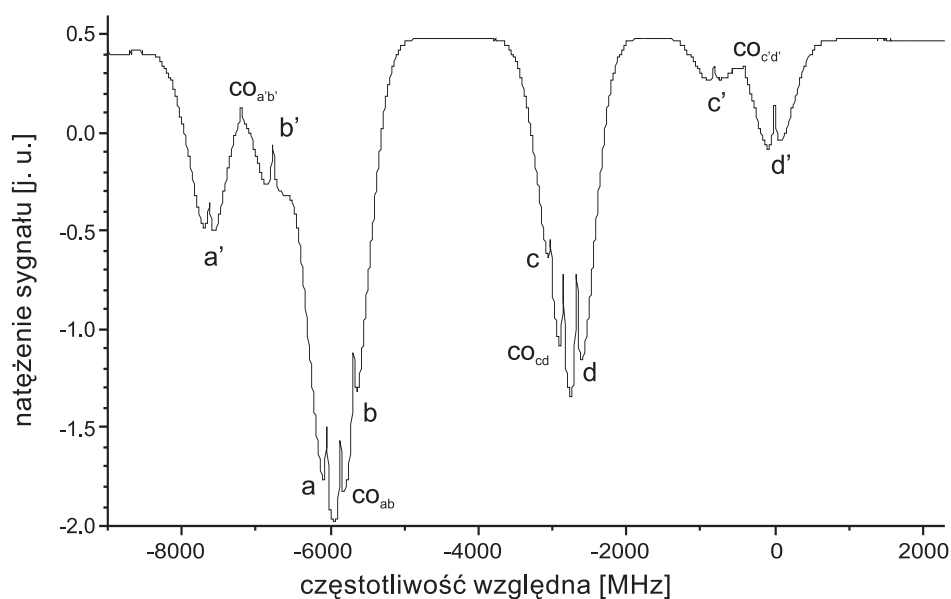
1 – płytką światłodzieląca, 2 – komórka z atomami Rb, 3 – piecyk i zasilanie,
4 – fotodiody, 5 – oscyloskop

nasyceniowe. Temperatura piecyka wynosiła około 50°C . W wyższej temperaturze następowało nasycenie się absorpcji także poza dipami Lamba. Moc wiązki nasycającej i próbkującej wynosiła odpowiednio $0.8\ \mu\text{W}$ i $0.3\ \mu\text{W}$.

4.5 Interferometr Fabry-Pérot'a (FP)

4.5.1 Opis ogólny

W eksperymencie zastosowano powietrzny interferometr FP, z płaskimi lustrami dielektrycznymi, odległymi o około $205\ \text{mm}$. Współczynnik R odbicia luster był dla stosowanej długości fali ($\lambda = 794.5\ \text{nm}$) bardzo mały – maksimum odbicia przypadło dla $\lambda = 632.8\ \text{nm}$ – i wynosił około 4%. W wyniku tego, maksima w sygnale transmisji I_T interferometru FP (funkcja Airy – wzór 4.7 [3]), były bardzo szerokie ($FWHM \approx 330\ \text{MHz}$, patrz rysunek



Rysunek 4.10: Widmo nasyceniowe atomów Rb

co_{xx} – rezonanse krzyżowe typu V dla odpowiednich par linii; pozostałe oznaczenia jak na rysunku 3.1

4.11).

$$I_T = I_0 \frac{T^2}{(A + T)^2} \frac{(1 - R)^2}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2\left(\frac{\pi \Delta s}{\lambda}\right)}, \text{ gdzie:} \quad (4.7)$$

I_0 – natężenie promieniowania padającego,

R , T – współczynnik odbicia i transmisji luster,

$A = 1 - R - T$ – współczynnik absorpcji luster,

Δs – różnica dróg optycznych pomiędzy dwiema wiązkami.

Wartość fizejji \mathcal{F} interferometru można oszacować z góry, korzystając ze wzoru 4.8, dotyczącego interferometru z idealnie płaskimi, równoległymi lustrami:

$$\mathcal{F} = \frac{\pi \sqrt{R}}{(1 - R)}, \text{ gdzie:} \quad (4.8)$$

R – współczynnik odbicia luster, tu: $R \approx 0.04$.

Tak obliczona finezja \mathcal{F} zastosowanego interferometru jest mniejsza niż 0.7.

W celu ograniczenia wpływu zmian temperatury na parametry układu oraz zminimalizowania konwekcji powietrza, interferometr został szczelnie obudowany styropianem.

4.5.2 Względna kalibracja interferometru FP

Względna kalibracja interferometru polega na znalezieniu jego przedziału dyspersji – zakresu częstości $\delta\nu$ pomiędzy dwoma kolejnymi maksimumami w jego widmie transmisji. Zgodnie ze wzorem 4.9,

$$\delta\nu = \frac{c}{2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}, \text{ gdzie:} \quad (4.9)$$

c – prędkość światła,

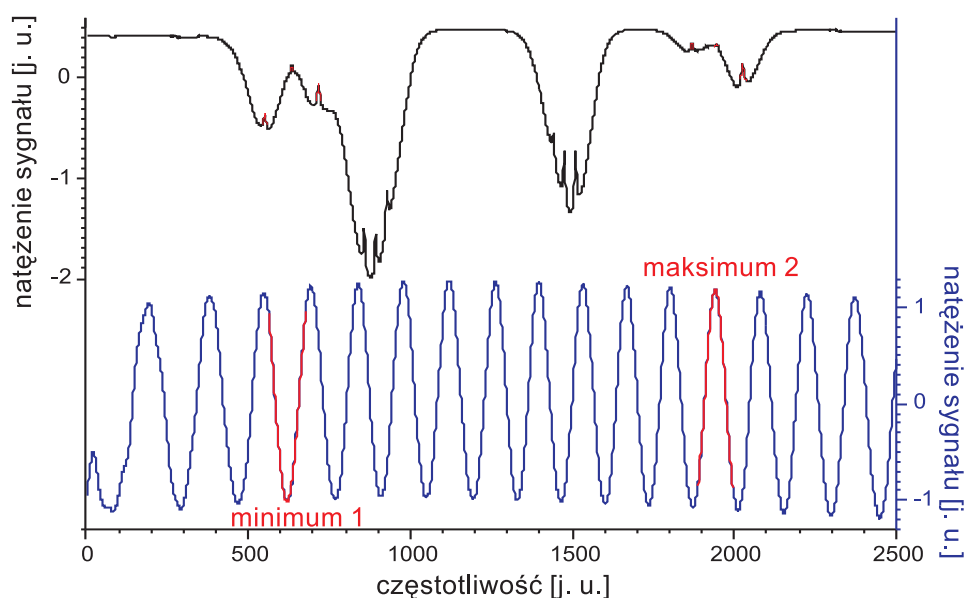
n – współczynnik załamania powietrza,

α – kąt padania wiązki na lustro interferometru,

do znalezienia $\delta\nu$ konieczna jest znajomość wartości odległości d między lustrami oraz współczynnika załamania n znajdującego się między nimi powietrza. Ponieważ wartości te nie są znane w tym przypadku z wystarczającą dokładnością, do kalibracji wykorzystano widmo nasyceniowe atomów Rb. Na podstawie znajomości położenia na skali częstotliwości linii oznaczonych jako a', b', c', d' (dipy Lamba) oraz rezonansów krzyżowych typu V pomiędzy nimi, dokonano przeliczenia skali oscyloskopu³ na częstotliwość fali, dla minimum transmisyjnego 1 i maksimum 2 (patrz rysunek 4.11).

Do dipów Lamba dopasowywano krzywe Lorentza, natomiast celem znalezienia środka ekstremów 1 i 2, dopasowano do nich, już w skali częstotliwościowej, krzywe Gaussa. Dla minimum 1 skorzystano z symetrii sygnału transmisji względem odbicia w pionie. Ze względu na kształt pi-

³Skala oscyloskopu to kolejne numery punktów pomiarowych, rejestrowanych przez oscyloskop w równych odstępach czasu.



Rysunek 4.11: Widmo nasyceniowe atomów Rb oraz sygnał transmisji interferometru FP

ków zaniechano dopasowywania funkcji Airy. Za miarę błędu wyznaczenia środka ekstremów 1 i 2 przyjęto odstępstwo położenia rezonansów krzyżowych $\omega_{a'b'}$ i $\omega_{c'd'}$ od dokładnej połowy odległości pomiędzy odpowiednimi dipami Lamba. Odstępstwo to wynosiło 1 MHz i 8 MHz , odpowiednio dla rezonansów $\omega_{a'b'}$ i $\omega_{c'd'}$. Statystyczne błędy dopasowywania krzywych do danych doświadczalnych pominięto – ich względna wartość wynosiła mniej niż $4 \cdot 10^{-4}$ dla dipów Lamba i $5 \cdot 10^{-5}$ dla maksimów transmisyjnych interferometru. Aby znaleźć przedział dyspersji interferometru $\delta\nu$, wyliczoną różnicę (na skali częstości) pomiędzy środkami pików 1 i 2, podzielono przez 9.5 – liczbę przedziałów $\delta\nu$, mieszczącą się pomiędzy tymi pikami. Wyliczony przedział dyspersji $\delta\nu$ zastosowanego interferometru wynosi $724 \pm 2 \text{ MHz}$.

Opisane powyżej obliczenia wykonano dla dwóch widm transmisyjnych interferometru, otrzymanych w odstępach trzech dni. Oba wyniki są (w granicach stosowanej dokładności) identyczne. Brak zauważalnej zmiany wartości przedziału dyspersji wynika z dużej (ok. 200 mm) odległości pomiędzy lu-

strami interferometru, a zatem z niewielkich względnych zmian tej długości wraz ze zmianami temperatury otoczenia.

4.6 Układy detekcji sygnału i zbierania danych

4.6.1 Fotodiody

We wszystkich elementach eksperymentu wielkością mierzoną bezpośrednio było natężenie promieniowania podczerwonego. Do jego badania wykorzystywano fotodiody ze wzmacniaczem operacyjnym typu OPT110P. Wzmacniacze posiadały zasilanie bateryjne. Następnie sygnał podawany był na wejście oscyloskopu cyfrowego.

Aby nie następowało nasycanie się fotodiod, moc padającego na nie promieniowania musiała być mniejsza niż około $200 \mu\text{W}$. Takie warunki pracy fotodiod zapewniane były przez stosowanie na drodze wiązki laserowej odpowiednich filtrów neutralnych.

4.6.2 Oscyloskop

W eksperymencie zazwyczaj konieczny był jednoczesny pomiar i zapis sygnałów z trzech fotodiod (właściwy eksperyment, spektroskopia nasyceniowa, interferometr FP). Pomiar ten był dokonywany przy pomocy oscyloskopu typu TDS 210 firmy Tektronix. Ponieważ oscyloskop ten jest jedynie dwukanałowy, na jednym z jego wejść stale obecny był sygnał ze spektroskopii nasyceniowej, a na drugim wejściu – sygnał z właściwego eksperymentu bądź z interferometru FP. Dane z oscyloskopu, dla obydwu konfiguracji, były tuż po sobie (w odstępie kilkunastu sekund) zapisywane w komputerze. Transmisja danych pomiędzy oscyloskopem i komputerem następowała przez łącze RS232. Widmo nasyceniowe stanowiło znacznik ewentualnego przesunięcia obydwu zapisywanych sygnałów względem siebie. Przesunięcie to (wynikające z samoczynnego przestrajania się lasera diodowego) było nie większe niż 0.1%, względem szerokości całego rejestrowanego sygnału. Przy wszystkich

pomiarach oscyloskop pracował w trybie uśredniania mierzonych wartości, zebranych w 128 kolejnych przebiegach.

4.6.3 Dodatkowe urządzenia pomiarowe

Podczas wykonywania eksperymentu korzystano także z następujących urządzeń pomiarowych:

- miernik mocy promieniowania typu FM, firmy COHERENT,
- miernik indukcji pola magnetycznego (hallometr) typu 410, firmy LakeShore,
- termometr cyfrowy z sondą platynową typu DT2000, firmy *Slandi*,
- miernik uniwersalny typu M-3850, firmy METEX.

Rozdział 5

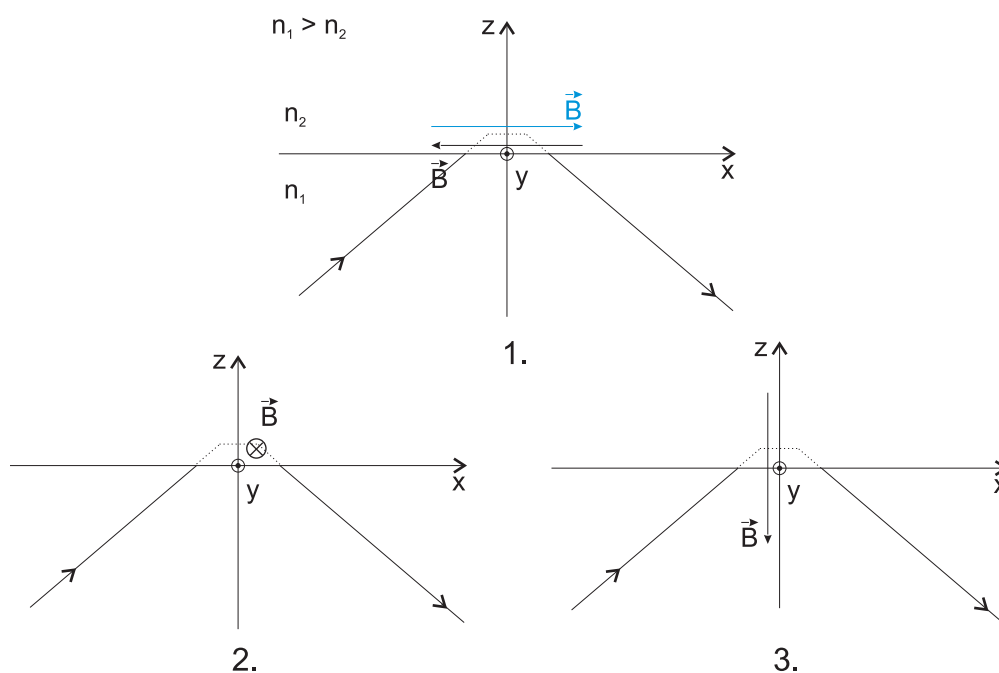
Wyniki i dyskusja

Uwaga: Na wykresach zamieszczonych w tym rozdziale, widma otrzymane przy pomocy fali zanikającej o polaryzacji \mathbf{p} (polaryzacja \parallel fali padającej) są zaznaczone kolorem czerwonym, a widma otrzymane przy pomocy fali zanikającej o polaryzacji \mathbf{s} (polaryzacja \perp fali padającej) – kolorem czarnym¹.

5.1 Wyniki doświadczalne

W punkcie tym przedstawione są wyniki doświadczalne, uzyskane w eksperymencie realizowanym zgodnie z ideą zaprezentowaną w rozdziale 3, z wykorzystaniem układu opisanego w rozdziale 4. Na rysunku 5.1, na którym bazują opisy prezentowanych dalej widm, zostały przypomniane stosowane w doświadczeniu orientacje pola magnetycznego. Mierzona hallo-metrem wartość indukcji \mathcal{B} pola magnetycznego, dla poszczególnych konfiguracji, jest podawana przy wykresach. Błąd pomiaru wartości indukcji \mathcal{B} wynosi $\pm 20 \text{ Gs}$. We wszystkich pomiarach z udziałem fali zanikającej, kąt padania fali na granicę dielektryk – pary atomowe był większy od kąta granicznego o $1.9 \pm 0.5 \text{ mrad}$. Moc wiązki z lasera była tuż przed komórką taka sama dla obydwu polaryzacji fali i wynosiła $13 \pm 1 \mu\text{W}$. Skale częstotliwości

¹Problem polaryzacji fali zanikającej jest przedstawiony w rozdziale 1.



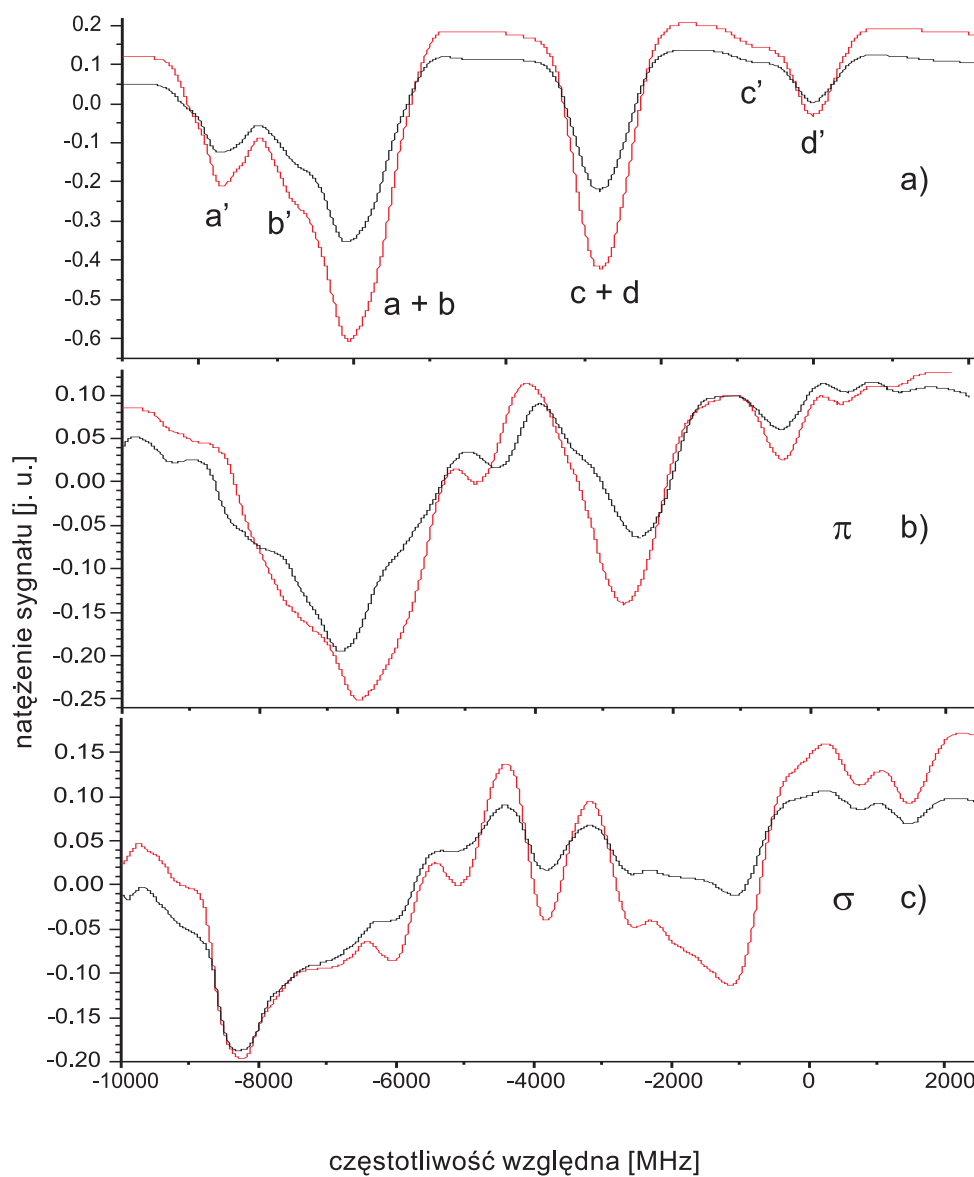
Rysunek 5.1: Stosowane w doświadczeniu konfiguracje pola magnetycznego

względnej dla prezentowanych w tym rozdziale wykresów, zostały znalezione na podstawie widm transmisyjnych interferometru FP. Zero na skali przypada zawsze w miejscu linii d' . Maksymalny błąd na skalach częstotliwości wynosi ± 10 MHz.

Na rysunku 5.2 a) przedstawione jest widmo absorpcyjne atomów ^{85}Rb i ^{87}Rb w fali zanikającej, w przypadku braku zewnętrznego pola magnetycznego. Oznaczenia poszczególnych składowych widma są zgodne z opisem w rozdziale 3. Na rysunkach 5.2 b) i c) widoczne są natomiast widma atomów Rb, umieszczonych w polu magnetycznym.

Ze względu na dichroizm par atomowych blisko powierzchni dielektryka (patrz punkt 1.3), silniej absorbowane są fale zanikające o polaryzacji \mathbf{p} , niż te o polaryzacji \mathbf{s} .

Do dokładniejszej analizy widm pod kątem badania polaryzacji fali zanikającej, wybrano linie składowe rozszczepionych w polu magnetycznym linii



Rysunek 5.2: Widmo absorpcyjne atomów Rb w fali zanikającej

a) bez pola magnetycznego, b) z polem magnetycznym w konfiguracji 3 dla polaryzacji \mathbf{p} ($\mathcal{B} = 1020 \text{ Gs}$) i w konfiguracji 2 dla polaryzacji \mathbf{s} ($\mathcal{B} = 1070 \text{ Gs}$)

c) z polem magnetycznym w konfiguracji 1 ($\mathcal{B} = 1060 \text{ Gs}$)

temperatura par Rb: $T = 161 \text{ }^\circ\text{C}$

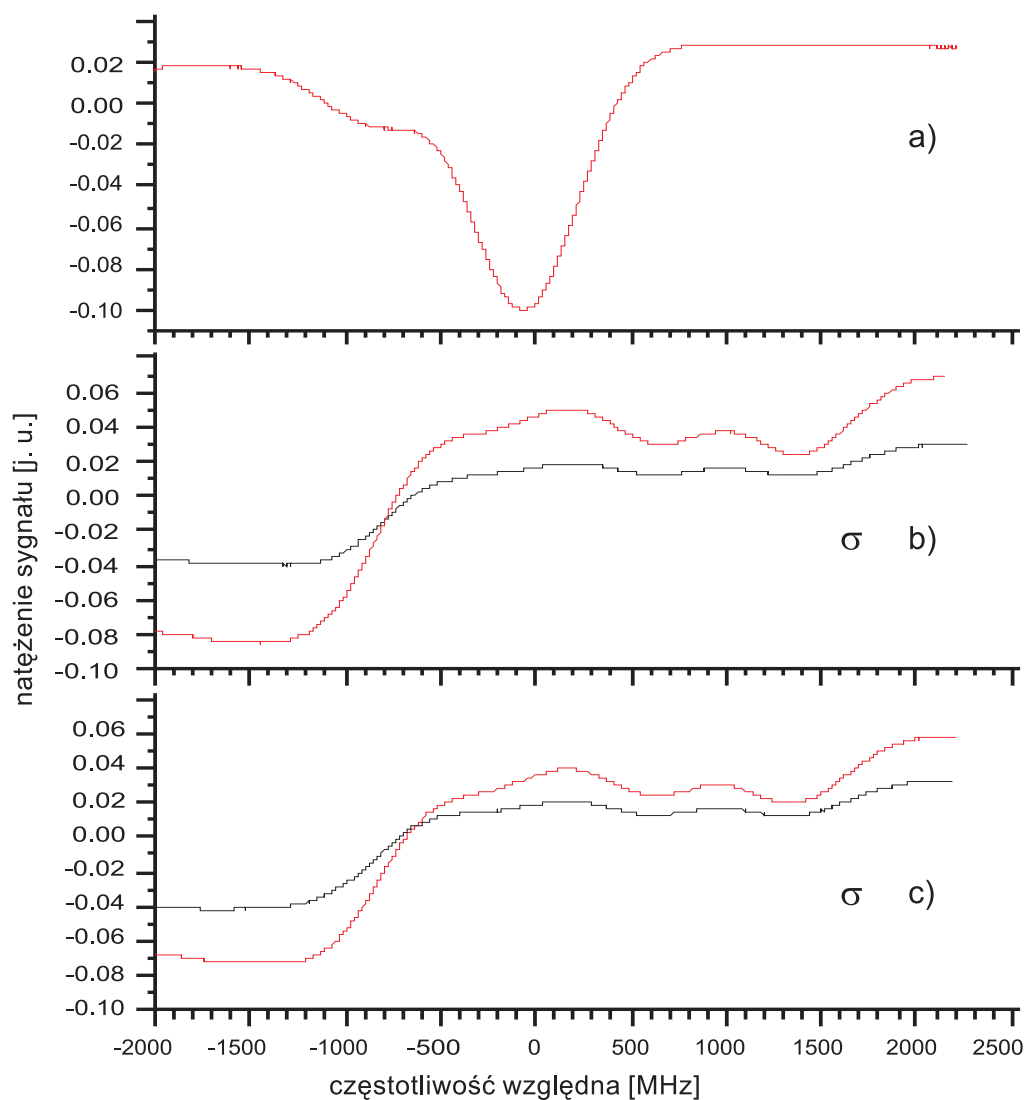
c' i d' . Linie te, w porównaniu z liniami a' i b' , są mniej zaburzane przez niezwykle trudne w analizie składowe rozszczepień struktury nadsubtelnej (linie a , b , c , d) izotopu ^{85}Rb . Interesujące rozszczepienia, dla poszczególnych konfiguracji układu doświadczalnego i polaryzacji fali, są przedstawione na rysunkach 5.3 - 5.5. Przyporządkowanie poszczególnych linii składowych widm do konkretnych przejść pomiędzy podpoziomami magnetycznymi struktury nadsubtelnej jest przedstawione na rysunku 5.10.

Z punktu widzenia celu eksperymentu, cenna byłaby znajomość doświadczalnego widma absorpcyjnego atomów Rb, otrzymanego przy pomocy zwykłej (niezanikającej) fali, w obecności zewnętrznego pola magnetycznego. Widma takie zostały zaobserwowane w układzie widocznym na rysunku 5.6. W zależności od wzajemnej orientacji kierunku polaryzacji fali i kierunku pola magnetycznego, obserwuje się widmo absorpcyjne ze składowymi π bądź σ (rysunek 5.7). Omawiane widma nie są jednak przydatne w tym doświadczeniu do analiz ilościowych. Wynika to z faktu, że pole magnetyczne w obszarze absorpcji fali w parach atomowych było bardzo niejednorodne – wartość indukcji tego pola zawarta była w przedziale $900 \div 1100 \text{ Gs}$. Istotny jest również fakt, że gęstość par atomów Rb ($T \approx 50 \text{ }^\circ\text{C}$) była mniejsza niż w doświadczeniach z udziałem fali zanikającej.

5.2 Próba analizy wyników doświadczalnych

Analiza wyników doświadczalnych polegała na znalezieniu, w otrzymanych w eksperymencie widmach absorpcyjnych, wielkości sumarycznego udziału linii, dla których $\Delta m = +1$, $\Delta m = -1$, $\Delta m = 0$. Linie te odpowiadają polaryzacji fali zanikającej odpowiednio σ^+ , σ^- i π (patrz punkt 3.4)². Udziały odpowiednich linii składowych widma były obliczane poprzez dopasowywanie do wyników eksperymentalnych funkcji 5.1, będącej sumą funkcji Gaussa. W obliczeniach wzięto pod uwagę te linie składowe przejść $L_{f=1} \rightarrow L_{F=1}$ i $L_{f=1} \rightarrow L_{F=2}$, które nie były całkowicie przekrywane przez linie składowe

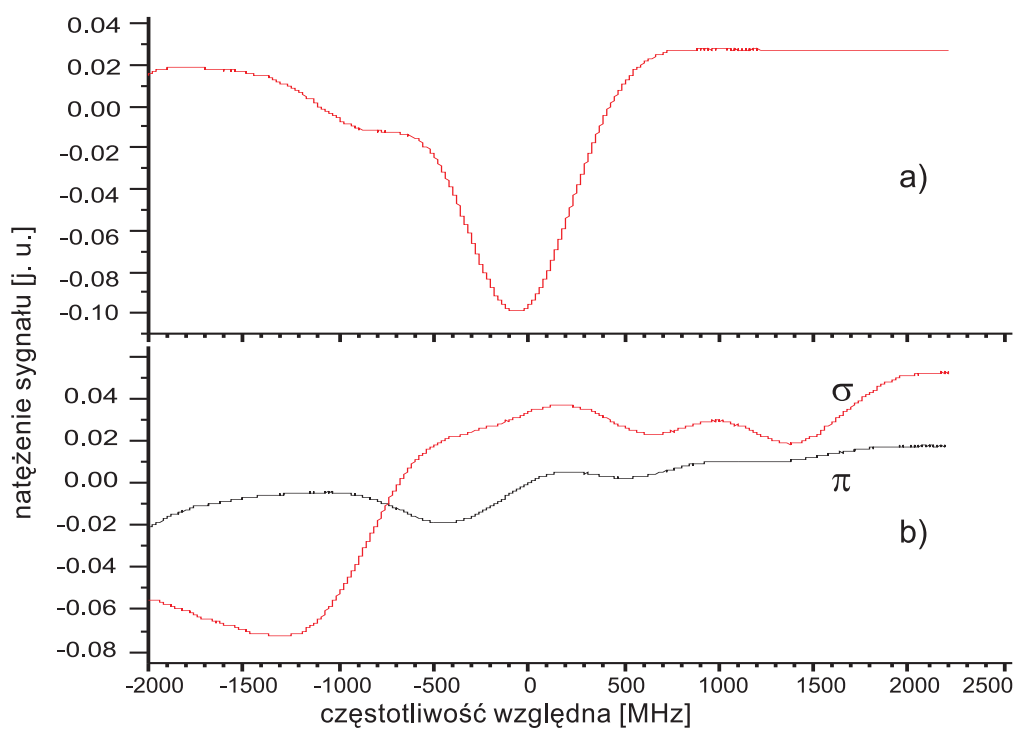
²W dalszej części omawiane linie będą nazywane σ^+ , σ^- oraz π .



Rysunek 5.3: Składowe linii c' i d' dla konfiguracji 1

a) bez pola magnetycznego, b) i c) dla wzajemnie przeciwnych zwrotów pola magnetycznego ($B = 1030 \text{ Gs}$)
 temperatura par Rb: $T = 161 \text{ }^\circ\text{C}$

widma atomów ^{85}Rb . Wybrane linie są przedstawione w poniższych tabelach.

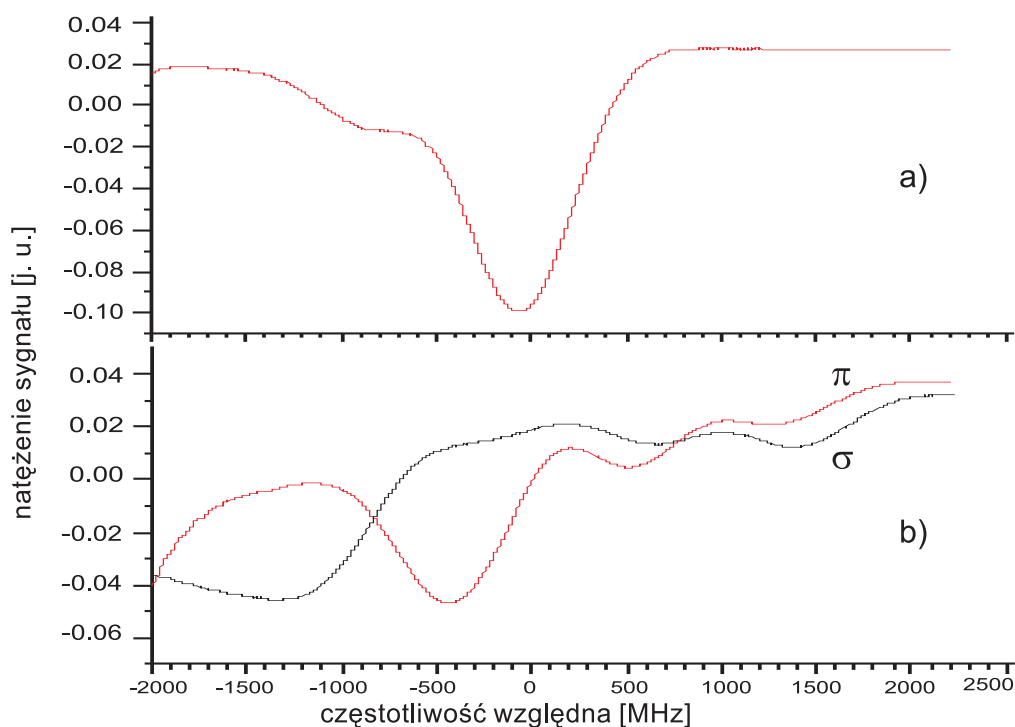


Rysunek 5.4: Składowe linii c' i d' dla konfiguracji 2

temperatura par Rb: $T = 159 \text{ }^{\circ}\text{C}$, $B = 1035 \text{ Gs}$

$L_{f=1} \rightarrow L_{F=2}$			
σ		π	
m_f	$\rightarrow M_F$	m_f	$\rightarrow M_F$
-1	$\rightarrow 0$	1	$\rightarrow 1$
0	$\rightarrow -1$	0	$\rightarrow 0$
0	$\rightarrow 1$	-1	$\rightarrow -1$
1	$\rightarrow 0$		
1	$\rightarrow 2$		

$L_{f=1} \rightarrow L_{F=1}$			
σ		π	
m_f	$\rightarrow M_F$	m_f	$\rightarrow M_F$
0	$\rightarrow -1$	1	$\rightarrow 1$
1	$\rightarrow 0$	0	$\rightarrow 0$

Rysunek 5.5: Składowe linii c' i d' dla konfiguracji 3

temperatura par Rb: $T = 160 \text{ }^{\circ}\text{C}$, $\mathcal{B} = 1010 \text{ Gs}$

Dopasowywana funkcja wyraża się następującym wzorem:

$$y = y_0 + a \exp\left(-\left(\frac{x - x_a}{w_a}\right)^2\right) + b \sum_i A_i \exp\left(-\left(\frac{x - x_i}{w}\right)^2\right) + c \sum_i A_j \exp\left(-\left(\frac{x - x_j}{w}\right)^2\right) + d \sum_k A_k \exp\left(-\left(\frac{x - x_k}{w}\right)^2\right). \quad (5.1)$$

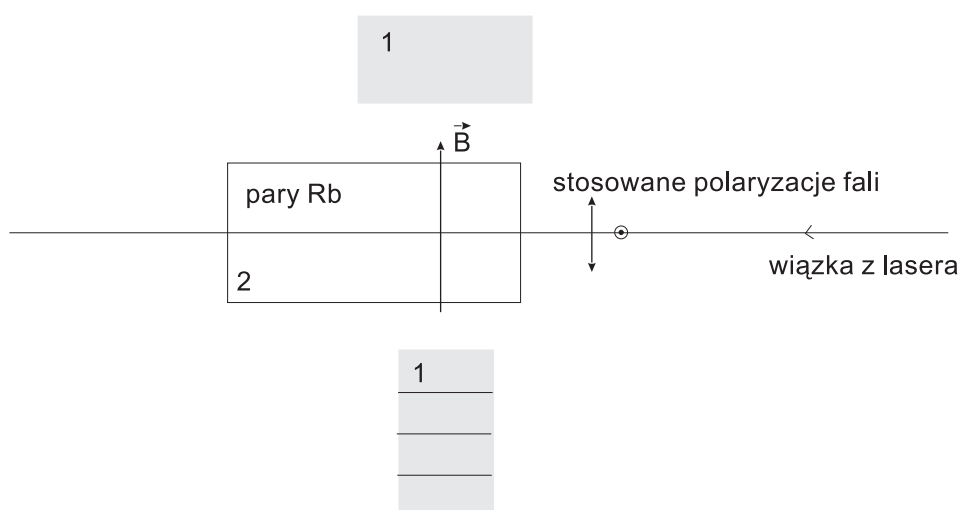
Wprowadzono następujące oznaczenia:

y_0 – przesunięcie wzdłuż osi rzędnych,

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

A_m – amplituda m -tej linii składowej widma,

i, j, k – indeksy numerujące linie odpowiednio: σ^- , σ^+ , π ,



Rysunek 5.6: Układ eksperymentalny do badania widma absorpcyjnego w fali nie-zanikającej

1 – magnesy, 2 – komórka z atomami Rb

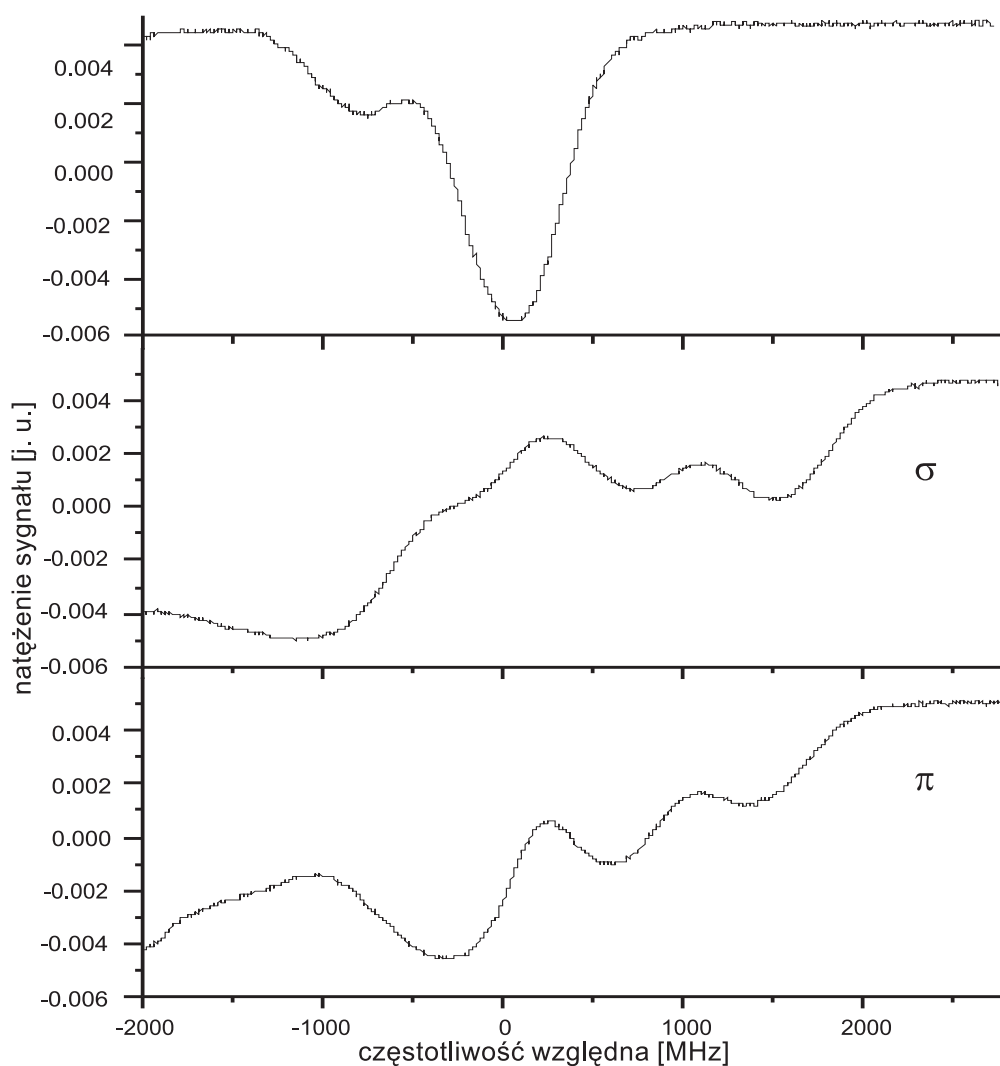
w – wielkość proporcjonalna do szerokości połówkowej Δw danej linii,

$$\Delta w = 2w\sqrt{\ln 2} \approx 1.665 \cdot w,$$

b, c, d – czynniki określające sumaryczny udział linii σ^- , σ^+ , π , w badanym widmie,

a, w_a, x_a – parametry dodatkowej krzywej, zapewniającej właściwe dopasowywanie funkcji do danych doświadczalnych w obszarze, w którym obecne są składowe widma atomów ^{85}Rb .

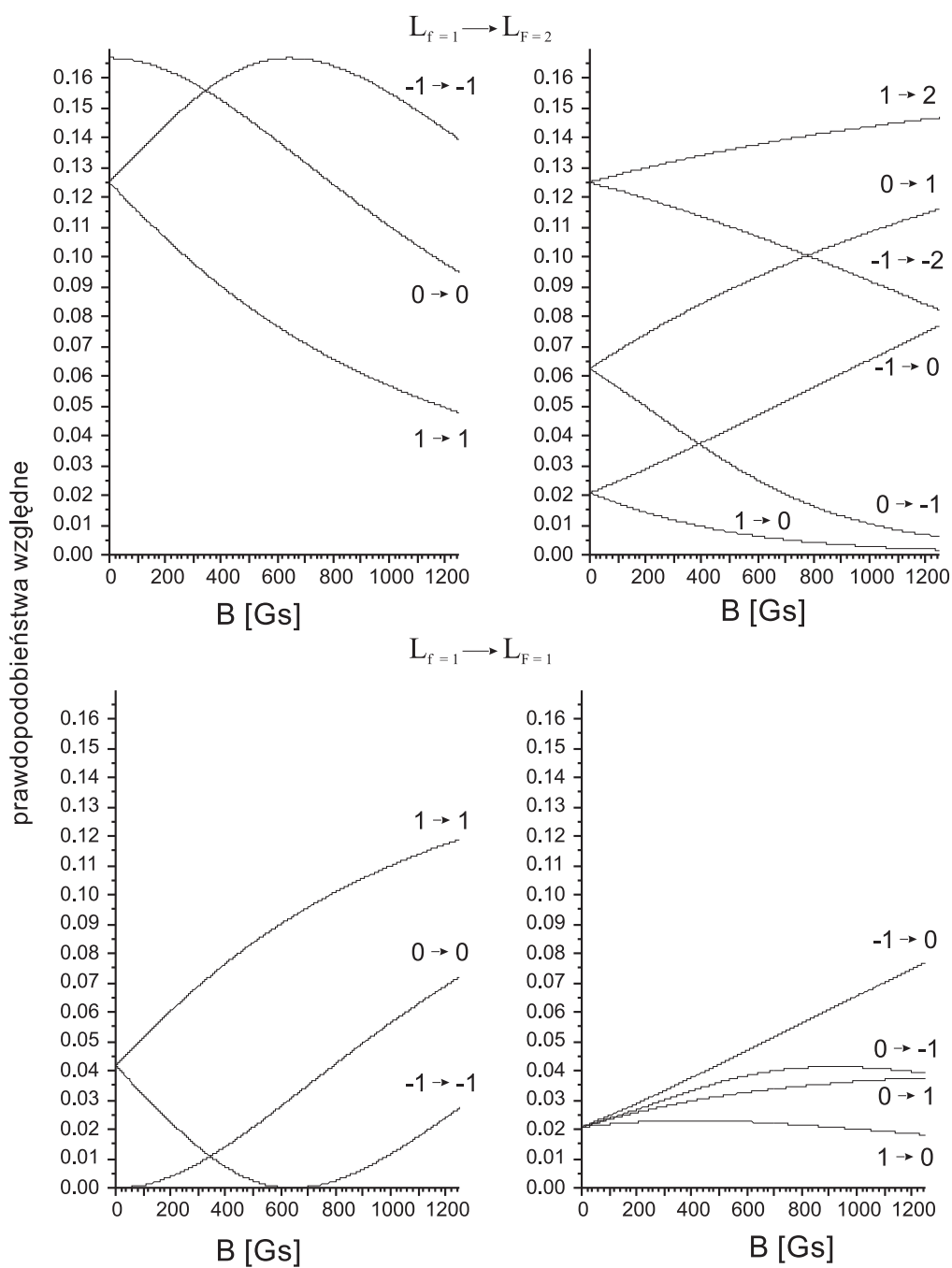
Wartości względnych prawdopodobieństw przejść pomiędzy poszczególnymi podpoziomami magnetycznymi atomu Rb, reprezentowane przez parametry A_m , zostały wyliczone na podstawie rozumowania zawartego w rozdziale 2 i są przedstawione na rysunku 5.8. Położenia (na skali częstości) poszczególnych składowych widma również zostały znalezione na podstawie obliczeń teoretycznych (patrz rysunki 2.1 i 3.6).



Rysunek 5.7: Widma absorpcyjne atomów Rb, otrzymane w fali niezanikającej

Temperatura par Rb: $T \approx 50 \text{ }^{\circ}\text{C}$, $\mathcal{B} = 1120 \text{ Gs}$

W dopasowywanej do widm doświadczalnych funkcji zadano stałą szerokość wszystkich krzywych absorpcyjnych, znaną dla linii d', w przy-



Rysunek 5.8: Względne wartości prawdopodobieństw absorpcji dla przejść pomiędzy stanami $L_{f=1} \rightarrow L_{F=2}$ i $L_{f=1} \rightarrow L_{F=1}$

padku braku pola magnetycznego (patrz rysunek 5.3)³. Szerokość ta wynosi 650 MHz i jest nieco większa niż szerokość dopplerowska, wynosząca – dla temperatury 160°C (433 K) – 600 MHz.

Do znalezienia poprawnej postaci funkcji 5.1, konieczna jest znajomość wartości indukcji \mathcal{B} pola magnetycznego, dla którego zarejestrowane było dane widmo. Od wartości \mathcal{B} zależą bowiem energie i prawdopodobieństwa obserwowanych linii składowych widma. Wartość \mathcal{B} znajdowano, dla danej konfiguracji magnesów stałych, poprzez dopasowanie do danych doświadczalnych, funkcji 5.2. Dopasowywania tej funkcji dokonywano przed dopasowywaniem funkcji 5.1.

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

Przyjęto oznaczenia:

y_0 – przesunięcie wzdłuż osi rzędnych,

$f_i(\mathcal{B})$ – funkcja liniowa, przybliżająca zależność pomiędzy położeniem i -tej linii a wartością \mathcal{B} ,

A_i – amplituda i -tej linii,

i – indeks numerujący albo linie σ albo linie π ,

w – jak dla funkcji 5.1,

b – czynnik określający sumaryczny udział i -tych linii w danym widmie,

a, w_a, x_a – jak dla funkcji 5.1.

Szukanyimi parametrami były w powyższej funkcji następujące wielkości: \mathcal{B} , b , y_0 , x_a , a i w_a . Dla danej konfiguracji magnesów, funkcję 5.2 dopasowywano zawsze do widma otrzymanego dla fali zanikającej o polaryzacji \mathbf{p} (typu \mathbf{p}). Wyboru takiego dokonano ze względu na fakt, że zarówno fala padająca o polaryzacji \parallel , jak i ta o polaryzacji \perp , były w pewnym stopniu spolaryzowane eliptycznie (patrz punkt 5.3). Eliptyczność w większym stopniu dotyczyła fali padającej o polaryzacji \perp , a zatem fali zanikającej o polaryzacji s .

³Mowa tu o pełnej szerokości połówkowej (FWHM) danej krzywej.

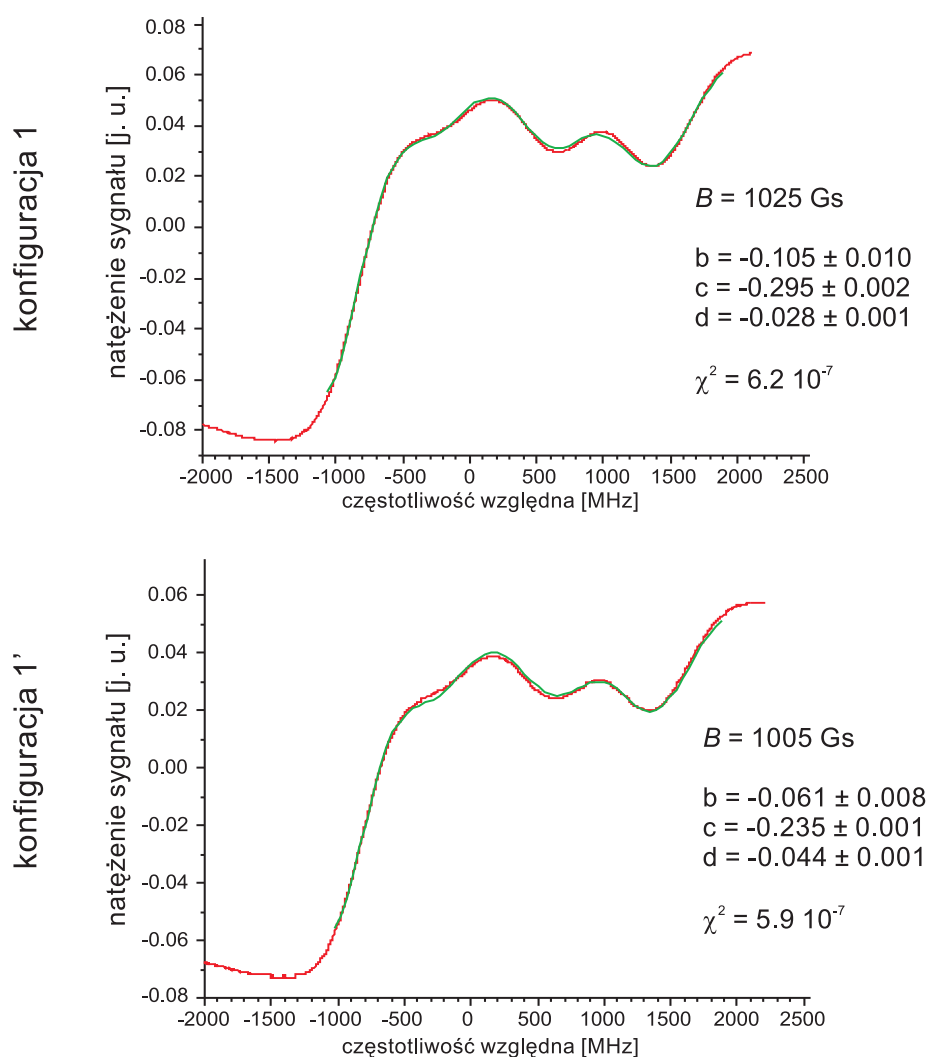
Funkcje $f_i(\mathcal{B})$ zostały znalezione (dla zakresu $\mathcal{B} = 1000 \div 1080 \text{ Gs}$), na podstawie danych zawartych na rysunku 3.6. Maksymalna różnica pomiędzy faktycznym położeniem i -tej linii na skali częstości (dla danej wartości \mathcal{B}), a położeniem przybliżonym funkcją $f_i(\mathcal{B})$, wynosi 1 MHz .

W razie potrzeby, podczas dopasowywania funkcji 5.2, dokonywano korekty (zależnych od \mathcal{B}) wartości amplitud A_i .

Skomplikowana procedura dopasowywania najpierw funkcji 5.2, a następnie 5.1, wynikała z braku możliwości wprowadzenia do 5.1 funkcji liniowych $f_i(\mathcal{B})$. Ograniczenie to narzucał zakres możliwości obliczeniowych programu *Microcal Origin*.

Znalezione, dzięki funkcji 5.2, wartości \mathcal{B} dla danej konfiguracji magnesów, są podane na rysunkach 5.9 - 5.12. Błąd popełniany przy obliczaniu wartości \mathcal{B} jest trudny do oszacowania. Porównując wartości \mathcal{B} znalezione dla tych samych konfiguracji magnesów, dla polaryzacji p i s fali zanikającej pozwala stwierdzić, że błąd ten wynosi około $\pm 5 \text{ Gs}$.

Poniżej przedstawiona jest próba interpretacji wartości parametrów b , c , d , znalezionych przez dopasowywanie do danych doświadczalnych funkcji 5.1. Kształty funkcji dopasowywanych do danych doświadczalnych są zaznaczone (kolorem zielonym) na wykresach 5.9 - 5.12. Przy wykresach przedstawione są znalezione parametry b , c i d funkcji 5.1. Na rysunkach podana jest również wartość \mathcal{B} indukcji pola magnetycznego wyliczona przy użyciu funkcji 5.2 oraz wartość współczynnika χ^2 , określającego dobroć dopasowania funkcji do danych doświadczalnych. Zgodność rzeczywistego i przewidywanego kształtu widm absorpcyjnych jest dobra. Pewne różnice pomiędzy nimi mogą wynikać z faktu zaburzania widma atomów ^{87}Rb przez linie należące do widma atomów ^{85}Rb . Na rysunku 5.10 narysowanych jest kilka przykładowych linii (o największej amplitudzie), spośród 12 rozważanych linii składowych widma. Zaznaczono przy nich liczby m_F oraz M_F , charakteryzujące podpoziomy magnetyczne, pomiędzy którymi zachodzi dane przejście.

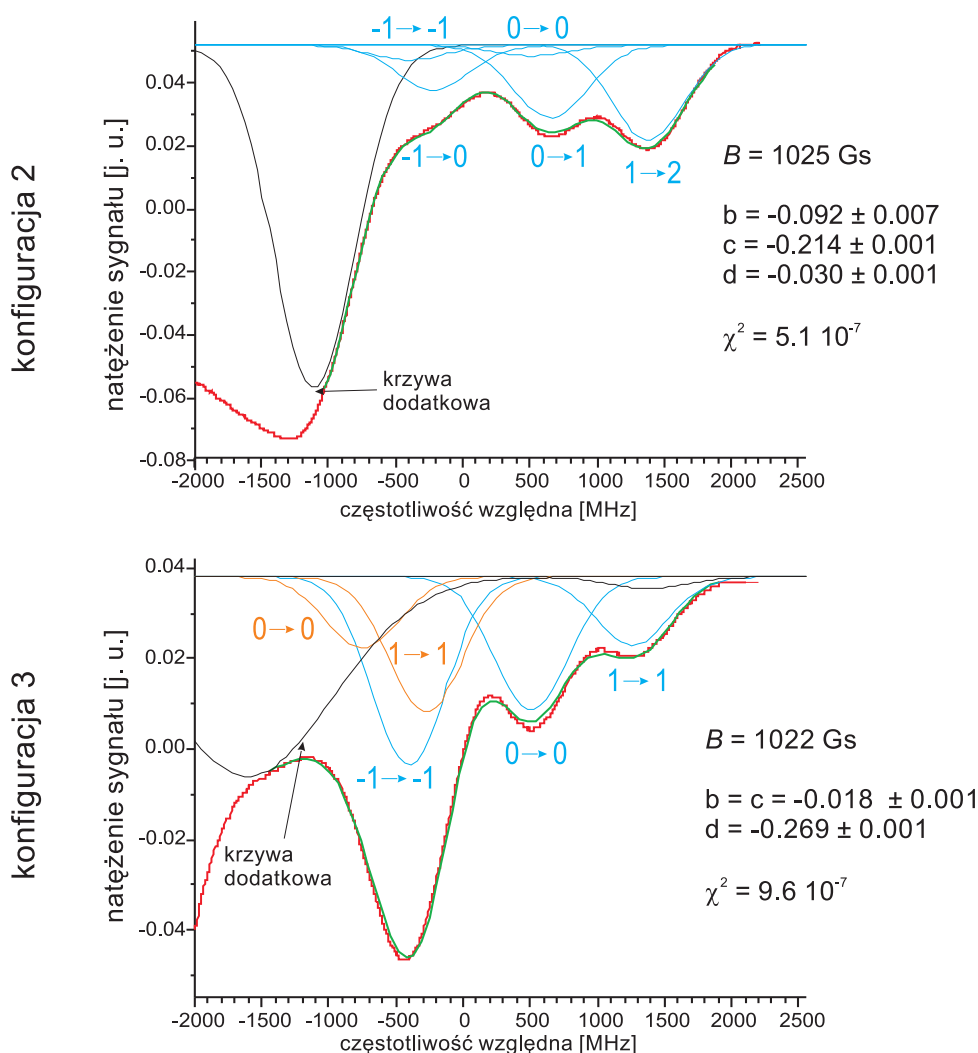


Rysunek 5.9: Kształty dopasowywanych funkcji dla polaryzacji *typu p* fali zanikającej (1)

widma otrzymano dla przeciwnych zwrotów pola magnetycznego

Analiza wyników dla polaryzacji *typu p* fali zanikającej

Na podstawie znajomości parametrów b , c i d , określających udział natężeń grup linii odpowiednio σ^- , σ^+ oraz π w każdym widmie, obliczono, dla każ-



Rysunek 5.10: Kształty dopasowywanych funkcji dla polaryzacji *typu p* fali zanikającej (2)

kolorem niebieskim zaznaczono linie składowe przejść $L_{f=1} \rightarrow L_{F=2}$, a kolorem pomarańczowym – $L_{f=1} \rightarrow L_{F=1}$

dej ze stosowanych konfiguracji układu doświadczalnego, względne amplitudy (oraz natężenia) pola elektrycznego fali zanikającej, wzdłuż kierunków x, y, z układu współrzędnych z rysunku 5.1. Względne amplitudy pola elektrycz-

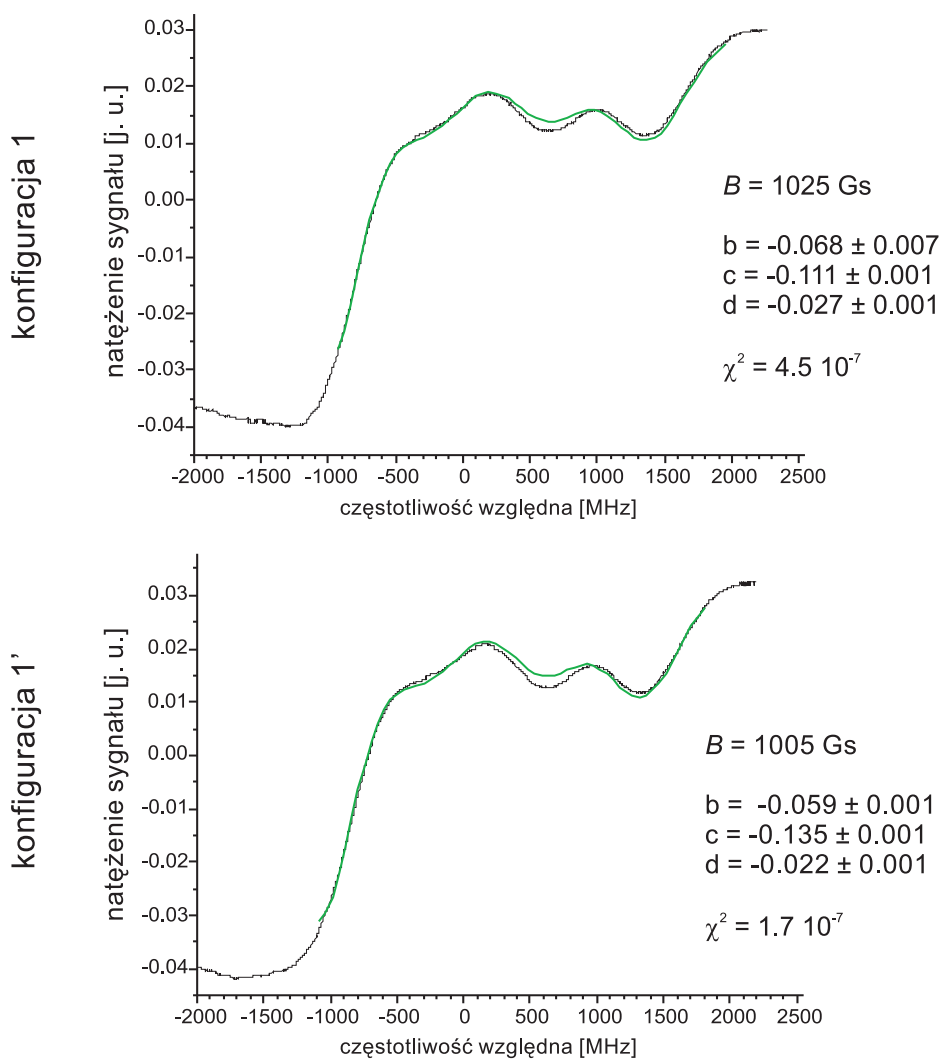
nego w płaszczyźnie XZ mogą dostarczyć informacji o eliptyczności polaryzacji fali zanikającej w tej płaszczyźnie. Względne amplitudy pola elektrycznego w płaszczyźnie YZ mówią o eliptyczności polaryzacji fali zanikającej, wynikającej z eliptycznej (nieodkładnie liniowej) polaryzacji fali padającej na granicę rozdziału dielektryk - pary atomowe. Przeprowadzone obliczenia nie pozwalają na zbadanie względnej fazy pomiędzy oscylacjami (wzdłuż kierunków x , y , z) składowych wektora elektrycznego fali zanikającej. Nie da się zatem określić faktycznej geometrycznej orientacji elipsy z rysunku 3.3 w płaszczyźnie XZ . W obliczeniach dla konfiguracji 2 układu doświadczalnego przyjęto jednak, że dłuższa półoś tej elipsy jest prostopadła do granicy rozdziału dielektryków. Przypuszcza się, że elipsy reprezentujące ruch końca wektora pola elektrycznego w płaszczyźnie YZ są zorientowane tak, że dłuższa półoś pokrywa się z osią z (ze względu na polaryzację fali padającej). W poniższej tabeli są zebrane wyliczone stosunki A amplitud oraz stosunki A^2 natężeń składowych z względem składowych x pola elektrycznego fali zanikającej. Stosunki B (B^2) mówią o względnych amplitudach (natężeniach) pola elektrycznego fali, w płaszczyźnie YZ . Wielkość B jest określona jako stosunek długości dłuższej do krótszej półosi elipsy w płaszczyźnie YZ .

konfiguracja	A	B	A^2	B^2
1	5.2 ± 0.6	4.0 ± 0.3	26.9 ± 5.9	15.7 ± 3.0
1'	3.5 ± 0.1	3.1 ± 0.3	12.2 ± 0.7	9.5 ± 1.5
2	4.8 ± 0.4	4.4 ± 0.2	23.1 ± 4.2	19.6 ± 1.3
3	3.9 ± 0.1		14.9 ± 1.0	

Niepewności wartości A i B zostały wyliczone na podstawie wartości błędów statystycznych parametrów b , c i d . Dla konfiguracji 3 układu doświadczalnego, do badanych widm dopasowano funkcję 5.1 z zadaną równością parametrów b i c . Oznacza to, że rozważane są składowe π i σ (a nie σ^+ i σ^-) fali zanikającej. Nie badano tu zatem oddzielnie eliptyczności polaryzacji fali w płaszczyznach XZ oraz XY .

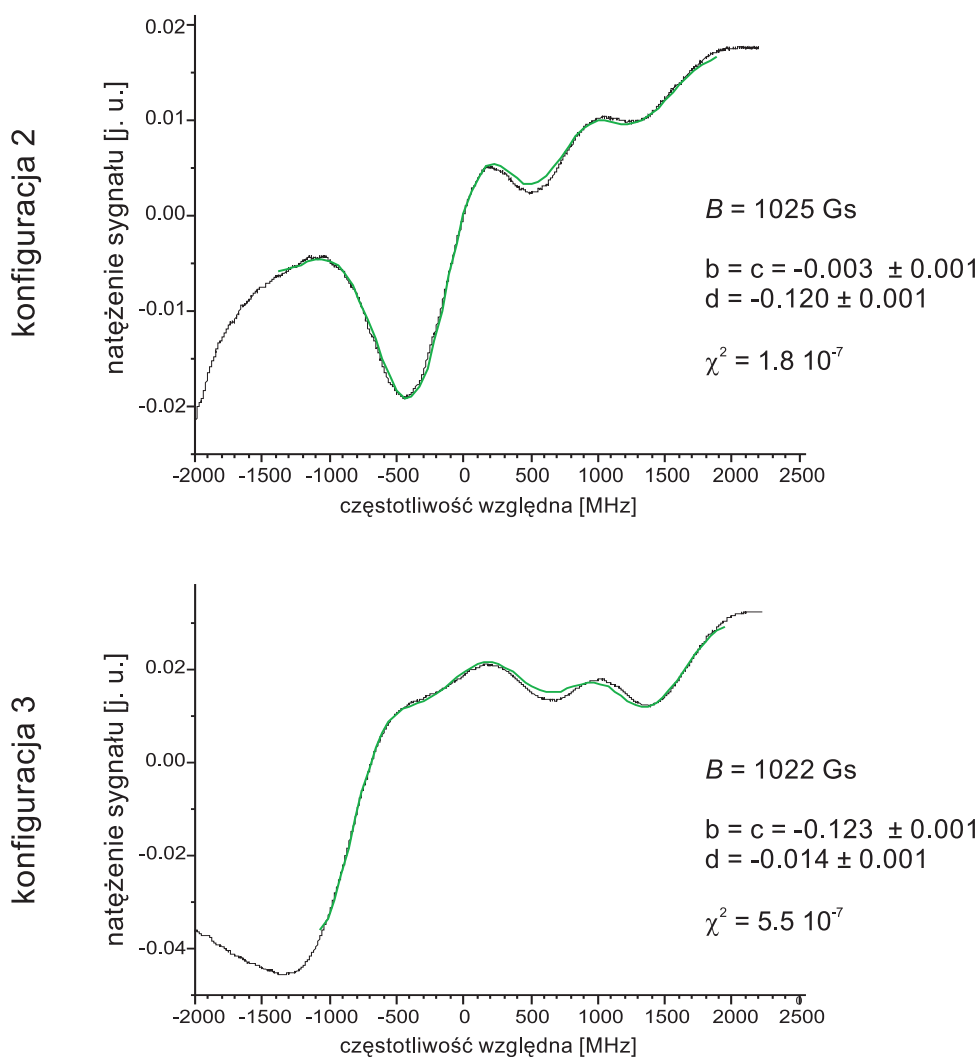
Analiza wyników dla polaryzacji s fali zanikającej

Kształty funkcji 5.1, dopasowywanej do widm otrzymanych dla polaryzacji s fali zanikającej, są przedstawione na rysunkach 5.11 i 5.12.



Rysunek 5.11: Kształty dopasowywanych funkcji dla polaryzacji s fali zanikającej (1)

widma otrzymano dla przeciwnych zwrotów pola magnetycznego



Rysunek 5.12: Kształty dopasowywanych funkcji dla polaryzacji s fali zanikającej (2)

W punkcie tym przyjmuje się, że dłuższa półoś elipsy reprezentującej ruch końca wektora pola elektrycznego w płaszczyźnie YZ jest zorientowana zgodnie z osią y (ze względu na polaryzację fali padającej). Przypuszcza się, że przewidywana eliptyczność polaryzacji w płaszczyźnie XZ , będzie w tym przypadku dotyczyć składowej z wektora elektrycznego fali zanikającej. W poniższej tabeli są zebrane wyliczone stosunki A amplitud oraz sto-

sunki A^2 natężeń składowych z względem składowych x pola elektrycznego fali zanikającej. Podobnie jak w poprzednim punkcie, stosunki B (B^2) mówią o względnych amplitudach (natężeniach) pola elektrycznego fali, w płaszczyźnie YZ . Wielkość B jest określona jako stosunek długości dłuższej do krótszej półosi elipsy w płaszczyźnie YZ .

konfiguracja	A	B	A^2	B^2
1	0.4 ± 0.2	8.2 ± 0.2	0.2 ± 0.1	67.3 ± 3.6
1'	0.8 ± 0.1	4.9 ± 0.1	0.7 ± 0.2	24.0 ± 1.2
2	6.3 ± 1.0		40.0 ± 13.6	
3	3.0 ± 0.1		8.8 ± 0.7	

Dla konfiguracji 2 i 3 układu doświadczalnego, do otrzymanych widm dopasowano funkcję 5.1 z zadaną równością parametrów b i c . Nie badano tu zatem oddzielnie eliptyczności polaryzacji fali w płaszczyznach XZ oraz XY .

Wartości stosunków A , znalezionych dla polaryzacji *typu p* fali zanikającej są zbliżone. Porównanie jednak tych wartości, z wartościami stosunków A , znalezionymi dla polaryzacji *s*, wskazują, że otrzymane wyniki obarczone są w rzeczywistości dużym, trudnym do oszacowania błędem. Należy jednak zwrócić uwagę na fakt, że dla polaryzacji *s* fali zanikającej, obliczone wartości A i A^2 odnoszą się do eliptyczności jedynie niewielkiej składowej z wektora elektrycznego tej fali.

Na niekorzyść omawianych wyników przemawia duży rozrzut wartości stosunków B^2 dla tych samych polaryzacji fali padającej na granicę dielektryk - pary atomowe oraz niewielkie wartości B^2 , znalezione dla polaryzacji *p* fali zanikającej.

Poza opisanymi w punkcie 5.3 błędami doświadczalnymi, istnieją trzy przyczyny istnienia dużej niepewności wyznaczenia polaryzacji fali zanikającej. Są to:

- duża liczba (uwzględnionych w funkcji 5.1) przekrywających się linii składowych rozszczepionego widma atomów ^{87}Rb ,

- mała amplituda linii σ^- względem amplitudy linii σ^+ , uniemożliwiająca precyzyjne określenie udziału tych pierwszych w badanym widmie (patrz rysunek 5.8),
- zaburzenie badanego widma izotopu ^{87}Rb przez linie należące do widma izotopu ^{85}Rb .

Ewentualną eliptyczność polaryzacji fali zanikającej, w płaszczyźnie padania fali elektromagnetycznej na granicę rozdziału dielektryków, zbadano dla trzech konfiguracji układu doświadczalnego. Otrzymane wyniki potwierdzają istnienie postulowanej eliptyczności polaryzacji, jakkolwiek nie są podstawą do jednoznacznego, ilościowego określenia jej stopnia. Wyniki doświadczalne pozwalają oczekiwać, że przy ulepszeniu metody eksperymentalnej i przy wykorzystaniu zastosowanego aparatu teoretycznego, polaryzację fali zanikającej, w zależności od polaryzacji fali padającej na granicę rozdziału dielektryków, będzie można zbadać precyzyjnie.

5.3 Źródła błędów doświadczalnych

Błędy wynikające z niejednorodności pola magnetycznego

Niejednorodność pola magnetycznego w obszarze fali zanikającej (wzdłuż płaszczyzny rozdziału dielektryków), wynosząca około $\pm 5 \text{Gs}$, powoduje niewielkie poszerzenie krzywych absorpcyjnych. Poszerzenie to, oszacowane na podstawie zależności położenia poszczególnych linii widma od wartości indukcji pola magnetycznego, wynosi maksymalnie około 15MHz .

W przeciwieństwie do samej niejednorodności pola, trudny do określenia (przy pomocy pomiarów hallometrem) jest jego rzeczywisty rozkład pomiędzy magnesami. W szczególności – nie jest znane odstępstwo od równoległości pomiędzy kierunkiem pola magnetycznego a kierunkiem propagacji fali zanikającej. Na odstępstwo to ma zapewne wpływ fakt, że układ doświadczalny (w tym magnesy) był ustawiony na stole ferromagnetycznym. Magnesy znajdowały się na wysokości około 15cm ponad stołem.

Obecność pola magnetycznego Ziemi może być w tym doświadczeniu zaniedbana, ze względu na wartość jego indukcji, która jest mniejsza niż 1Gs .

Błędy związane z zastosowanym układem doświadczalnym

Polaryzacja fali padającej na komórkę z atomami Rb była w pewnym (trudnym do określenia) stopniu eliptyczna. Wynikało to z faktu zaburzenia liniowej polaryzacji promieniowania lasera, przy odbiciu od znajdującego się przed modulatorem elektro-optycznym lusterka (patrz rysunek 4.1). Moc promieniowania, mierzona za skrzyżowanym z modulatorem polaryzatorem wynosiła $40\ \mu\text{W}$ dla polaryzacji \parallel fali i $56\ \mu\text{W}$ dla polaryzacji \perp . Oznacza to, że eliptyczność w większym stopniu dotyczyła polaryzacji \perp fali padającej na komórkę z atomami Rb (a zatem polaryzacji s fali zanikającej). Niestety okazało się, że zastosowanie zwykłego polaryzatora tuż przed modulatorem elektro-optycznym powoduje, że wiązka promieniowania przechodząca przez taki układ staje się na tyle rozbieżna, że obserwowane widma atomów Rb są sumą widm absorpcyjnych i dyspersyjnych (powstających, gdy kąt padania wiązki na granicę rozdziału dielektryk - pary atomowe) jest mniejszy od kąta granicznego.

Powyższych problemów będzie można uniknąć, stosując w układzie polaryzatory oraz dobrej jakości płytkę półfalową zamiast modulatora elektro-optycznego.

Błędy związane ze stosowanym laserem diodowym

Jednym z podstawowych problemów, związanych z realizacją opisywanego eksperymentu, były zmiany przestrzennego rozkładu natężenia fali w wiązce laserowej (w płaszczyźnie prostopadłej do wiązki), pojawiające się wraz z przestrajeniem lasera. Współwystępowanie tego zjawiska oraz dyfrakcyjnej rozbieżności wiązki, powodowało efektywnie zmiany kąta padania promieniowania na granicę kwarc – pary atomowe w komórce, a także zmiany w ilości promieniowania padającego na powierzchnię fotodiody, służącej do detekcji sygnału. Zaburzało to kształt badanych widm, w szczególności tych, które

były otrzymywane przy dużym zakresie przestrajania lasera (przy amplitudzie napięcia przestrajającego – 3 V). Spektakularny efekt omawianego zaburzania widm jest przedstawiony w dodatku B (rysunek B.3). Omówiony powyżej problem może być rozwiązany poprzez zastosowanie innego mechanizmu przestrajania lasera – np. modulacji natężenia prądu płynącego przez diodę laserową.

Podczas pomiarów, w których wykorzystywany jest opisywany w tej pracy laser diodowy, należy pamiętać o jego nieliniowym (względem napięcia sterującego) przestrajaniu się. Korzystanie z widma transmisji interferometru FP, rejestrowanego równocześnie z badanym w doświadczeniu widmem, pozwala na dobranie takiego zakresu przestrajania lasera, w którym omawiana nieliniowość jest najmniejsza (patrz rysunek 4.7).

O stopniu polaryzacji promieniowania z lasera można wnioskować na podstawie maksymalnego stosunku mocy fali przechodzącej przez polaryzator liniowy, dla jego dwóch ortogonalnych orientacji. Zmierzony stosunek tych mocy wynosił około 250.

5.4 Możliwości ulepszenia opisanych badań

Porównując widma absorpcyjne dla polaryzacji **s** i **p** fali zanikającej, przedstawione na rysunku 5.2 c), można zauważyć (abstrahując od zjawiska dichroizmu), wyraźną różnicę w kształcie tych widm, w obszarze związanym z liniami należącymi do izotopu ^{85}Rb . Niestety, skomplikowana struktura rozszczepionego widma izotopu ^{85}Rb nie pozwala na wykorzystanie go w omawianej metodzie badań. Będą jednak podejmowane próby znalezienia innego niż Rb pierwiastka, charakteryzującego się względnie prostą strukturą widma absorpcyjnego, którego kształt będzie również w dużym stopniu zależał od ewentualnych odstępstw od czystej polaryzacji **p** fali zanikającej.

Rozważana jest również możliwość wykorzystania w badaniach – widma nasyceniowego atomów Rb, otrzymywanego przy udziale dwóch fal zanikających (patrz dodatek B). Należy jednak uprzednio dokonać analizy prze-

strzennego rozkładu polaryzacji sumy tych dwóch fal.

Cenne byłoby porównanie widm absorpcyjnych użytego pierwiastka, otrzymanych przy pomocy zanikającej oraz zwykłej (nie-zanikającej) fali. Do przeprowadzenia eksperymentów ze zwykłą falą konieczne jest jednak posiadanie odpowiednio małej komórki z parami atomowymi – tylko wtedy bowiem pole magnetyczne w jej obszarze będzie dostatecznie jednorodne.

Przy przeprowadzaniu podobnego eksperymentu w przyszłości, należałoby zadbać o lepszy (niż w opisanym doświadczeniu) stopień polaryzacji fali padającej na granicę rozdziału dielektryk - pary atomowe.

Zakończenie

W niniejszej pracy podjęto próbę zbadania polaryzacji fali zanikającej, w zależności od polaryzacji fali padającej na granicę rozdziału dwóch ośrodków – kwarcu i par atomowych. W eksperymencie otrzymano, przy użyciu fali zanikającej, widmo absorpcyjne atomów rubidu (Rb), umieszczonych w statycznym polu magnetycznym o indukcji około $0.1 T$. Na podstawie względnych natężeń poszczególnych linii składowych rozszczepionego widma, próbowano określić polaryzację fali zanikającej. Oparto się przy tym na znajomości wyliczonych teoretycznie amplitud linii dla zwykłej (nie-zanikającej fali). Potwierdzono przewidywania teoretyczne, dotyczące istnienia eliptycznej polaryzacji fali zanikającej w płaszczyźnie padania fali elektromagnetycznej na granicę rozdziału dielektryków. Otrzymane wyniki nie pozwalają jednak na jednoznaczne, ilościowe określenie stopnia tej eliptyczności. Zaproponowano ulepszenia stosowanej metody, pozwalające sądzić, że polaryzacja fali zanikającej będzie mogła być zbadana precyzyjnie.

Uzupełnieniem niniejszej pracy są wyniki innego eksperymentu, w którym otrzymano widmo nasyceniowe atomów Rb, oddziałujących z dwiema falami zanikającymi, rozprzestrzeniającymi się przy powierzchni dielektryka w przeciwnych kierunkach. Znajomość warunków eksperymentalnych pozwoli w przyszłości na zastosowanie tego doświadczenia do konkretnych badań.

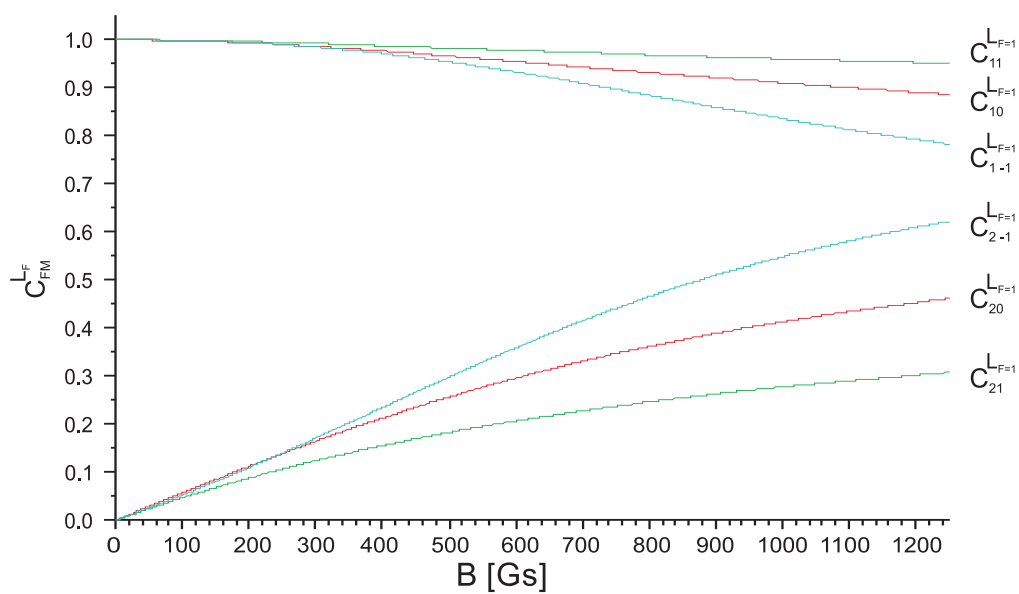
Bibliografia

- [1] V.G. BORDO, C. HENKEL, A. LINDIGER, H.-G. RUBAHN, *Optics Comm.* **137**, 249 (1997)
- [2] V.G. BORDO, H.-G. RUBAHN, *Phys. Rev. A* **60**, 1538 (1999)
- [3] W. DEMTRÖDER, *Spektroskopia laserowa*, PWN, Warszawa 1993
- [4] *Encyklopedia fizyki*, t. 4, PWN, Warszawa 1974
- [5] *Extended Range Audio Amplifier AF3 i Low-Voltage Light Modulator EOM-3079 – instrukcja obsługi*
- [6] *2001 External Cavity Diode Laser – owner’s manual*
- [7] F. DE FORNEL, *Evanescent Waves From Newtonian Optics To Atomic Optics*, Springer, Berlin 2000
- [8] R. GOLDSTEIN, *Electro-Optic Devices in Review [w:] Lasers & Applications*, April 1986
- [9] M. KASPROWICZ, *Praca magisterska*, Kraków 2000
- [10] K. KIERSNOWSKI, *Praca magisterska*, Kraków 1997
- [11] K. KIERSNOWSKI, L. JÓZEFOWSKI, T. DOHNALIK, *Phys. Rev. A* **57**, 6 (1998)
- [12] H. KUCAŁ, *Informacja prywatna*
- [13] H. KUCAŁ, *Praca doktorska*, Kraków 1974

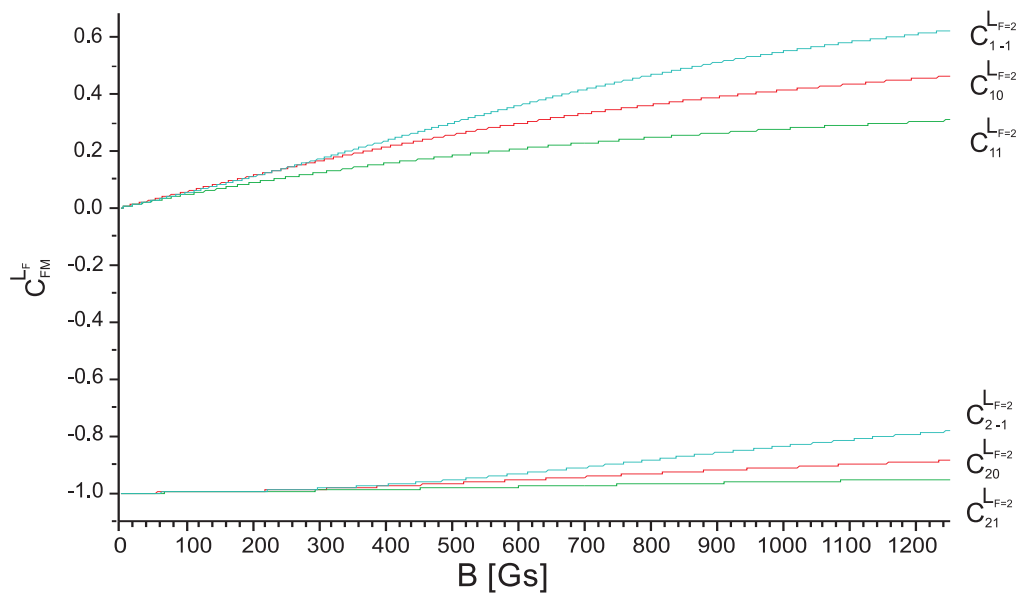
- [14] D.L. LEE, *Electromagnetic Principles of Integrated Optics*, John Wiley & Sons, 1986
- [15] A.N. MATVEEV, *Optics*, Mir Publishers, Moskwa 1988
- [16] J. PETYKIEWICZ, *Optyka falowa*, PWN, Warszawa 1986
- [17] M. ROTENBERG, R. BIVINS, N. METROPOLIS, J.K. WOOTEN, JR. *The 3-j and 6-j Symbols*, Crosby Lockwood, London 1959
- [18] I.I. SOBELMAN, *Atomic Spectra and Radiative Transitions*, Springer-Verlag, Berlin 1979
- [19] R. WOOD, *Phil. Mag.* **18**, 187 (1909)
- [20] G.K. WOODGATE, *Struktura atomu*, PWN, Warszawa 1974

Dodatek A

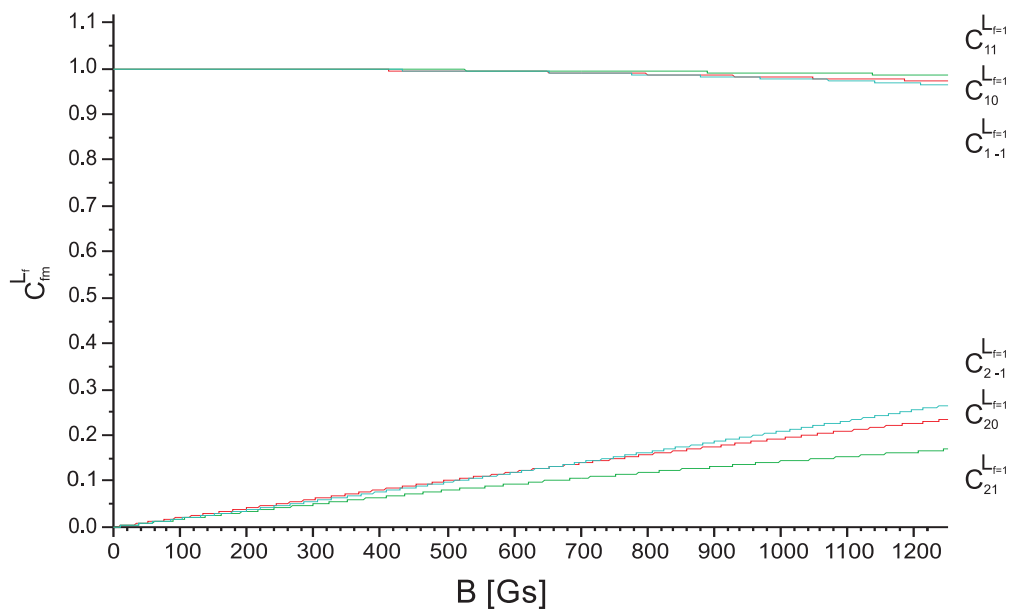
Współczynniki C_{FM}^{LF}



Rysunek A.1: Wartości współczynników $C_{FM}^{L_{F=1}}$ dla stanu ${}^2P_{\frac{1}{2}}$



Rysunek A.2: Wartości współczynników $C_{FM}^{LF=2}$ dla stanu $^2P_{\frac{1}{2}}$



Rysunek A.3: Wartości współczynników $C_{FM}^{LF=1}$ dla stanu $^2S_{\frac{1}{2}}$

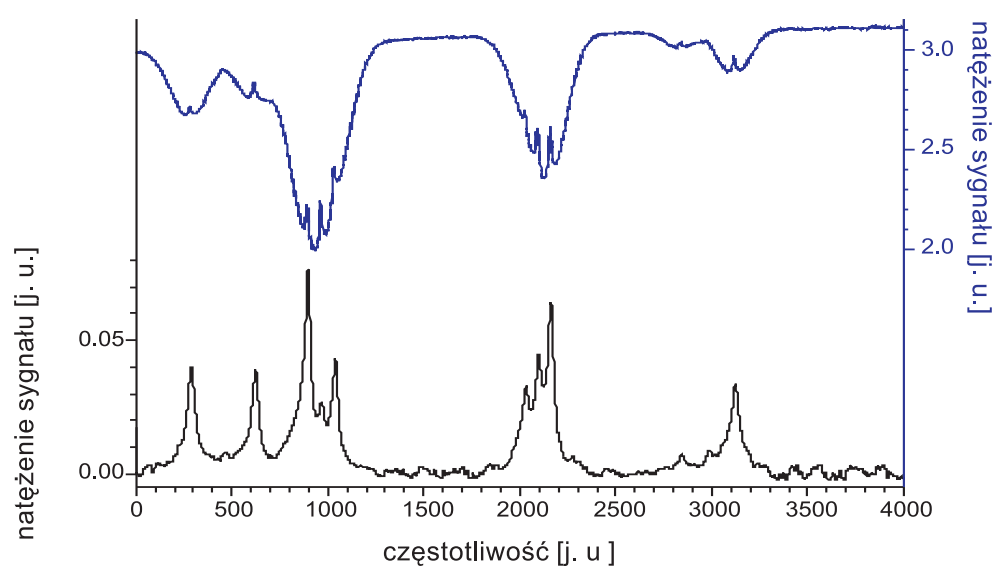
Dodatek B

Subdopplerowskie widma atomów Rb

Poniżej przedstawione są subdopplerowskie widma absorpcyjne i dyspersyjne atomów Rb, otrzymane metodą spektroskopii nasyceniowej, z wykorzystaniem przeciwbieżnych fal zanikających oraz z wykorzystaniem zjawiska selektywnego odbicia (patrz rozdział 1). Pomiary dotyczyły struktury nadsubtelnej, opisanej w punkcie 3.1 na stronie 26. Dla porównania ukazane jest również widmo nasyceniowe atomów Rb, otrzymane w układzie doświadczalnym, zaprezentowanym w punkcie 4.4, na stronie 46. W pomiarach zastosowano detekcję fazoczułą¹. Widmo przedstawione na rysunku B.3 było badane dla kąta padania promieniowania, bardzo bliskiego kątowi granicznemu. Zmiany w rozkładzie natężenia fali w dyfrakcyjnie rozbieżnej wiązce z lasera, pojawiające się podczas jego przestrajania, powodowały ciągłe, niewielkie zmiany kąta padania, a zatem też płynną zmianę charakteru widma z dyspersyjnego na absorpcyjny.

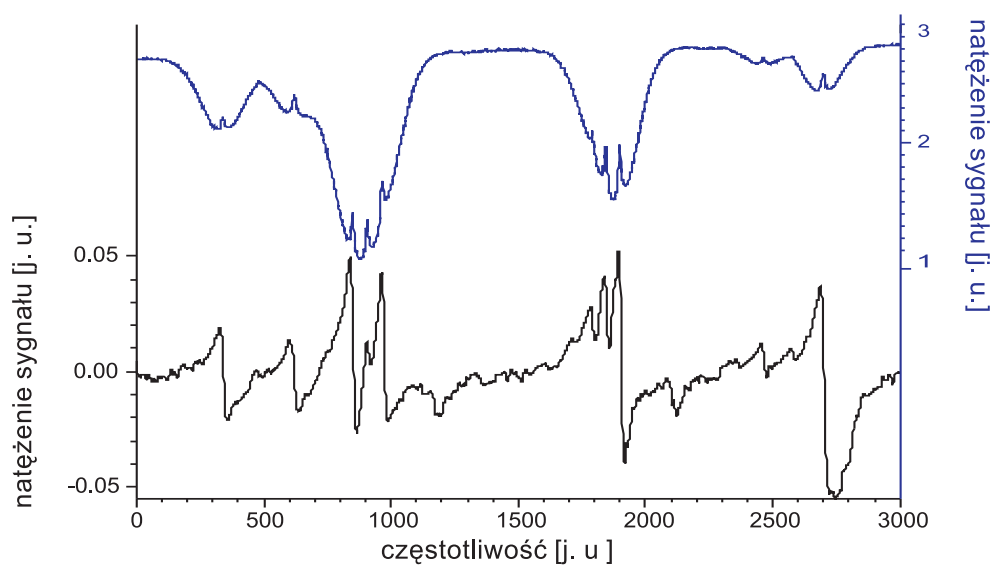
Dokładność wyznaczenia kątów padania wiązek wynosi ± 0.5 *mrad*.

¹Program komputerowy, obsługujący wzmacniacz fazoczuły, udostępnił jego autor – Waldemar Komorowski.



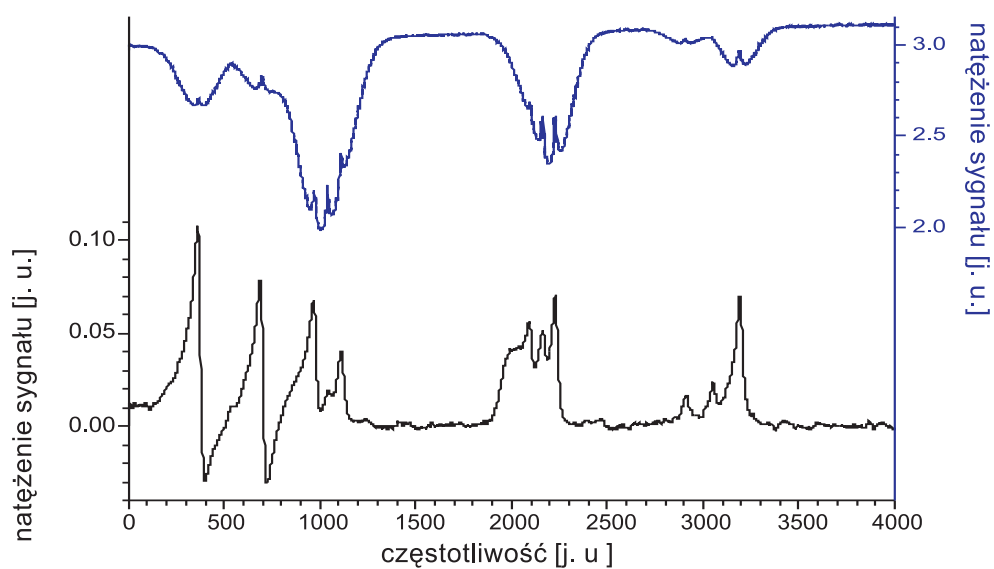
Rysunek B.1: Subdopplerowskie widmo absorpcyjne atomów Rb

temperatura par Rb: $T = 162 \text{ }^{\circ}\text{C}$, kąty padania wiązek: 0.7 mrad (wiązka próbkująca) i 2 mrad (wiązka pompująca), powyżej kąta granicznego



Rysunek B.2: Subdopplerowskie widmo dyspersyjne atomów Rb

temperatura par Rb: $T = 156\text{ }^{\circ}\text{C}$, kąty padania wiązek: 0.5 mrad (wiązka próbkująca) i 1.8 mrad (wiązka pompująca), poniżej kąta granicznego



Rysunek B.3: Dyspersyjno-absorpcyjne widmo atomów Rb

temperatura par Rb: $T = 190\text{ }^{\circ}\text{C}$

Spis rysunków

1.1	Zachowanie się fali płaskiej na granicy rozdziału dielektryków	7
1.2	Głębokość wnikania fali zanikającej w funkcji kąta padania . . .	10
1.3	Efekt Goosa-Hänchena	12
1.4	Interpretacja przesunięcia Goosa-Hänchena	14
1.5	Przewidywane polaryzacje fali zanikającej	15
2.1	Rozszczepienie wybranych podpoziomów magnetycznych atomów ^{87}Rb w funkcji wartości indukcji pola magnetycznego \mathcal{B} .	22
2.2	Wartości niektórych współczynników C_{FM}^{LF} dla stanu $^2P_{\frac{1}{2}}$, w funkcji wartości indukcji pola \mathcal{B}	23
3.1	Podstawowy i pierwszy wzbudzony poziom energetyczny atomów Rb [10]	27
3.2	Obserwowane w doświadczeniu, poszerzone dopplerowsko widmo absorpcyjne atomów Rb w fali zanikającej	28
3.3	Stosowane w doświadczeniu orientacje pola magnetycznego (opis w tekście)	30
3.4	Składanie polaryzacji kołowych σ^+ i σ^-	30
3.5	Eliptyczna polaryzacja fali zanikającej w kategorii polaryzacji π i σ (opis w tekście)	31

3.6	Energie przejść pomiędzy podpoziomami magnetycznymi stanu podstawowego i wzbudzonego w funkcji wartości indukcji pola magnetycznego. Wykresy górne dotyczą przejść pomiędzy stanami, dla których $\Delta m_F = \pm 1$, a wykresy dolne – przejść, dla których $\Delta m_F = 0$	32
4.1	Schemat układu doświadczalnego	34
4.2	Schemat komórki z atomami Rb	35
4.3	Konstrukcja piecyka	36
4.4	Stosowane konfiguracje magnesów stałych	38
4.5	Schemat budowy lasera diodowego	39
4.6	Charakterystyka spektralna siatki dyfrakcyjnej i rezonatora zewnętrznego [10]	42
4.7	Nieliniowość przestrajania lasera dla różnych częstotliwości generatora	44
4.8	Zasada działania modulatora elektro-optycznego	45
4.9	Schemat układu do spektroskopii nasyceniowej	47
4.10	Widmo nasyceniowe atomów Rb	48
4.11	Widmo nasyceniowe atomów Rb oraz sygnał transmisji interferometru FP	50
5.1	Stosowane w doświadczeniu konfiguracje pola magnetycznego	54
5.2	Widmo absorpcyjne atomów Rb w fali zanikającej	55
5.3	Składowe linii c' i d' dla konfiguracji 1	57
5.4	Składowe linii c' i d' dla konfiguracji 2	58
5.5	Składowe linii c' i d' dla konfiguracji 3	59
5.6	Układ eksperymentalny do badania widma absorpcyjnego w fali nie-zanikającej	60
5.7	Widma absorpcyjne atomów Rb, otrzymane w fali nie-zanikającej	61
5.8	Względne wartości prawdopodobieństw absorpcji dla przejść pomiędzy stanami $L_{f=1} \rightarrow L_{F=2}$ i $L_{f=1} \rightarrow L_{F=1}$	62

5.9	Kształty dopasowywanych funkcji dla polaryzacji <i>typu p</i> fali zanikającej (1)	65
5.10	Kształty dopasowywanych funkcji dla polaryzacji <i>typu p</i> fali zanikającej (2)	66
5.11	Kształty dopasowywanych funkcji dla polaryzacji <i>s</i> fali zanikającej (1)	68
5.12	Kształty dopasowywanych funkcji dla polaryzacji <i>s</i> fali zanikającej (2)	69
A.1	Wartości współczynników $C_{FM}^{L_{F=1}}$ dla stanu ${}^2P_{\frac{1}{2}}$	78
A.2	Wartości współczynników $C_{FM}^{L_{F=2}}$ dla stanu ${}^2P_{\frac{1}{2}}$	79
A.3	Wartości współczynników $C_{FM}^{L_{F=1}}$ dla stanu ${}^2S_{\frac{1}{2}}$	79
B.1	Subdopplerowskie widmo absorpcyjne atomów Rb	81
B.2	Subdopplerowskie widmo dyspersyjne atomów Rb	82
B.3	Dyspersyjno-absorpcyjne widmo atomów Rb	82