

Krzysztof Kowalski

**Elektromagnetycznie wymuszona
przezroczystość w zimnych atomach rubidu
w pułapce magneto-optycznej**

Instytut Fizyki
Polskiej Akademii Nauk

Praca doktorska wykonana pod kierunkiem
doc. dr hab. Małgorzaty Głódź

Warszawa 2008

Chciałbym podziękować:

Pani doc. dr hab. Małgorzacie Głódź za inspiracje badawcze oraz pomoc i opiekę podczas studiów doktoranckich,

Jerzemu Szonertowi za nieocenioną pomoc i cenne uwagi podczas powstawania tej pracy,

Zdzisławowi Pawlickiemu, Eugeniuszowi Kośnikowi, Andrzejowi Orłowskiemu i Lechowi Cyrulińskiemu za pomoc techniczną w wykonaniu wielu elementów układu badawczego.

Szczególne podziękowania dla mojej Mamy, Moniki i bliskich, którzy dzielnie wspierali mnie podczas wieloletniej pracy nad doktoratem.

Spis treści

Wstęp.....	5
1. Zasada działania pułapki MOT.....	9
1.1 Przekaz pędu foton – atom.....	9
1.2 Dopplerowskie chłodzenie gazu atomowego.....	10
1.3 Siła działająca na atom w polu wiązki laserowej.....	11
1.4 Zasada działania pułapki MOT.....	14
1.5 Temperatura graniczna chłodzenia dopplerowskiego.....	19
1.6 Chłodzenie z gradientem polaryzacji.....	22
2. Budowa rubidowej pułapki MOT.....	25
2.1 Schemat chłodzenia ^{85}Rb	25
2.2 Schemat ideowy pułapki MOT.....	26
2.3 Półprzewodnikowe diody laserowe.....	28
2.4 Laser z zewnętrzną komorą rezonansową.....	29
2.5 Lasery chłodzące.....	30
2.6 Lasery pomiarowe.....	31
2.7 Układ stabilizacji częstości DAVLL.....	33
2.8 Diodowy wzmacniacz laserowy.....	37
2.9 Widmo spektroskopii nasyceniowej jako wzorzec częstości optycznych.....	42
2.10 Układ stabilizacji i kontroli częstości lasera chłodzącego.....	45
2.11 Komórka MOT oraz aparatura próżniowa.....	47
2.12 Pola magnetyczne w pułapce.....	48
3. Spektroskopia zimnych atomów w pułapce.....	51
3.1 Pomiar w środowisku zimnych atomów.....	51
3.2 Układ pomiarowy.....	52
3.3 Widma przejścia $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$	53
3.3.1 Model dwupoziomowego atomu ubranego.....	53
3.3.2 Widmo transmisji $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2, 3, 4)$	55
3.3.3 Zależność widm od mocy wiązki chłodzącej.....	58
3.3.4 Widmo transmisji $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=1, 2, 3)$	67
3.4 Widma kaskadowe $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}, 5D_{3/2}$	69

4. Zjawisko elektromagnetycznie wymuszonej przezroczystości (EIT).....	73
4.1 Fizyczne podstawy zjawiska EIT.....	73
4.2 Zastosowania EIT.....	79
4.3 Wielokrotne okna transmisji EIT.....	83
4.4 Model pięciopoziomowy EIT w schemacie schodkowym.....	85
5. Badania zjawiska EIT w pułapce MOT.....	91
5.1 Dłaczego EIT w MOT.....	91
5.2 Układ pomiarowy do badań EIT.....	92
5.3 Metodyka wykonywania pomiarów.....	95
5.4 EIT w układzie schodkowym – wprowadzenie.....	97
5.5 EIT w układzie schodkowym – sprzężanie stanu $5D_{5/2}$	100
5.5.1 Wiązka próbkująca ze stanu podstawowego $F = 3$	100
5.5.2 Wpływ natężenia wiązki sprzęgającej na wydajność EIT.....	108
5.5.3 Wiązka próbkująca ze stanu podstawowego $F = 2$	114
5.5.4 Pomiary z wyłączeniem wiązek chłodzących.....	118
5.6 EIT w układzie schodkowym - sprzężanie stanu $5D_{3/2}$	123
5.7 Porównanie wyników z przewidywaniami modelu pięciopoziomowego.....	126
5.8 Pomiary w schemacie lambda.....	134
6. Zbudowane elementy aparatury.....	149
6.1 Kontroler lasera.....	149
6.2 Kontroler temperatury.....	152
6.3 Sumator, regulator offsetu.....	154
6.4 System cyfrowego strojenia lasera i rejestracji danych pomiarowych DMS 2000....	156
6.5 Zasilacz cewek pułapki MOT.....	160
6.6 Przerwywacz wiązki laserowej.....	161
6.7 Moduł zabezpieczający diodę laserową	162
6.8 Aplikacja do przetwarzania wyników pomiarowych.....	163
Podsumowanie.....	165
Dodatek A. Zdjęcia układu pomiarowego.....	169
Dodatek B. Uzupełniające rysunki i tabele.....	175
Bibliografia.....	177

Wstęp

W niniejszej rozprawie przedstawiono rezultaty badań elektromagnetycznie indukowanej przezroczystości (EIT). Głównym przedmiotem pracy doktorskiej były badania zjawiska EIT w konfiguracji kaskadowej, z obserwacją wielokrotnych okien zwiększonej transmisji. Badania doświadczalne zrealizowano w środowisku zimnych atomów ^{85}Rb , w zbudowanej w tym celu pułapce magnetoptycznej (MOT). Uzyskane wyniki przedyskutowano, a wybrane także zinterpretowano przy użyciu modeli teoretycznych.

Prezentowana praca jest częścią projektu, którego celem jest wykorzystanie zjawiska EIT do stworzenia ośrodka, o dobrze kontrolowanych właściwościach spektralnych, umożliwiającego jednoczesne spowalnianie impulsów świetlnych o kilku bliskich częstościach.

Praca doktorska obejmowała trzy rodzaje kolejno realizowanych zadań:

- § skonstruowanie i uruchomienie pułapki MOT,
- § budowa układu pomiarowego do rejestracji widm,
- § badanie i interpretacja widm EIT.

Struktura pracy jest następująca:

Rozdział 1 przedstawia fizyczne podstawy działania pułapki MOT. Omówiono siły działające na poruszający się atom w polu wiązek świetlnych i zasadę chłodzenia dopplerowskiego. Opisano powstawanie melasy optycznej oraz wpływ niejednorodnego pola magnetycznego prowadzący do pułapkowania atomów. W dalszej części, przedstawiono zagadnienie granicznej temperatury chłodzenia dopplerowskiego i opisano jedną z metod pozwalających na osiągnięcie temperatur poniżej tej granicy.

W **Rozdziale 2** opisano skonstruowaną przez autora rozprawy pułapkę MOT, która była podstawowym narzędziem badawczym. W kolejnych podrozdziałach opisano schemat chłodzenia izotopu ^{85}Rb , a następnie schemat ideowy i poszczególne bloki funkcjonalne

pułapki. Wiele uwagi poświęcono zastosowanym laserom diodowym, stanowiącym źródło wysokostabilnych wiązek świetlnych używanych zarówno do chłodzenia atomów jak i do pomiarów absorpcji. Omówiono również widmo absorpcyjne linii D_2 ($5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$) atomów ^{85}Rb wykorzystywanej w procesie chłodzenia tych atomów.

Rozdział 3 zawiera wyniki pomiarów widm absorpcyjnych ^{85}Rb w pułapce. Pomiary te poprzedziły serie doświadczeń nad zjawiskiem EIT. Dotyczyły one struktury nadsubtelnej przejścia rezonansowego D_2 $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ oraz konfiguracji schodkowych: $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ i $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$. W interpretacji otrzymanych widm posłużono się modelem atomu ubranego. Zbadano i zinterpretowano wpływ natężenia wiązki chłodzącej na amplitudy i szerokości rejestrowanych rezonansów.

W **Rozdziale 4** omówiono podstawowe zagadnienia dotyczące zjawiska EIT. Omówiono podstawowe trójpoziomowe konfiguracje poziomów i pól, w których można je obserwować (konfiguracje: lambda, kaskadowa i V). Rozważano również bardziej złożone schematy umożliwiające wytworzenie wielokrotnych okien transmisji EIT. Podano przykłady zastosowań zjawiska EIT w optyce kwantowej i technice. Zwrócono uwagę na spektakularne zjawisko spowalniania i zatrzymywania impulsów świetlnych, które towarzyszy zjawisku EIT. Wprowadzono i omówiono teoretyczny pięciopoziomowy model, który zastosowano w interpretacji wyników doświadczalnych w Rozdz. 5.

W **Rozdziale 5** przedstawiono rezultaty badań zjawiska EIT w konfiguracji kaskadowej oraz pomiary absorpcji w konfiguracji lambda. Na wstępie opisano wykonany przez autora układ doświadczalny oraz metodologię pomiarów widm. W kolejnych podrozdziałach przedstawiono i omówiono zarejestrowane widma EIT dla konfiguracji schodkowych (i) $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ i (ii) $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$. Otrzymane kształty widm, oraz wyniki pomiarów głębokości okien transmisji w funkcji natężenia wiązki sprzęgającej zostały porównane z przewidywaniami modeli teoretycznych. W ostatniej części tego rozdziału przedstawiono widma zarejestrowane w konfiguracji lambda oraz wyniki ich numerycznej symulacji w obrazie atomu ubranego.

Rozdział 6 zawiera opisy przyrządów i układów elektronicznych zaprojektowanych i zbudowanych przez autora niniejszej rozprawy. Przyrządy te wykorzystano zarówno w układzie pułapki, jak i w układzie rejestracji widm.

W **Dodatku A** umieszczono szereg fotografii przedstawiających zbudowany układ doświadczalny.

Dodatek B zawiera schematy poziomów izotopów ^{85}Rb i ^{87}Rb oraz tablice z wykorzystywanymi w pracy danymi i wzorami.

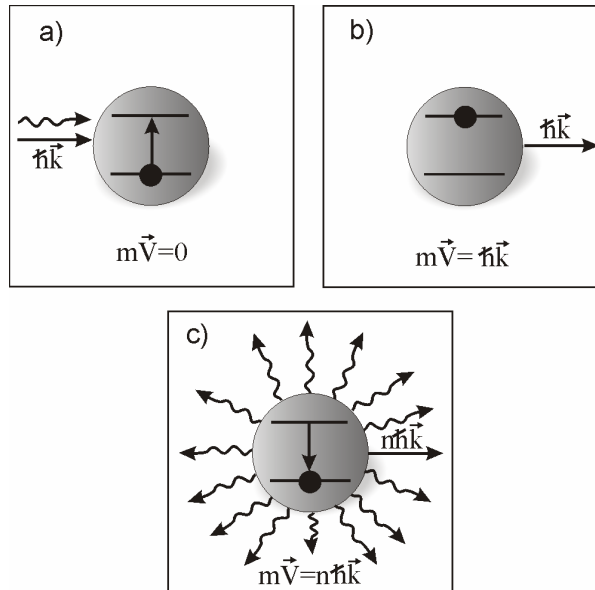
W **Podsumowaniu** przedstawiono najważniejsze wyniki i wnioski.

Rozdział 1. Zasada działania pułapki MOT

W rozdziale tym przedstawione są fizyczne podstawy procesów chłodzenia atomów w pułapce MOT. W podrozdziałach 1.1 ÷ 1.5 opisano zasadę chłodzenia dopplerowskiego i mechanizm działania pułapki. W podrozdziale 1.6 omówiono subdopplerowskie chłodzenie z gradientem polaryzacji.

1.1 Przekaz pędu foton - atom

Gdy energia padającego fotonu jest zgodna z energią dozwolonego przejścia w atomie foton zostaje zaabsorbowany. Zgodnie z zasadą zachowania, pęd pochłoniętego fotonu $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$ zostaje przekazany atomowi (Rys. 1.1a, b). Kierunek i zwrot uzyskanego przez atom pędu jest zgodny z kierunkiem propagacji zaabsorbowanego fotonu. Zmiana prędkości atomu na skutek absorpcji pojedynczego fotonu jest niewielka ($\Delta v \approx 1$ cm/s) w porównaniu z typową prędkością swobodnego atomu w temperaturze pokojowej, wynoszącą kilkaset metrów na sekundę. Jednakże zastosowanie lasera, jako silnego źródła skolimowanych fotonów o wąskim zakresie spektralnym, pozwala uzyskać ponad 10^7 aktów absorpcji przez atom na sekundę. W takich warunkach atom, który poruszał się w kierunku przeciwnym do kierunku strumienia fotonów, może zostać w krótkim czasie silnie spowolniony, a nawet chwilowo zatrzymany. Absorpcji fotonów towarzyszy spontaniczna emisja z czasem życia charakterystycznym dla danego stanu wzbudzonego. Każdy wyemitowany foton wnosi (poprzez efekt odrzutu) swój przyczynek do pędu atomu. Spontaniczna emisja ma charakter izotropowy, więc po wielu aktach emisji, całkowita zmiana pędu atomu będąca jej skutkiem uśrednia się do zera. Zatem zmiana pędu atomu następuje jedynie w wyniku absorpcji fotonów. Opisany tu mechanizm został zilustrowany na Rys 1.1c. Ponieważ zmniejsza się pęd atomu, mówimy, że na atom działa siła $\mathbf{F} = \frac{d\mathbf{p}}{dt}$. Jej wielkość rośnie wraz ze wzrostem natężenia światła padającego na atom aż do wartości maksymalnej, przy której istotną rolę zaczyna odgrywać emisja wymuszona. Wyemitowany wskutek emisji wymuszonej foton porusza się w tym samym kierunku, w którym poruszał się foton wymuszający. Tym samym zmiana pędu atomu wywołana wymuszoną emisją fotonu (pęd odrzutu) jest skierowana przeciwnie do zmiany pędu wywołanej absorpcją. Tak więc sumaryczna zmiana pędu atomu w takim procesie jest zerowa.



Rys. 1.1 Prosta ilustracja oddziaływania ciśnienia światła na atom; faliste strzałki symbolizują fotony; a) do atomu znajdującego się w spoczynku ($m\vec{v}=0$) zbliża się foton i zostaje zaabsorbowany; b) atom uzyskał pęd ($m\vec{v}=\hbar\vec{k}$) zaabsorbowanego fotonu; c) po n aktach absorpcji i emisji, pędy odrzutu na skutek emisji spontanicznej znoszą się i atom ma sumaryczny pęd ($m\vec{v}=n\hbar\vec{k}$) uzyskany w wyniku absorpcji.

1.2 Dopplerowskie chłodzenie gazu atomowego

Rozważmy uproszczony jednowymiarowy model chłodzenia atomów. Na wstępie ograniczmy się do jednej wiązki laserowej o częstotliwości ω_L , oddziałującej z atomami. Atom poruszający się wzdłuż jej kierunku propagacji z prędkością \vec{v} , na skutek efektu Dopplera, „postrzega” częstotliwość wiązki laserowej jako przesuniętą. W układzie odniesienia związanym z atomem częstotliwość ta wynosi:

$$\omega = \omega_L - \vec{k}\vec{v}, \quad (1.1)$$

gdzie, $\vec{k} = \frac{\hbar\vec{k}}{\hbar k} \frac{2p}{I}$ jest wektorem falowym fotonu.

Jeżeli częstotliwość ω_L dobierzemy tak, aby była mniejsza od częstotliwości rezonansowej ω_0 przejścia w atomie ($\omega_L < \omega_0$), to atomy, które poruszają się w kierunku przeciwnym do biegu wiązki, (co odpowiada $\vec{k}\vec{v} < 0$) będą postrzegać jej częstotliwość jako rezonansową o ile zajdzie

relacja: $\omega_L + \frac{\mathbf{w}_L}{c} v = \omega_0$. Zatem tak dostrojone fotony są absorbowane przez atom i spowalniają go. Gdy atom porusza się w kierunku zgodnym z kierunkiem propagacji fotonów, (tzn. $\mathbf{k}\mathbf{v} > 0$) zjawisko Dopplera powoduje (zgodnie z (1.1)), że fotony są postrzegane przez atom jako jeszcze silniej odstrojone od częstości przejścia ω_0 . Powoduje to zmniejszenie prawdopodobieństwa absorpcji fotonu, a w konsekwencji zmniejszenie siły przyspieszającej atom.

Jeżeli, oświetlimy atomy dwiema przeciwbieżnymi wiązkami o odpowiednio dobranej częstości, to na każdy poruszający się atom będzie działała siła hamująca oraz znacznie od niej słabsza siła przyspieszająca.

W dokładnym opisie uwzględniać należy, w miejsce częstości rezonansowej rozkład częstości z maksimum w ω_0 i szerokości (jednorodnej) związanej, co najmniej z szerokością naturalną poziomu. Spowalniane są wówczas atomy nie tylko te, dla których spełniony jest warunek:

$$\omega_L - \mathbf{k}\mathbf{v} = \omega_0, \quad (1.2)$$

lecz cała grupa atomów o prędkościach rozłożonych wokół \mathbf{v} .

1.3 Siła działająca na atom w polu wiązki laserowej

W układzie odniesienia związanym z atomem, siłę \mathbf{F} z jaką oddziałuje na atom jedna z wiązek można wyrazić przez szybkość Γ_{SC} oddziaływania fotonów z atomem [1]:

$$\mathbf{F} = \mathbf{h}\mathbf{k}\Gamma_{SC}, \quad (1.3)$$

$$\Gamma_{SC} = \frac{gS/2}{1 + S + [2(d + w_D)/g]^2}, \quad (1.4)$$

gdzie: γ jest odwrotnością czasu życia atomu, $S = I/I_S$ jest parametrem nasycenia, który wyraża stosunek całkowitego natężenia światła I do natężenia światła I_S nasycającego ośrodek; $d = (\omega_L - \omega_0)$ jest odstrojeniem częstości wiązki laserowej od częstości ω_0 ; a $w_D = -\mathbf{k}\mathbf{v}$ jest przesunięciem dopplerowskim.

Rozpatrzmy przypadek opisany w poprzednim paragrafie, gdy na atomy działają dwie przeciwbieżne wiązki laserowe. W przybliżeniu niskich natężeń światła tzn. gdy możemy zaniedbać procesy wywołane przez dwie wiązki jednocześnie, (np.: absorpcja fotonu z jednej wiązki i emisja wymuszona wywołana drugą wiązką) możemy dodać siły pochodzące od obu wiązek uzyskując siłę wypadkową F_{OM} ,

$$F_{OM} = F_+ + F_-, \quad (1.5)$$

gdzie :

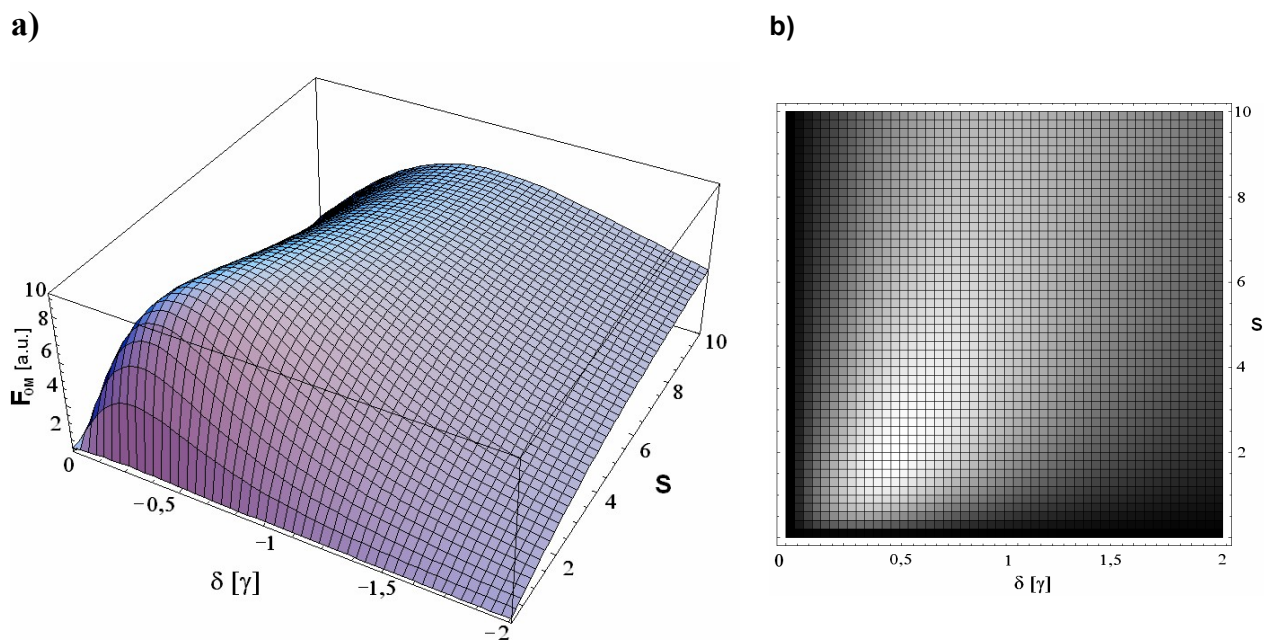
$$F_{\pm} = \pm \frac{\hbar k g}{2} \frac{S}{1 + S + \left[\frac{2(d \pm |w_D|)}{g} \right]^2}. \quad (1.6)$$

Zakładając, że atomy poruszają się wolno ($|w_D| = \left| \frac{\mathbf{r}}{k\mathbf{n}} \right| \ll g$) i zaniedbując człony kwadratowe za względu na w_D , otrzymujemy równanie na siłę wypadkową oddziaływania atomu z dwiema przeciwbieżnymi wiązkami:

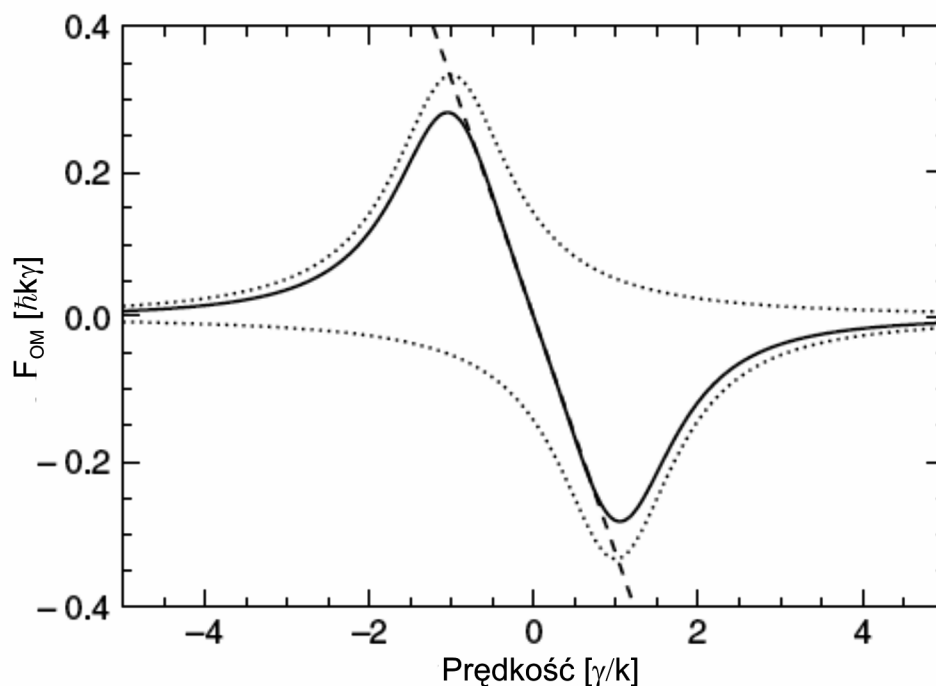
$$F_{OM} \cong \frac{8 \hbar k^2 d S \mathbf{v}}{g [1 + S + (2d/g)^2]^2} \quad (1.7)$$

$$F_{OM} \cong -b \mathbf{v} \quad (1.8)$$

Zależność siły F_{OM} od prędkości atomów przedstawia Rys. 1.3. Ze względu na postać wzoru (1.8), w którym tłumienie zależy od prędkości, technika chłodzenia (lub sam ochłodzony gaz atomowy) jest nazywany „optyczną melasą”. Na Rys. 1.2a przedstawiono zależność siły F_{OM} od parametrów wiązki chłodzącej d i S . Dla tych samych parametrów sporządzono również mapę F_{OM} , na której wielkość siły jest symbolizowana jasnością punktów (Rys. 1.2 b).



Rys. 1.2 Zależność siły działającej na atomy F_{OM} (1.7) od odstrojenia lasera chłodzącego δ i parametru nasycenia S ; a) widok ukośny, b) widok z góry, jaśniejsze punkty symbolizują większą wartość siły F_{OM} .



Rys. 1.3 Złożenie sił od dwóch wiązek laserowych działających na atom w jednowymiarowej melasie optycznej w funkcji prędkości, gdy odstrojenie $d = -g$, a parametr nasycenia $S = 2$ [1]. Liniami przerywanymi przedstawiono siły pochodzące od poszczególnych wiązek, a linią ciągłą siłą wypadkową.

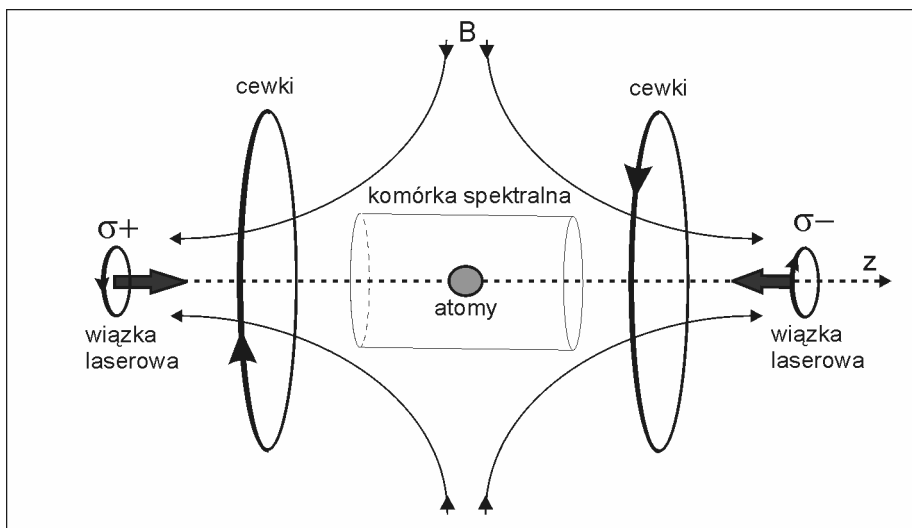
1.4 Zasada działania pułapki MOT

Melasa optyczna została po raz pierwszy otrzymana w Bell Laboratories w połowie lat osiemdziesiątych ubiegłego wieku [2]. Siły, dzięki którym powstaje melasa, opisane w poprzednim paragrafie powodują zmniejszenie prędkości atomów, ale nie zależą od ich położenia w przestrzeni. Aby chłodzić, i jednocześnie skupiać atomy w określonym punkcie przestrzeni (pułapkować), należało uzależnić siłę działającą na atomy (1.7) od ich położenia. Urządzenie, które spełniło to wymaganie, uruchomiono w 1987 r. również w Bell Laboratories [3]. Do (trzywymiarowego) układu melasy dodano odpowiednio uformowane pole magnetyczne oraz nadano wiązkom laserowym właściwe polaryzacje (por. wyjaśnienia poniżej). W tym pierwotnym rozwiązaniu pułapkowano atomy sodu, które pochodziły ze strumienia atomowego, i które były wstępnie ochłodzone wiązką laserową o przestrajanej częstotliwości.* W 1990 r. doniesiono o spuapkowaniu w podobny sposób atomów cezu, ale były one wychwytywane bezpośrednio z par cezu w komórce spektralnej o temperaturze pokojowej [4]. Uprościło to w znacznym stopniu konstrukcję urządzenia, które wkrótce przyjęło nazwę: pułapka magneto-optyczna (MOT od *Magneto-Optical Trap*). Pierwsza polska pułapka MOT została uruchomiona w grupie W. Gawlika na Uniwersytecie Jagiellońskim [5,6]. Pułapki MOT w różnych modyfikacjach (np. z "cieniem" w centrum [7], dwuwymiarowa [8,9], pułapkująca jednocześnie dwa różne pierwiastki [10,11] lub dwa izotopy tego samego pierwiastka [12]) stały się standardowym narzędziem badawczym w spektroskopii [13,14]. Używane są także do wstępnego chłodzenia atomów przy wytwarzaniu kondensatu Bosego-Einsteina [15-17].

Rozważmy jednowymiarowy model pułapki magneto-optycznej, gdzie chłodzenie i pułapkowanie zachodzi wzdłuż osi z (Rys. 1.4) Pole magnetyczne w pułapce wytwarzane przez cewki zmienia się liniowo wzdłuż osi z ze zmianą znaku na przeciwny w centrum pułapki. Wiązki laserowe są spolaryzowane kołowo, jedna prawo, a druga lewoskrętnie (s^+ i s^-). Skrętności są zaznaczone zgodnie z dodatnim kierunkiem osi z związanej z układem laboratoryjnym.

Pole magnetyczne znosi degenerację poziomów magnetycznych atomu (efekt Zeemana). A zatem stany F rozszczepiają się na podpoziomy, których energia zależy od magnetycznej liczby kwantowej m_F . Ich liczba, czyli krotność stanu F , wynosi $(2F + 1)$.

* Przestrajanie zapewniało spełnianie warunku (1.2) w miarę zmniejszania się prędkości atomów wiązki.



Rys. 1.4 Jednowymiarowy model pułapki MOT

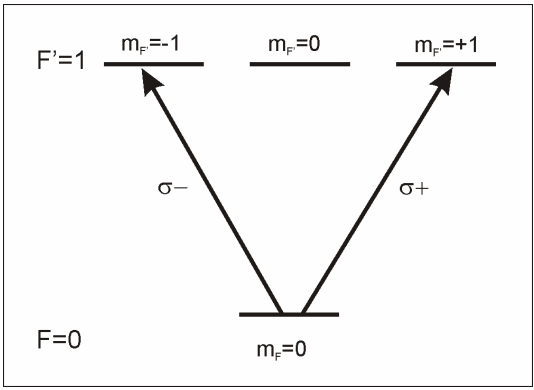
Przesunięcie podpoziomów magnetycznych w skali energii jest proporcjonalne do przyłożonego pola magnetycznego i opisane wzorem:

$$\Delta E_{m_F} = g_F m_B B m_F, \quad (m_F = 0, \pm 1, \dots, \pm F), \quad (1.9)$$

gdzie:

- g_F – czynnik Landego
- m_B – magneton Bohra
- B – natężenie pola magnetycznego.

Światło o polaryzacji σ^+ prowadzi do przejść ze zmianą liczby kwantowej $\Delta m_F = +1$. Natomiast światło spolaryzowane σ^- wywołuje przejścia z $\Delta m_F = -1$, co przedstawiono na prostym przykładzie na Rys. 1.5.



Rys. 1.5 Selektywna absorpcja kołowo spolaryzowanego światła.

W polu magnetycznym z gradientem, jak na Rys. 1.6, odstęp pomiędzy podpoziomami zeemanowskimi zmienia się również liniowo wzdłuż osi z . Rozważmy atom znajdujący się po lewej stronie układu współrzędnych (Rys. 1.6). Pole magnetyczne w tym obszarze ma wartość ujemną. Wiązka propagująca się z tego kierunku w stronę centrum pułapki ma polaryzację S^+ . Gdy spełniony jest warunek chłodzenia, zgodnie z którym częstość wiązki laserowej powinna być odstrojona w kierunku podczerwieni, to okazuje się, że przejścia pomiędzy poziomami $F=0$ i $F'=1$ wywoływane są głównie przez światło o polaryzacji S^+ . Wywołuje to przekaz pędu skierowany zgodnie z kierunkiem padania wiązki S^+ , czyli w stronę centrum pułapki. Przeciwbieżna wiązka S^- jest w tym obszarze na tyle odstrojona od rezonansu, że generowany przez nią przekaz pędu, wypychający atomy z centrum pułapki, jest stosunkowo niewielki. Analogiczna sytuacja dotyczy atomów znajdujących się po prawej stronie układu współrzędnych. Tutaj wiązka o polaryzacji S^- jest znacznie lepiej dostrojona do przejścia rezonansowego, niż wiązka S^+ , czego skutkiem jest przekaz pędu skierowany głównie zgodnie z kierunkiem propagacji wiązki S^- . Na atomy działają zatem dwie siły, które nie równoważą się poza środkiem pułapki a ich wypadkowa zawsze skierowana jest w stronę centrum pułapki.

Wprowadzenie oddziaływania atomu z polem magnetycznym modyfikuje równanie (1.6), opisujące siłę oddziaływania wiązki laserowej na atomy, do postaci:

$$F_{\pm} = \pm \frac{\hbar k g}{2} \frac{S}{1 + S + \left[\frac{2(d \pm |w_D| \pm \frac{m' B}{\hbar})}{g} \right]^2}, \quad (1.10)$$

gdzie: $m' = (g_e m_e - g_g m_g) m_B$ jest efektywnym momentem magnetycznym przejścia chłodzącego, g_e i g_g są czynnikami Landego stanu górnego (e) i dolnego (g), m_e i m_g są magnetycznymi liczbami kwantowymi, $w_D = -k v$ jest przesunięciem Dopplera.

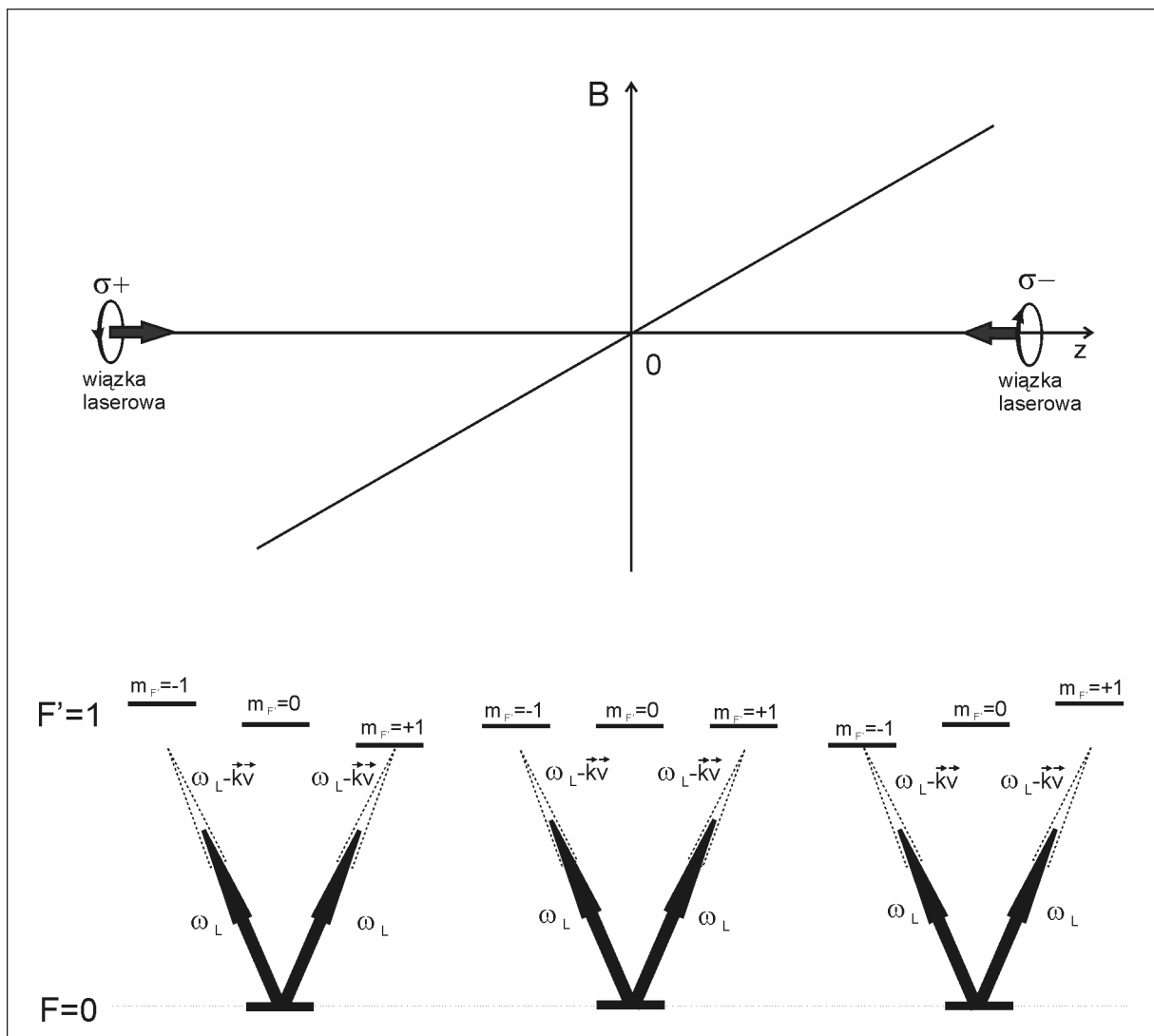
Jeżeli założymy, że przesunięcia: Dopplera $|w_D|$ i Zeemana $|w_Z| = m' B / \hbar$ są małe w porównaniu z odstrojeniem d , możemy siłę działającą na atomy wyrazić (por. równanie (1.8)):

$$F_{MOT} \cong -b \frac{\mathbf{r}}{v} - x \mathbf{r}, \quad (1.11)$$

gdzie, zależny od przesunięć Dopplera i Zeemana współczynnik tłumienia x wynosi:

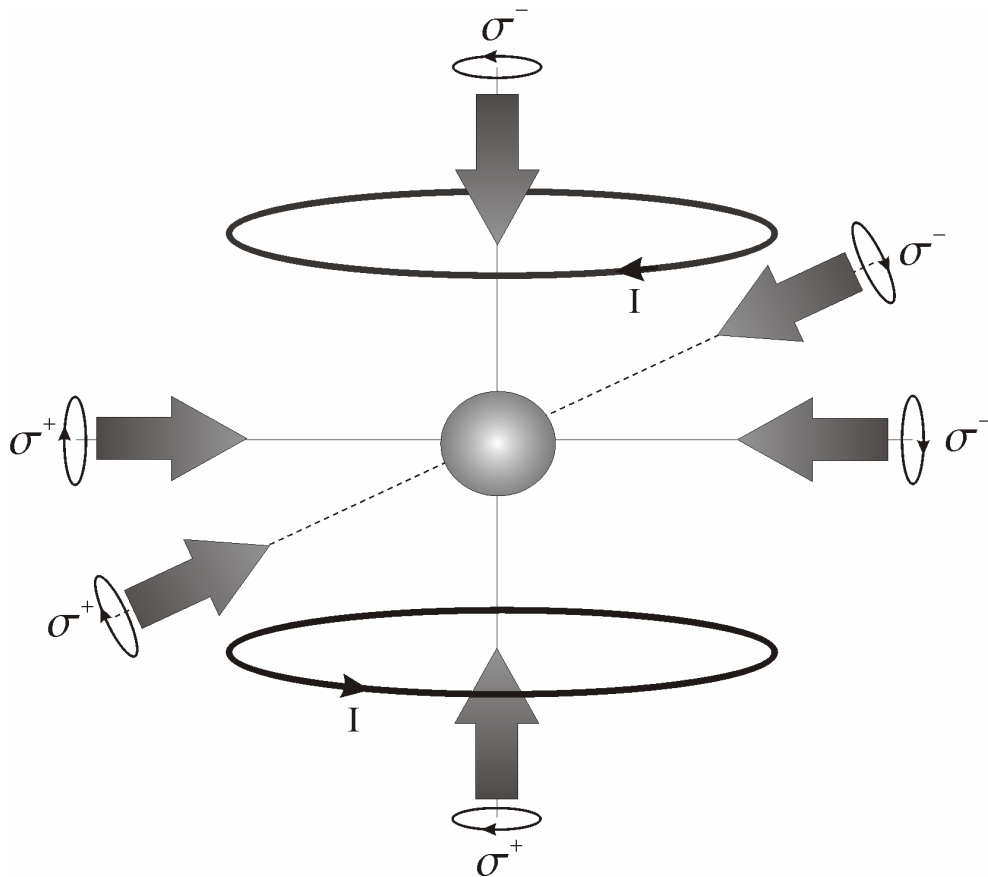
$$x = \frac{\partial B}{\partial z} \frac{m' b}{\hbar k} \quad (1.12)$$

Gradient pola magnetycznego $\frac{\partial B}{\partial z}$ w pułapkach MOT wynosi zwykle $10 \div 20$ Gs/cm.



Rys. 1.6 Rozszczenie poziomów zeemanowskich w jednowymiarowej pułapce magneto- optycznej o prostej strukturze poziomów. Czarne strzałki oznaczają częstość lasera; strzałkami przerywanymi oznaczono zmodyfikowaną częstość przez efekt Dopplera

Rzeczywista pułapka MOT jest uogólnieniem opisanego powyżej przypadku jednowymiarowego. Atomy oświetlane są trzema parami przeciwbieżnych wiązek, biegnących wzdłuż osi kartezjańskiego układu współrzędnych. Osiowo wzdłuż biegu jednej z wiązek umieszczone są dwie cewki, przez które płynie w przeciwnych kierunkach prąd wytwarzając pole magnetyczne o symetrii kwadрупolowej.



Rys. 1.7 Trójwymiarowy schemat pułapki magneto-ptycznej. Dużymi elipsami przedstawiono cewki wytwarzające gradient pola magnetycznego. Strzałkami natomiast, wiązki lasera chłodzącego o polaryzacji kołowej odpowiednio σ^+ i σ^- .

1.5 Temperatura graniczna chłodzenia dopplerowskiego

W §1.1 opisano mechanizm chłodzenia, z którego wynika, że atomy chłodzone są dzięki przekazowi pędu w procesie absorpcji fotonów. Natomiast, izotropowy charakter emisji spontanicznej nie zmienia średniej wartości pędu atomu. Z opisu takiego można wysnuć wniosek, że atomy bardzo szybko zostaną wyhamowane do zerowej prędkości, a ich temperatura będzie równa zero. Jednakże, średnia kwadratu pędu $\langle p^2 \rangle$ ulega zmianie podczas każdego aktu emisji spontanicznej. Fakt ten można opisać jako błędzenie w przestrzeni pędów z krokiem $\mathbf{h}k$.

Aby oszacować temperaturę zimnych atomów w stanie równowagi należy rozważyć szybkości procesów odpowiedzialnych za grzanie i chłodzenie atomów. Szybkość zmiany energii atomów pod wpływem chłodzenia opisujemy jako iloczyn siły hamującej F_{OM} (1.8) i prędkości n .

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{chłodzenie}} = F_{OM} \cdot n = -bn^2 \quad (1.13)$$

Jak powiedziano wyżej, za grzanie odpowiedzialna jest energia związana ze zmianą średniej wartości kwadratu pędu $\langle \mathbf{h}^2 k^2 \rangle$. Szybkość tych zmian jest proporcjonalna do szybkości aktów absorpcji i emisji spontanicznej. Szybkość tę dla jednej wiązki laserowej opisuje wzór (1.4). Jednakże, rozważając stan stacjonarny, zakładamy, że atomy poruszają się powoli ($|w_D| = \left| \frac{\mathbf{F} \cdot \mathbf{r}}{k\mathbf{n}} \right| \ll g$), możemy więc pominąć wpływ przesunięcia Dopplera na szybkość absorpcji Γ'_{SC} . Ponadto uwzględniamy, że w rozważanym tutaj układzie atomy oddziałują z sześcioma wiązkami. Zatem szybkość zmian $\langle \mathbf{h}^2 k^2 \rangle$ wynosi:

$$\frac{d}{dt} \langle \mathbf{h}^2 k^2 \rangle = \mathbf{h}^2 k^2 \Gamma'_{SC}, \quad (1.14)$$

gdzie:

$$\Gamma'_{SC} = 6 \frac{gS/2}{1 + S + [2d/g]^2}$$

Energia kinetyczna, jaką atom uzyskuje po każdym procesie absorpcji i emisji spontanicznej wynosi:

$$E_K = \frac{\langle p^2 \rangle}{M}. \quad (1.15)$$

Szybkość jej zmian opiszemy więc jako:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{grzanie}} = \frac{1}{M} \frac{d}{dt} \langle \mathbf{h}^2 k^2 \rangle = \frac{1}{M} \mathbf{h}^2 k^2 \Gamma'_{SC}. \quad (1.16)$$

W stanie równowagi zakładamy równą szybkość procesów chłodzenia i grzania

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{chłodzenie}} = \left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{grzanie}} \quad (1.17)$$

Po podstawieniu równań (1.13) i (1.16) do (1.17) możemy wyznaczyć kwadrat prędkości n^2 ochłodzonych atomów:

$$n^2 = \frac{1}{b} \frac{1}{M} \mathbf{h}^2 k^2 \Gamma'_{SC} = \frac{3\mathbf{h}g^2(1+S+4d^2/g^2)}{8Md}. \quad (1.18)$$

Korzystając z zasady ekwipartycji energii dla cząstek jednoatomowych:

$$\frac{3}{2} k_B T = \frac{1}{2} M n^2, \quad (1.19)$$

wyznaczamy temperaturę atomów:

$$T = \frac{Mv^2}{3k_B} = \frac{\mathbf{h}g^2(1+S+4\frac{d^2}{g^2})}{8k_B d}. \quad (1.20)$$

Otrzymaliśmy równanie opisujące temperaturę atomów w melasie optycznej. Ponieważ interesuje nas najniższa możliwa do osiągnięcia temperatura, zróżniczkujemy to równanie względem d i poszukamy wartości d_{opt} gwarantującej najniższą temperaturę, rozwiązując poniższe równanie:

$$\frac{dT}{dd} = \frac{\mathbf{h}((1+S)g^2 - 4d^2)}{8k_B d^2} = 0, \quad (1.21)$$

stąd

$$d_{opt} = \pm \frac{1}{2} \sqrt{g^2 + Sg^2}. \quad (1.22)$$

Zakładając małe natężenia wiązek $S = I/I_0 \ll 1$ i pamiętając, że siłę hamującą atomy uzyskujemy dla odstrojenia częstości ku czerwieni ($d < 0$) otrzymujemy ostatecznie:

$$d_{opt} = -\frac{1}{2}g. \quad (1.23)$$

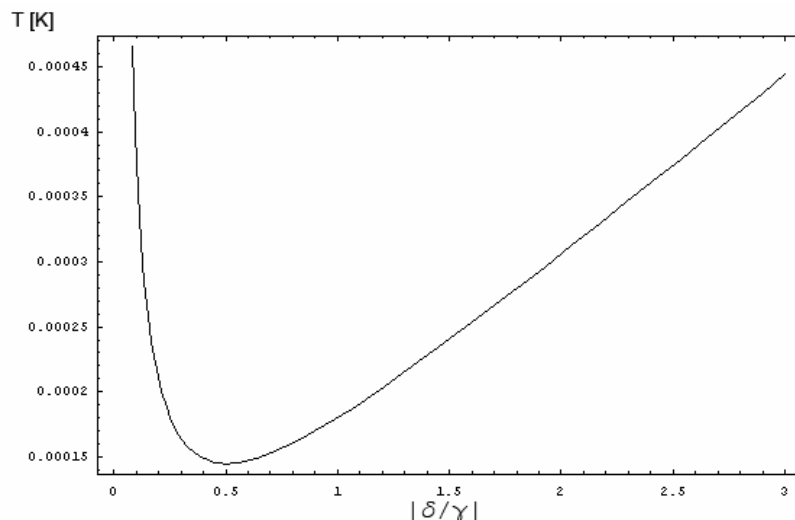
Po podstawieniu do (1.20) otrzymujemy:

$$T = \frac{\mathbf{h}g(2+s)}{4k_B}. \quad (1.24)$$

Gdy uwzględnimy warunek małych natężeń wiązek otrzymamy wyrażenie na minimalną temperaturę ochłodzonej dopplerowsko melasy:

$$T_D \cong \frac{\mathbf{h} \cdot g}{2k_B}. \quad (1.25)$$

Otrzymana zależność dobrze przybliża minimalną temperaturę atomów w MOT. Należy zauważyć, że jedynym parametrem (w przybliżeniu małych natężeń) wpływającym na temperaturę jest odwrotność czasu życia poziomu użytego do chłodzenia atomów. Na Rys.1.8 przedstawiono zależność temperatury chłodzonych atomów ^{85}Rb w pułapce MOT (analogicznej do zbudowanej w ramach niniejszej pracy) od odstrojenia d . Najniższa możliwa do uzyskania temperatura wynosi $143 \mu\text{K}$ przy odstrojeniu częstości lasera chłodzącego od rezonansu o $g/2$ ($\sim 3 \text{ MHz}$). W literaturze rozważane są przykłady chłodzenia dopplerowskiego na bardzo wąskich spektralnie przejściach, również o specjalnie dostrajanej szerokości [18], aby przesunąć granicę chłodzenia dopplerowskiego do ostatecznego limitu związanego z energią odrzutu fotonowego (równanie 1.27).



Rys. 1.8 Zależność temperatury atomów ^{85}Rb w pułapce MOT od odstrojenia wiązki chłodzącej obliczona na podstawie równania (1.20) Widoczne jest minimum $T = 143 \mu\text{K}$ przy odstrojeniu $d = 1/2 \cdot g$

1.6 Chłodzenie z gradientem polaryzacji

Jedną z metod, która umożliwia ochłodzenie atomów poniżej temperatury granicznej, wprowadzonej w poprzednim podrozdziale, jest tzw. chłodzenie z gradientem polaryzacji (zwane również chłodzeniem Syzyfa). Model tego chłodzenia opracowano, aby wyjaśnić przyczynę uzyskiwania w pułapkach MOT atomów o temperaturze niższej od T_D [19].

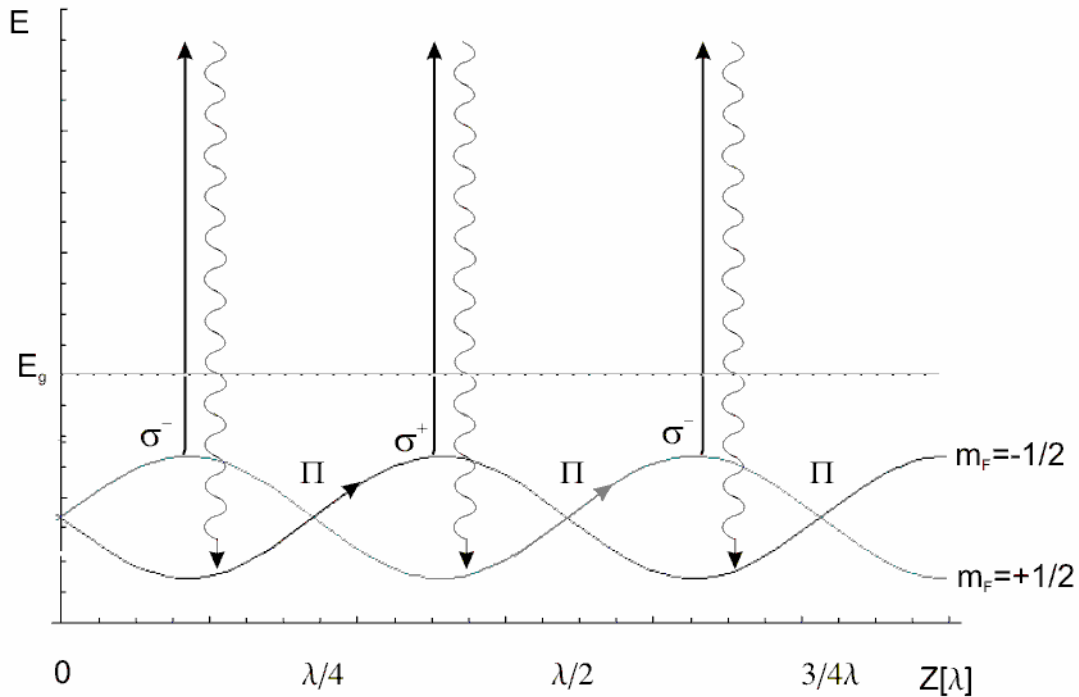
Jeżeli dwie wiązki laserowe o jednakowych częstościach i liniowych, wzajemnie prostopadłych, polaryzacjach skierujemy przeciwbieżnie, to wzdłuż osi propagacji wiązek wytworzy się bardzo silny gradient polaryzacji. Na dystansie $l/2$ polaryzacja zmienia się od polaryzacji liniowej 0° , przez: s^- , liniową 90° , s^+ do liniowej 180° . Struktura podpoziomów magnetycznych atomu poruszającego się w polu opisanego gradientu polaryzacji, wytworzonego przez wiązki o rezonansowej częstości, zostaje zmodyfikowana. Pole elektryczne światła na skutek dynamicznego efektu Starka przesuwa podpoziomy magnetyczny stan podstawowy. Przesunięcie to opisane jest wzorem [20]:

$$\Delta E = \frac{\mathbf{h} \cdot \mathbf{d} \cdot C_{ge}^2 \cdot S}{1 + (2d/g)^2} \quad (1.26)$$

gdzie S , podobnie jak wcześniej, jest stosunkiem natężenia wiązki do natężenia w nasyceniu, a C_{ge} jest współczynnikiem Clebscha-Gordana opisującym sprzężenie atomu ze światłem.

Rozważmy układ poziomów analogiczny do tego, który używany jest do chłodzenia atomów ^{85}Rb w zbudowanej pułapce MOT, tzn. przejście pomiędzy stanem podstawowym o $J_g = 1/2$ i wzbudzonym $J_e = 3/2$. Zakładamy, że wiązki laserowe odstrojone są ku czerwieni: $\delta < 0$. Wówczas ze wzoru (1.26) wynika, że podpoziomy magnetyczne zostaną przesunięte w kierunku niższych energii. Przesunięcia te będą zależały od polaryzacji w danym miejscu przestrzeni, ponieważ współczynniki C_{ge} zależą od polaryzacji. Dodatkowo, podpoziomy $m_F = 1/2$ i $m_F = -1/2$, zostaną przesunięte niejednakowo ze względu na różne współczynniki C_{ge} dla kołowych polaryzacji wiązek. Na Rys. 1.9 przedstawiono przebieg zmienności energii podpoziomów magnetycznych powstający, podczas przemieszczania się atomu wzdłuż osi wiązek. Widać, że energia podpoziomów zmienia się sinusoidalnie, z przesunięciem fazowym o π . Podpoziomy przecinają się w miejscach gdzie polaryzacja światła jest liniowa, ponieważ dla tej polaryzacji ich kwadraty współczynników Clebscha-Gordana są identyczne, C_{ge}^2

= 100. Natomiast, dla polaryzacji s^+ współczynnik C_{ge}^2 podpoziomu o $m_F = 1/2$ jest trzykrotnie większy niż współczynnika podpoziomu o $m_F = -1/2$ (150:50). W obszarach występowania polaryzacji s^- zależność pomiędzy współczynnikami C_{ge}^2 tych podpoziomów jest odwrócona.



Rys. 1.9 Energia poziomu podstawowego atomu i rozkład polaryzacji światła w polu dwóch przeciwbieżnych wiązek o liniowych, prostopadłych polaryzacjach. Linia przerywaną zaznaczono neutralne położenie (E_g) poziomu podstawowego (bez pola elektromagnetycznego).

Ruch atomu wzdłuż osi wiązek, będzie zatem odbywał się w polu periodycznie zmiennego potencjału. Energia potencjalna atomu wspinającego się na wzniesienie potencjału będzie rosła kosztem energii kinetycznej. Na szczycie potencjału, dla $z = l/8$, atom zostanie wzbudzony do stanu górnego $m_F = -1/2$ ($\Delta m_F = -1$) przez światło o polaryzacji s^- . W wyniku emisji spontanicznej, atom powróci do stanu $m_F = +1/2$ i rozpocznie kosztem energii kinetycznej kolejną wspinaczkę, by na szczycie potencjału (dla $z = 3/8l$) zostać ponownie wzbudzonym, tym razem, przez światło o polaryzacji s^+ . Ruch atomu, odbywa się w opisany powyżej sposób do momentu, gdy energia kinetyczna atomu jest na tyle mała, że nie pozwala mu na dotarcie do kolejnego maksimum potencjału. Energia atomu w tym procesie jest rozpraszana przez emitowane spontanicznie fotony, których częstość jest większa niż fotonów absorbowanych z wiązek laserowych: $w_{spon} = w_{las} + |E_{m_F=1/2} - E_{m_F=-1/2}| / \hbar$.

Chłodzenie z gradientem polaryzacji zachodzi dla wstępnie ochłodzonych (spowolnionych) atomów. Wówczas możliwe jest dopasowanie czasu przelotu atomu przez periodyczny potencjał do czasu potrzebnego na przepompowanie obsadzenia pomiędzy stanami $m_F = \pm 1/2$. Ten mechanizm chłodzenia umożliwia osiągnięcie temperatury rzędu setek nK. Ograniczeniem staje się tutaj energia atomu, związana z pędem odrzutu wyemitowanego w skutek emisji spontanicznej ostatniego fotonu. Tak więc temperatura graniczna chłodzenia laserowego wynosi:

$$T_{\min} = \frac{\mathbf{h}^2 \cdot k^2}{2 \cdot M \cdot k_B} \quad (1.27)$$

Dla będących przedmiotem zainteresowania atomów ^{85}Rb , temperatura graniczna wynosi $T_{\min} = 185 \text{ nK}$.

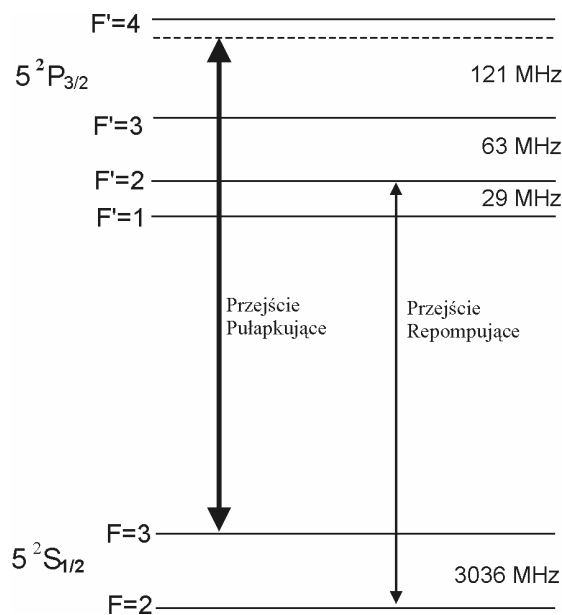
Rozdział 2. Budowa rubidowej pułapki MOT

W niniejszym rozdziale przedstawiono opis rubidowej pułapki MOT zbudowanej w Pracowni Fizyki Atomowej Instytutu Fizyki PAN [21]. Przygotowany w pułapce ośrodek złożony z zimnych atomów Rb był wykorzystywany w doświadczeniach omawianych w dalszych rozdziałach rozprawy, w szczególności w doświadczeniach poświęconych badaniu elektromagnetycznie wymuszonej przezroczystości.

Na wstępie zostanie przedstawiony schemat wybranych poziomów atomów rubidu oraz przejścia wykorzystywane w procesie ich chłodzenia (§2.1). Chociaż omawiana pułapka umożliwia selektywne chłodzenie obu naturalnie występujących izotopów rubidu tzn. ^{85}Rb oraz ^{87}Rb , w niniejszej rozprawie ograniczamy się do badań w środowisku ^{85}Rb , dlatego też dyskusja dotyczyć będzie tego tylko izotopu. W §2.2 przedstawiono schemat ideowy pułapki. Kolejne podrozdziały §2.3÷2.6 poświęcono opisowi laserów zastosowanych w układzie pułapki oraz laserów używanych do celów pomiarowych. Trzy z laserów zostały zbudowane w naszej pracowni. Opis zasady działania oraz budowę poszczególnych układów funkcjonalnych pułapki zamieszczono w §2.7, §2.8. Z kolei w §2.9 omówiono widmo spektroskopii nasyceniowej przejść $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2, 3, 4)$ dla ^{85}Rb . Widmo to służyło jako wzorzec częstości przy dostrajaniu częstości laserów do odpowiednich przejść w procesie chłodzenia (§2.10), a także w doświadczeniach wykonywanych z zimnymi atomami.

2.1 Schemat chłodzenia ^{85}Rb

Schemat poziomów atomowych rubidu ^{85}Rb wykorzystywanych w procesie chłodzenia przedstawiono na Rys. 2.1. Chłodzenie tego izotopu odbywa się poprzez wzbudzenie przejścia $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=4)$. Jest to tzw. przejście zamknięte, w takim znaczeniu, że zgodnie z regułami wyboru dla przejść dipolowych elektrycznych, atomy wzbudzone do stanu $5P_{3/2}(F'=4)$ mogą relaksować promieniście jedynie do stanu dolnego $5S_{1/2}(F=3)$. Przejścia zamknięte pozwalają uzyskać dużą wydajność wzbudzenia, a tym samym umożliwiają efektywne chłodzenie atomów.

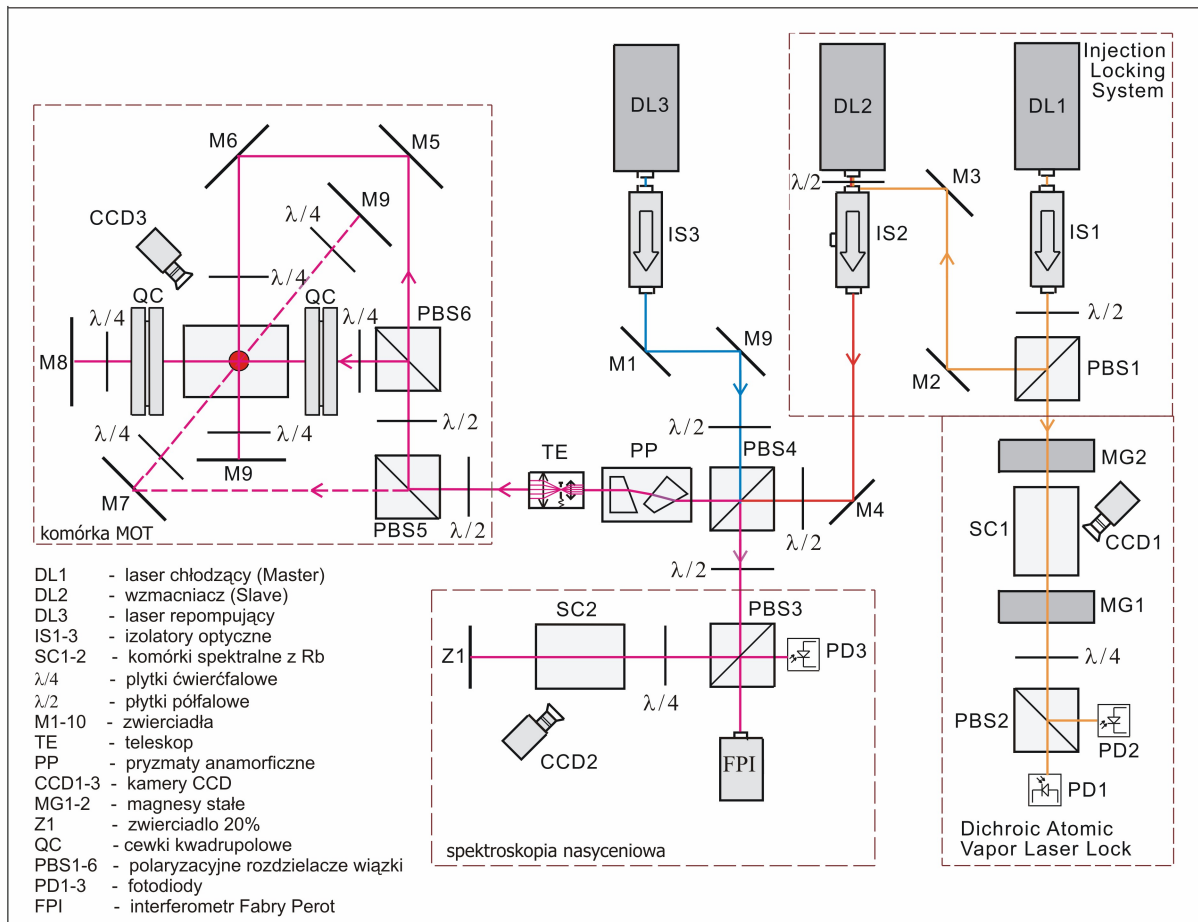


Rys. 2.1 Schemat poziomów struktury nadsubtelnej przejścia D_2 izotopu ^{85}Rb . Strzałkami zaznaczono przejścia wykorzystywane w procesie chłodzenia.

Istnieje jednak niezerowe prawdopodobieństwo obsadzenia innych składowych nadsubtelnych stanu $5P_{3/2}$ w wyniku nierezonansowego wzbudzenia lub zderzeniowego przekazu wzbudzenia. Z tego powodu część atomów może przejść promieniście do stanu $5S_{1/2}(F=2)$. Atomy zapełniające ten stan nie uczestniczą w procesie chłodzenia. Pomimo, że proces pompowania atomów do stanu $5S_{1/2}(F=2)$ wydaje się na pozór mało wydajny, to pułapka nie może pracować bez dodatkowej, tzw. repompującej, wiązki laserowej. Zadaniem tej wiązki jest przeniesienie atomów ze stanu $5S_{1/2}(F=2)$ do jednego ze stanów $5P_{3/2}(F'=2, 3)$, skąd atomy mogą przejść promieniście do składowej $5S_{1/2}(F=3)$ stanu podstawowego i w ten sposób powrócić do cyklu chłodzącego.

2.2 Schemat ideowy pułapki MOT

Schemat zbudowanej pułapki MOT przedstawiono na Rys. 2.2. Pułapkę skonstruowano w typowym układzie sześciowiązkowym. Sześć wiązek pułapkujących i sześć wiązek repompujących przecina się w centralnym obszarze wypełnionej parami rubidu komórki. Komórkę zaznaczono na rysunku jako prostokąt umieszczony pomiędzy dwiema cewkami QC. Cewki te wytwarzają pole magnetyczne o symetrii kwadrupolowej. Na schemacie pominięto cewki kompensujące pole ziemskie. W centrum obszaru przecięcia wiązek gromadzą się spowolnione i spułapkowane atomy.



Rys. 2.2 Schemat zbudowanej pułapki magneto-optycznej. Funkcje poszczególnych elementów i podukładów są opisane w kolejnych podrozdziałach.

Źródłem promieniowania chłodzącego atomy jest laser półprzewodnikowy z zewnętrzną komorą rezonansową DL1. Część mocy (~ 1 mW) wiązki tego lasera trafia do układu stabilizacji częstości DAVLL (por. §2.7), pozostałe 12 mW kierowane jest do wzmacniacza DL2. Wiązka opuszczająca wzmacniacz trafia do polaryzacyjnego rozdzielacza wiązek PBS4. Rozdzielacz ten spełnia w prezentowanym układzie szereg funkcji. Podstawową jest połączenie wiązki chłodzącej z wiązką repompującą, wytwarzaną przez laser DL3. Płytki $1/2$ ustawione przed PBS4, poprzez obrót płaszczyzny polaryzacji wiązek, umożliwiają regulację natężenia wiązek trafiających do pułapki. Pozostała, niewielka część mocy jest dzielona pomiędzy układ spektroskopii nasyceniowej oraz skaningowy interferometr Fabry-Perot. Należy zwrócić uwagę, że układ spektroskopii nasyceniowej usytuowano tak, aby mógł on być wykorzystany do kontroli częstości obu wiązek. Choć położenie elementów tego układu zoptymalizowano dla toru wiązki chłodzącej, to w przypadku, gdy częstości laserów nie są modulowane, układ ten umożliwia dostrajanie częstości obu laserów jednocześnie. Połączone wiązki chłodząca i repompująca trafiają na

parę pryzmatów anamorficzných, których zadaniem jest zmiana eliptycznego (2 x 5 mm) przekroju poprzecznego wiązek na kołowy (o średnicy 5 mm). Tak przygotowane wiązki przechodzą przez zbudowany z dwóch soczewek teleskop, co zwiększa ich średnicę do 16 mm. W ognisku teleskopu ustawiono sterowany elektronicznie przerywacz wiązki (*beam shutter*) umożliwiający wyłączanie wiązek laserowych. Następnie wiązki są podzielone dwukrotnie za pomocą rozdzielaczy PBS5 i PBS6. Otrzymuje się w ten sposób trzy dwukolorowe wiązki (każda z 3 wiązek składa się z wiązki chłodzącej i repompującej), które są kierowane do pułapki. Trzy pozostałe, przeciwbieżne do nich pary wiązek, konieczne do funkcjonowania pułapki, otrzymywane są przez zawrócenie światła, które przebiegło komórkę, poprzez odbicie od zwierciadeł: M8, M9 lub M10. Polaryzacje liniowe wiązek są zamieniane na odpowiednie polaryzacje kołowe przez sześć płytek ćwierć-falowych oznaczonych na schemacie jako $\lambda/4$. Tor wiązek przebiegających poza płaszczyzną rysunku symbolizują linie przerywane (nie wszystkie zwierciadła zaznaczono na schemacie). Zwierciadła M7 i M9 znajdują się odpowiednio nad i pod komórką.

2.3 Półprzewodnikowe diody laserowe

Lasery diodowe stały się bardzo popularnym narzędziem badawczym w fizyce atomowej. Przyczynia się do tego dostępność diod w coraz szerszym zakresie nominalnych długościach fali, coraz wyższa ich moc oraz czas bezawaryjnej pracy, a także, stosunkowo niskie koszty zakupu i eksploatacji. W skomplikowanych układach optycznych, gdzie jednocześnie pracuje wiele laserów, nie bez znaczenia pozostają też ich małe rozmiary. Lasery diodowe charakteryzują się także wysoką (ok. 40 %) sprawnością energetyczną.

Podstawowym czynnikiem warunkującym działanie lasera diodowego jest prąd płynący przez strukturę półprzewodnika. W charakterystyce zależności mocy promieniowania od prądu płynącego przez złącze, możemy wyróżnić dwa obszary. Początkowo laser świeci niekoherentnym światłem o właściwościach spektralnych diody LED. Po przekroczeniu prądu progowego, charakterystyka staje się liniowa, a generowane przez laser promieniowanie charakteryzuje się spójnością i strukturą modową. We wszystkich wykorzystywanych w tej pracy laserach zastosowano nominalnie jednodomowe diody laserowe (tzn. generujące pojedynczy podłużny mod w szerokim zakresie mocy) i o takich diodach laserowych będzie tu przeważnie mowa.

Częstość promieniowania generowanego przez laser diodowy zależy od wielu czynników. Jednym z nich jest natężenie prądu płynącego przez złącze. Wzrost natężenia powoduje zmniejszenie częstości (zwiększenie długości) promieniowania. Wartość współczynnika proporcjonalności dla zmian częstości generacji w funkcji prądu, dla stosowanych tu diod $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ wynosi około -3 GHz/mA . Drugim istotnym czynnikiem warunkującym częstość promieniowania jest temperatura struktury półprzewodnikowej. Zmiany częstości są odwrotnie proporcjonalna do temperatury (25 GHz/K). Lasery diodowe można przestrajać również, przez zmianę ciśnienia wywieranego na strukturę. Osiągane są w ten sposób, bardzo szerokie zakresy strojenia $\Delta\lambda \approx 200 \text{ nm}$ przy ciśnieniach rzędu 2 GPa , jednakże związane z tym trudności techniczne powodują, że w praktyce takie strojenie jest rzadko stosowane.

Łatwość przestrajania laserów diodowych poprzez zmianę prądu i temperatury niesie za sobą również skutki uboczne. Zapewnienie stabilnej pracy lasera wymaga precyzyjnej kontroli obu tych parametrów. Stosuje się, więc specjalnie zaprojektowane do tego celu układy elektroniczne. W omawianym układzie pułapki trzy lasery diodowe odpowiedzialne za chłodzenie atomów kontrolowane są przez modułowy system kontrolerów firmy Toptica. Zastosowane w nim zasilacze prądowe zapewniają stabilność prądu na poziomie $1 \mu\text{A}$, a kontrolery temperatury stabilizują temperaturę z dokładnością $\pm 1 \text{ mK}$. Natomiast kolejne dwa zestawy użyte w układzie pomiarowym, zostały zaprojektowane i zbudowane przez autora niniejszej rozprawy, a ich opisy zamieszczono w Rozdz. 6.

2.4 Laser z zewnętrzną komorą rezonansową

Do celów precyzyjnej spektroskopii stosuje się także dodatkowe metody strojenia, np. konstrukcję z zewnętrzną komorą rezonansową z siatką dyfrakcyjną w układzie Littrowa. Taki układ wykorzystany jest zarówno w konstrukcjach komercyjnych (Toptica), jak i laserach skonstruowanych do celów niniejszej pracy (por. §2.5 i §2.6). Siatka dyfrakcyjna w układzie Littrowa działa jak selektywny filtr-reflektor zawracający w kierunku źródła wiązkę o długościach fali λ padającą pod kątem q_{Littrow} , o ile spełniona jest zależność:

$$2d \sin q_{\text{Littrow}} = m\lambda, \quad (2.1)$$

gdzie: d jest stałą siatki, a $m = 1$ jest rzędem dyfrakcji.

Zastosowanie takiego selektywnego filtra znacząco ogranicza szerokość (w skali częstości) krzywej wzmocnienia rezonatora. Przemieszczenie siatki pozwala na przesuwanie częstości centralnej zawężonego profilu wzmocnienia, a w konsekwencji przestrajanie lasera. Siatkę ustawia się tak, aby promieniowanie ugięte w pierwszym rzędzie dyfrakcji było zawracane z powrotem do diody. W ten sposób powstaje rezonator pomiędzy tylną, napyłoną powierzchnią kryształu a siatką dyfrakcyjną. Rząd zerowy siatki stanowi wiązkę wyjściową lasera. Stosując zewnętrzny rezonator wykorzystujący jako element dyspersyjny siatkę dyfrakcyjną można uzyskać:

- większy zakres strojenia lasera, wymuszając pracę na częstościach, na których nominalnie nie wystąpiłaby akcja laserowa,
- pracę jednomodową w laserze wielomodowym,
- zawężenie linii laserowej, z kilkudziesięciu MHz w pracy swobodnej, do poniżej 1 MHz.

Laser diodowy z zewnętrznym rezonatorem nosi w literaturze angielskiej nazwę ECDL (od: *External Cavity Diode Laser*)

2.5 Lasery chłodzące

W układzie pułapki używane są trzy lasery ECDL. Po kilku awariach diod pochodzących od różnych producentów, ostatecznie wszystkie lasery wyposażono w diody DL-7140-201 firmy Sanyo o mocy maksymalnej 80 mW. Dwa z laserów zakupiono specjalnie do układu pułapki (DL1 i DL3). Są to konstrukcje firmy Toptica. Trzeci skonstruowano wcześniej w naszym zespole przy współudziale autora niniejszej pracy. Był on uprzednio wykorzystywany w badaniach spektroskopowych [21,22]. Podobnie, jak inne omawiane lasery, także i ten był konstrukcją z zewnętrznym rezonatorem wykorzystującym siatkę dyfrakcyjną w układzie Littrowa (§2.4). Do celów budowanej pułapki został on przekonstruowany na wzmacniacz (DL2) a siatka dyfrakcyjna została usunięta. Ponadto, element chłodzący Peltiera i chłodnica wodna zostały przeniesione z górnej części głowicy laserowej na dół, stając się podstawą całej konstrukcji. Dzięki tej modyfikacji ciepło z elementu Peltiera odprowadzane jest przez chłodnicę do aluminiowego blatu stołu optycznego, co przy chłodzeniu diody do temperatur rzędu 15 °C, umożliwia pracę bez konieczności przepływu wody przez chłodnicę.

2.6 Lasery pomiarowe

Funkcję laserów pomiarowych spełniały dwa lasery diodowe ECDL. Lasery te zostały całkowicie zaprojektowane i wykonane w naszej pracowni z udziałem autora rozprawy. Ich konstrukcja nawiązuje do rozwiązań opisanych w pracach [23-25]. Budowę lasera przedstawiono została na Rys 2.3. Podstawowe elementy konstrukcyjne wykonano z mosiądzu. Każdy laser wyposażono w aluminiową chłodnicę wodną, która jednocześnie (podobnie jak we wzmacniaczu, a także w laserach firmy TOPTICA) stanowi podstawę całej konstrukcji. Zadaniem chłodnicy jest odbieranie ciepła z elementu termoelektrycznego Peltiera, który służy do chłodzenia (ew. podgrzewania) głowicy laserowej. Zastosowany element Peltiera typu: TEC1-12710 o mocy maksymalnej 89 W, ma kształt prostopadłościanu o wymiarach: 40 x 40 x 3 mm³. Temperatura głowicy mierzona jest za pomocą półprzewodnikowego czujnika temperatury LM 35 [26], przetwarzającego temperaturę na napięcie z nachyleniem charakterystyki 10 mV / °C. Czujnik ten wklejono klejem termoprzewodzącym w wyfrezowany w głowicy otwór.

W konstrukcji zewnętrznego rezonatora wykorzystano siatkę dyfrakcyjną Thorlabs GR13-1850 pracującą w układzie Littrowa (§2.4). Przy wyborze siatki uwzględniono dwa podstawowe parametry: (i) stałą siatki d (lub jej odwrotność – liczbę rys / mm), która przy ustalonej długości fali λ determinuje kąt $q_{Littrowa}$ (por. równanie (2.1)). Zastosowana siatka posiada 1800 rys/mm, dzięki czemu, przy $\lambda = 780$ nm, uzyskano optymalną wartość kąta* $q_{Littrowa} = 89^\circ$; (ii) I_{blaze} - parametr ten jest związany z kształtem rys siatki i określa długości fali, dla której siatka ma największą wydajność w pierwszym rzędzie dyfrakcji w układzie Littrowa. Dla laserów ECDL wydajność ta, powinna wynosić 15 ÷ 25%[†], którą osiągnięto stosując siatkę o $I_{blaze} = 500$ nm.

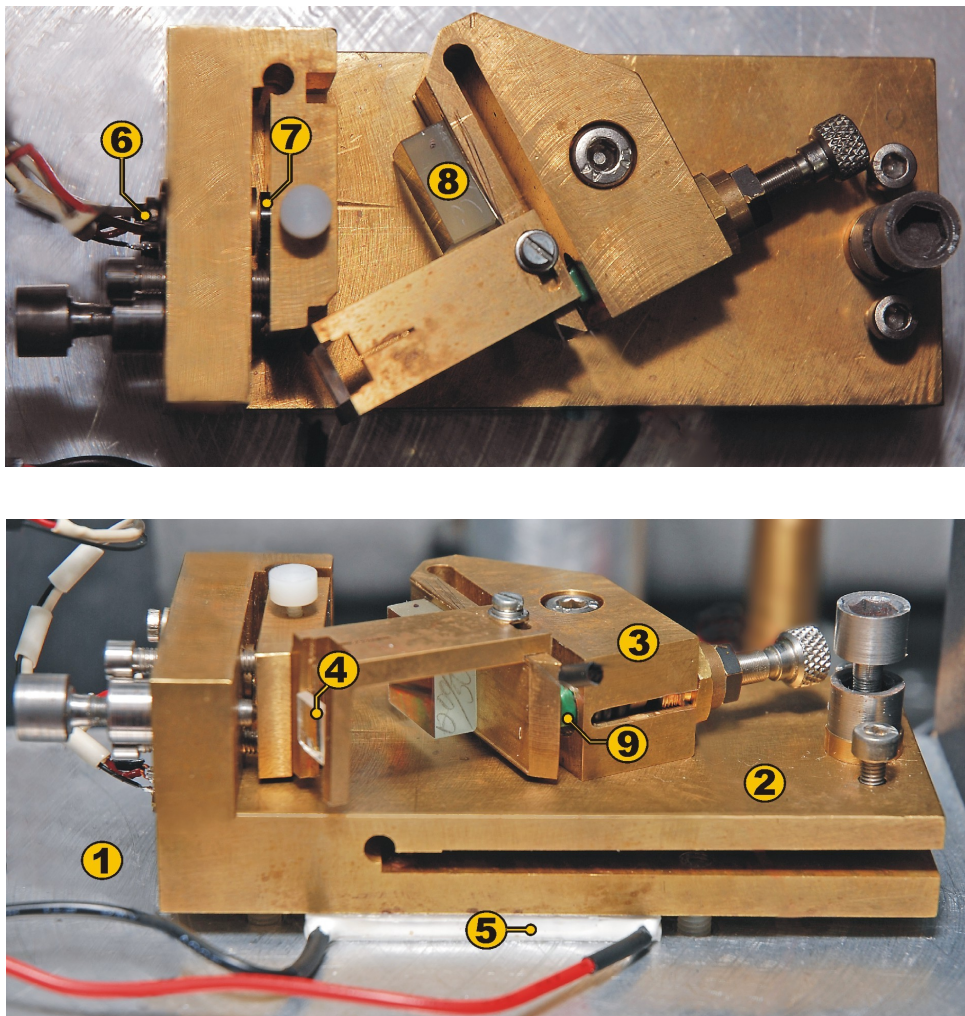
Siatka dyfrakcyjna umieszczona została na obrotowej podstawie, co umożliwia regulację jej wstępnego ustawienia względem wiązki laserowej. Część podstawy została odpowiednio nadcięta – odpowiednio wyfrezowano szczelinę umożliwiającą precyzyjne odchylenie powierzchni siatki przy pomocy śruby mikrometrycznej i elementu piezoelektrycznego (por. zdjęcia - Rys. 2.3). Wykorzystany został wielowarstwowy siłownik piezoelektryczny typu: PST 150/3.5/3.5/7sph firmy Piezomechanik GmbH, który posiada

* Kąt $2q$ jest kątem pomiędzy wiązką padającą na siatkę, a wiązką opuszczającą siatkę. Wartość tego kąta zbliżona do 90° pozwala na bezkolizyjne wyprowadzenie wiązki laserowej.

† Wydajność 15 ÷ 25 % pozwala na uzyskanie właściwego sprzężenia lasera z zawróconym przez siatkę promieniowaniem i jednocześnie otrzymanie wiązki wyjściowej o wystarczająco dużej mocy.

wysoki współczynnik zmiany długości w funkcji przyłożonego napięcia ($0,9\text{mm}/15\text{V}$), umożliwiając niskonapięciowe ($\pm 15\text{V}$) sterowanie położenia siatki dyfrakcyjnej. Aby zapewnić stały, niezależny od kąta obrotu siatki kierunek emitowanej wiązki, do odchylanej części podstawy siatki przymocowano, na sztywnym wysięgniku, lekkie zwierciadło dielektryczne ((4) na Rys. 2.3) o rozmiarach ok. $5 \times 5\text{ mm}^2$. Zwierciadło to wykonując obrót o ten sam kąt, o który obraca się siatka, zapobiega zmianie przestrzennej orientacji wiązki wyjściowej [27].

Konstrukcja opatrzona została wieloma śrubami mikrometrycznymi umożliwiającymi korekcję geometrii optyki lasera. W celu odizolowania termicznego i akustycznego od otoczenia, laser umieszczono w szczelnej aluminiowej obudowie.



Rys. 2.3 Budowa skonstruowanego lasera ECDL; 1 – chłodnica wodna, 2 – uchylna podstawa, 3 – uchwyt siatki dyfrakcyjnej, 4 – zwierciadło dielektryczne, 5 – element Peltiera, 6 – dioda laserowa, 7 – kolimator (Optima Precision 336-1027, $f = 4,5\text{ mm}$, $NA = 0,48$), 8 – siatka dyfrakcyjna, 9 – siłownik piezoelektryczny.

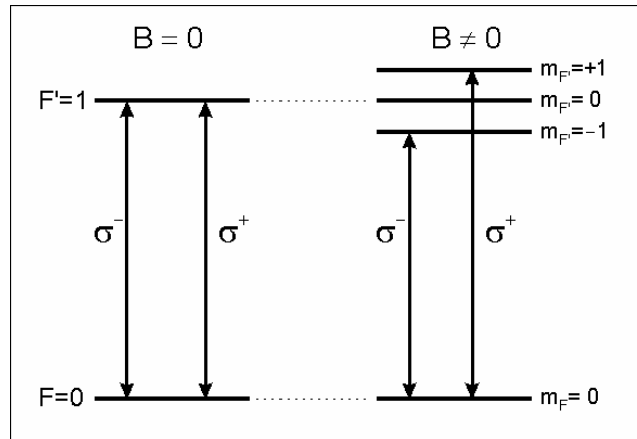
2.7 Układ stabilizacji częstości DAVLL

Częstość generacji lasera półprzewodnikowego silnie zależy od wielu parametrów (§2.3). Do stabilnej pracy pułapki MOT wymagana jest natomiast wysoka stabilność (~ 1 MHz) częstości lasera chłodzącego. Z tego powodu, bierny system kontroli polegający na utrzymywaniu stałego prądu i temperatury diody laserowej jest niewystarczający. Należało zastosować aktywną stabilizację polegającą na tym, że część wiązki jest kierowana do układu, w którym jej częstość porównywana jest ze wzorcem częstości optycznej, a otrzymany sygnał błędny służy do korekcji częstości lasera.

Jak pokazano wcześniej (§1.2) laser chłodzący winien być odstrojony ku podczerwieni od odpowiedniego rezonansu o około $(1 \div 2) \Gamma_n$, gdzie Γ_n jest szerokością naturalną przejścia. Dobrym rozwiązaniem byłoby wykorzystanie bezdopplerowskiej spektroskopii nasyceniowej (§2.9) i stabilizowanie lasera na częstości odpowiadającej jednemu z silnych rezonansów krzyżowych*, a następnie przesunięcie częstości lasera w pobliże odpowiedniego przejścia (chłodzącego) za pomocą modulatora akustooptycznego [5]. Jednakże, brak modulatora spowodował, że do stabilizacji częstości wybrano tzw. metodę DAVLL (*Dichroic Atomic Vapor Laser Lock*), która okazała się prostsza, a jednocześnie wystarczająca do naszych celów.

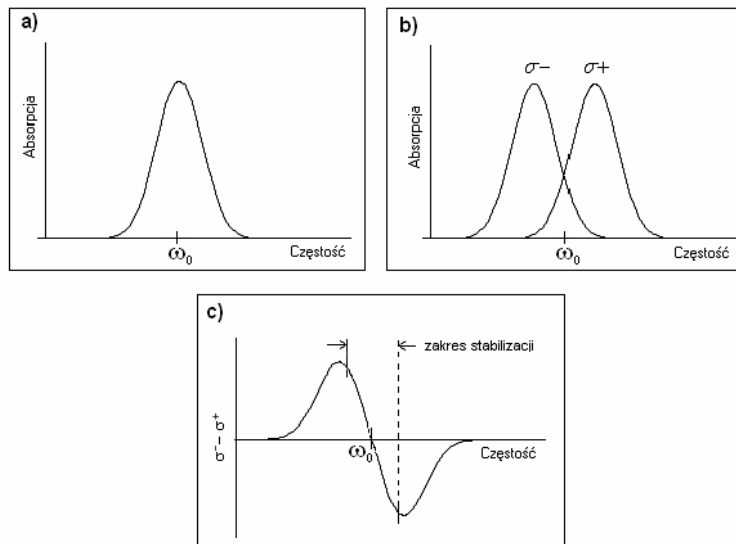
Częstością odniesienia w metodzie DAVLL, jest częstość absorpcyjnego przejścia rezonansowego poszerzonego dopplerowsko i rozszczepionego w wyniku zjawiska Zeemana. W omawianym układzie wykorzystano składową linię D_2 ^{85}Rb ($5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$), oznaczoną na Rys. 2.8 jako (b). Wyjaśnienie metody DAVLL przedstawiono na Rys. 2.4 dla prostego przykładu przejścia $F = 0 \rightarrow F' = 1$. W wyniku rozszczepienia podpoziomów m_F w polu B w widmie absorpcji powstają dwa dopplerowsko poszerzone maksima. Jedno z nich odpowiada absorpcji światła o polaryzacji S^- (przejście $\Delta m_F = -1$), a drugie, absorpcji światła o polaryzacji S^+ (przejście $\Delta m_F = +1$). Oba profile przedstawiono na Rys. 2.5b.

* Do stabilizacji można też stosować metodę DFDL (*DopplerFree Dichroic Lock*) [28].



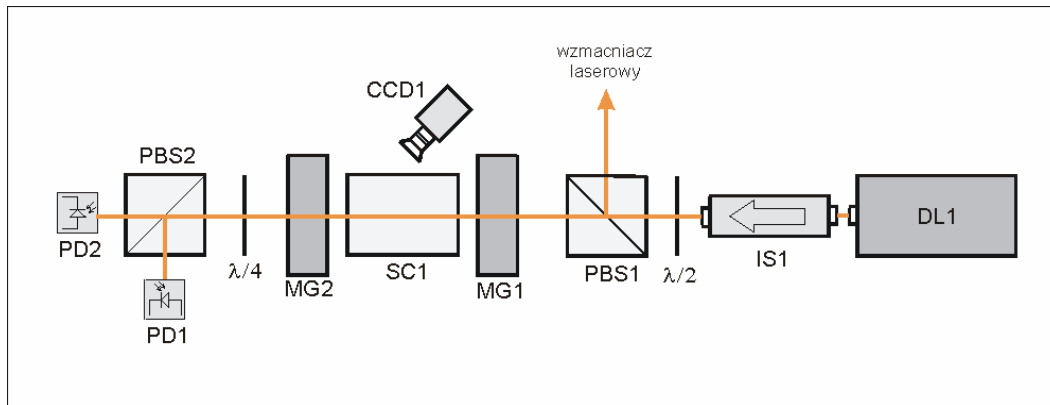
Rys. 2.4 Przykład rozszczepienia składowych widma w polu magnetycznym B na prostym przykładzie przejścia $F=0 \rightarrow F'=1$. Widać, że w polu magnetycznym linie absorpcyjne dla polaryzacji s^+ ($\Delta m_F = +1$) i s^- ($\Delta m_F = -1$) rozdzielają się (efekt dichroizmu).

Jeżeli zarejestrujemy je niezależnie i odejmiemy od siebie, to otrzymamy przedstawiony na Rys. 2.5c silnie zależny od częstotliwości (w obszarze centralnym) sygnał, który doskonale nadaje się do stabilizacji i przestrajania lasera. Wykorzystywana w układzie liniowo spolaryzowana wiązka jest złożeniem dwóch wiązek o jednakowych natężeniach i przeciwnych polaryzacjach kołowych s^+ i s^- . Rozdzielenie sygnałów odpowiadających odpowiednim polaryzacjiom odbywa się w układzie detekcji.



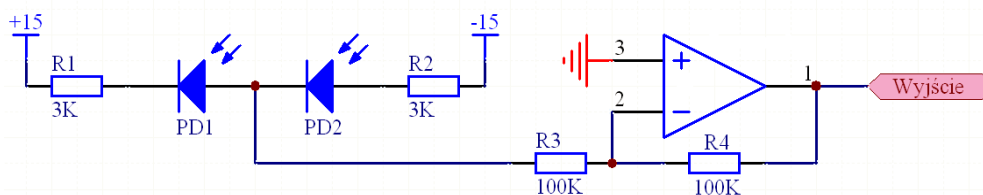
Rys. 2.5 Wykresy ilustrujące zasadę działania układu stabilizacji DAVLL. a) Widmo absorpcji bez pola magnetycznego, b) rozdzielone w polu magnetycznym rezonanse absorpcyjne wywołane wiązkami o polaryzacjach s^+ i s^- , c) widmo różnicowe (różnica rezonansów absorpcyjnych dla polaryzacji s^+ i s^- z rysunku b).

Zauważmy, że w przypadku ^{85}Rb , sygnał odpowiadający rezonansowi, przedstawionemu na Rys. 2.5a, składa się z założonych na siebie profili dopplerowskich wszystkich trzech przejść do poziomów nadsubtelnych stanu górnego $5^2\text{S}_{1/2}(F=3) \rightarrow 5^2\text{P}_{3/2}(F'=2, 3, 4)$, tworząc wypadkowy profil o szerokości połówkowej ok. 0,7 GHz.

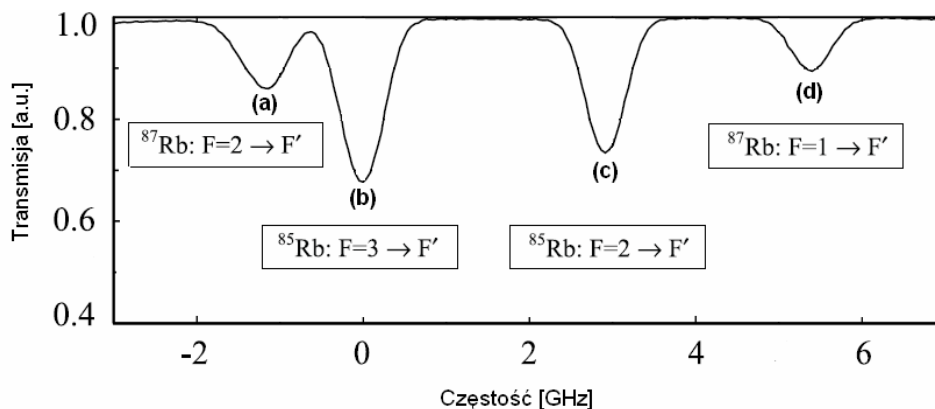


Rys. 2.6 Schemat optyczny układu stabilizacji częstości lasera opartego na efekcie Zeemana (DAVLL). DL1 – laser; IS1 – izolator; PBS1, PBS2 – polaryzacyjne rozdzielacze wiązek; MG1, MG2 – magnesy stałe; SC1 – komórka spektralna z rubidem; $I/2$ – płytką półfalowa; $I/4$ – płytką ćwierćfalowa; PD1, PD2 – fotodiody półprzewodnikowe; CCD1 – kamera CCD.

Zbudowany układ przedstawiono na Rys. 2.6. Jest on podobny do rozwiązań opisanych w artykułach [29-31]. Wiązka lasera pada na polaryzacyjny rozdzielacz wiązki PBS1. Kieruje on do układu stabilizacji niewielką (ok. 1 mW) jej część. Komórkę spektralną SC1 wypełnioną parami Rb umieszczono w polu magnetycznym wytwarzanym przez dwa stałe magnesy pierścieniowe. Magnesy te ustawiono tak, aby zapewnić możliwie najlepszą jednorodność pola w obszarze, w którym znajduje się komórka. Polaryzacyjny rozdzielacz wiązki PBS2 poprzedzony płytką $I/4$ umożliwia niezależną rejestrację rezonansów absorpcyjnych pochodzących od wiązek s^+ i s^- za pomocą fotodiod PD1 i PD2. Fotodiody były zasilane stałym napięciem. Połączono je w układzie różnicowym, tak jak przedstawia to Rys. 2.7.

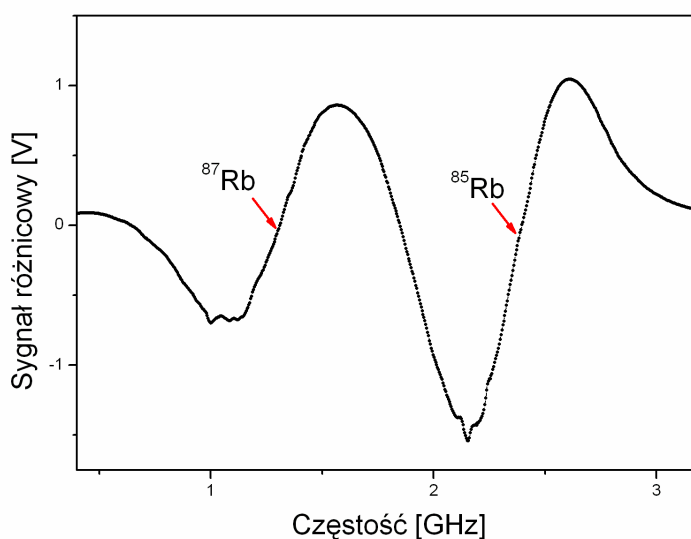


Rys 2.7 Schemat elektroniczny różnicowego układu detekcji światła laserowego zastosowany w opisywanym układzie DAVLL.



Rys. 2.8 Poszerzone dopplerowsko sygnały transmisji dla przejścia D2 w naturalnej mieszaninie par rubidu ^{85}Rb i ^{87}Rb w komórce spektralnej. Dla każdego izotopu zarejestrowano dwie linie rezonansowe, odległe o odpowiednią wartość rozczepienia struktury nadsubtelnej stanu podstawowego.

Na Rys. 2.9 przedstawiono zarejestrowany sygnał różnicowy pochodzący od linii absorpcyjnych (a) i (b) z Rys. 2.8 dla obu izotopów ^{85}Rb , ^{87}Rb , obecnych w komórce spektralnej SC1.



Rys. 2.9 Różnicowy sygnał z układu stabilizacji częstotliwości DAVLL lasera chłodzącego. Strzałkami zaznaczono położenia maksimum absorpcyjnych w zerowym polu magnetycznym odpowiadające liniom (a) i (b) z Rys. 2.8.

Przed uruchomieniem układu stabilizacji należało wstępnie dostroić laser do odpowiedniego rezonansu (był to rezonans (b) z Rys. 2.8). W tym celu jako detektor fluorescencji w podczerwieni użyto kamery CCD. Następnie laser odstrajano poza obszar rezonansu, aby wykalibrować układ fotodiod i wzmacniacza. Kalibracja polegała na rotacji

płytki $I/4$ tak, aby różnica napięć z fotodiod $U_{PD1} - U_{PD2} = 0$. Odpowiada to sytuacji, gdy obie składowe s^+ i s^- mają jednakowe natężenia. Po ponownym (manualnym) dostrojeniu lasera do maksimum profilu (b) (na Rys. 2.8), otrzymywano sygnał błędu bliski zeru. Włączenie układu stabilizacji sterującego położeniem siatki dyfrakcyjnej, dla którego sygnałem sterującym był sygnał różnicowy z układu DAVLL, powodowało precyzyjne dostrojenie lasera do częstości odpowiadającej centrum stromego profilu różnicowanego (por. Rys. 2.5c). Precyzyjne przestrajanie lasera w obszarze „zakres stabilizacji” dokonywano przez zmianę napięcia odniesienia, które porównywane z sygnałem różnicowym, generowało napięcie podawane na siatkę dyfrakcyjną.

Omówiona metoda umożliwia precyzyjne strojenie (w zakresie ok. 300 MHz) i stabilizację częstości na poziomie 1 MHz. Jednakże, nie pozwala na precyzyjne określenie bezwzględnej częstości lasera, dlatego równoległe z układem DAVLL używano układu kontroli częstości opartego na spektroskopii nasyceniowej. Pozwalał on wyznaczać na bieżąco częstość lasera chłodzącego, a w szczególności wielkość odstrojenia od częstości rezonansowej przejścia pułapkującego $F = 3 \rightarrow F' = 4$ (Rys. 2.1).

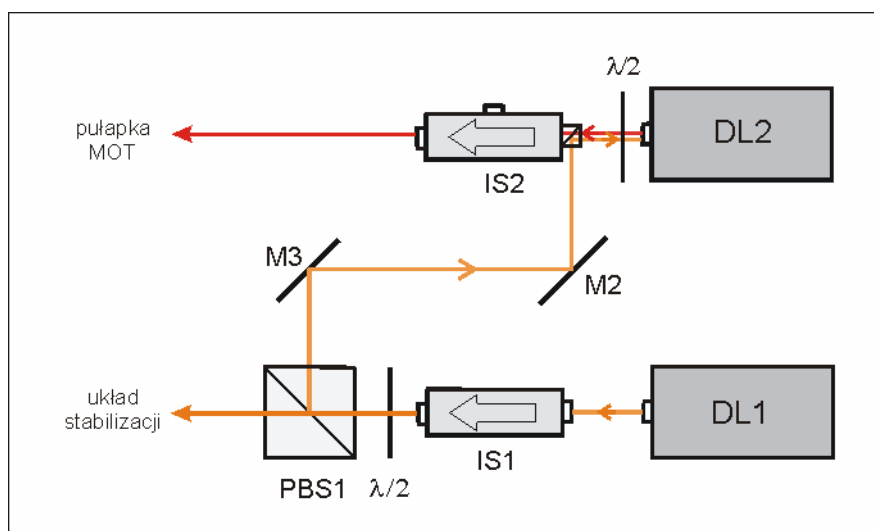
2.8 Diodowy wzmacniacz laserowy

Jak wspomniano w §2.5, funkcję wysoko-stabilnego lasera chłodzącego (pułapkującego) („Master”) spełniał jeden z dwóch laserów firmy Toptica (typu DL100) wykorzystujący diodę laserową DL-7140-201 o mocy $P_{\max} = 80$ mW. Jednakże, dla uzyskania stabilnej, jednomodowej pracy i przedłużenia czasu życia diody, należało pracować w znacznie poniżej najwyższych dopuszczalnych mocy diody. Ponadto zewnętrzna komora rezonansowa, izolator optyczny, a także (w niewielkim stopniu) dołączone układy aktywnej stabilizacji długości fali, znacznie obniżają dostępną moc promieniowania. Ostatecznie moc uzyskiwana z lasera Master wynosiła zaledwie ok. 12 mW. Aby uzyskać moc wystarczającą do chłodzenia i pułapkowania, zbudowano wzmacniacz laserowy.

Zasada działania tego wzmacniacza znana jest w literaturze jako „*injection locking*” (sprzęganie przez wstrzykiwanie). Wstrzykiwanie polega na wprowadzeniu wiązki jednomodowego lasera o stabilnej częstości i wąskiej linii, do lasera o dużej mocy, pracującego swobodnie na zbliżonej częstości. Taki układ laserów nazywany jest układem oscylator – wzmacniacz lub układem „*Master-Slave*”. W warunkach sprzężenia uzyskujemy

wiązkę laserową o częstotliwości i szerokości linii takiej, jaką posiada laser Master (wstrzykujący), oraz mocy, z jaką pracuje laser Slave (wzmacniacz) [32, 33].

Na Rys. 2.10. przedstawiono schemat uruchomionego układu wzmacniającego. Pierwszy z laserów, DL1 to oscylator (Master), laser (DL2) to zbudowany w naszym laboratorium wzmacniacz – Slave, oparty na takiej samej diodzie laserowej, co DL1. Generowane przez DL1 promieniowanie jest dzielone na polaryzacyjny rozdzielacz wiązki PBS1. O stopniu podziału decyduje ustawienie płytki falowej $\lambda/2$ umieszczonej przed rozdzielaczem PBS1. Obracając płaszczyznę polaryzacji wiązki, płytka $\lambda/2$ zmienia stosunek natężeń promieniowania dwóch wiązek opuszczających PBS1: biegnącej na wprost, o wektorze \vec{E}_p w płaszczyźnie rysunku i odbitej, o wektorze \vec{E}_\perp prostopadłym do płaszczyzny rysunku. Układ stabilizacji częstości (por. §2.7) korzysta z wiązki o mocy ~ 1 mW, natomiast pozostałe 12 mW jest kierowane do wzmacniacza DL2. Zwierciadła M2 i M3 regulują przestrzenne położenie wiązki laserowej, umożliwiając precyzyjne wprowadzenie jej do struktury półprzewodnikowej diody laserowej zamontowanej w DL2.



Rys. 2.10 Schemat wzmacniacza laserowego. DL1 – laser diodowy Master; DL2 – laser diodowy Slave; IS1, IS2 – izolator optyczny (podwójny 60dB); PBS1 – polaryzacyjny rozdzielacz wiązki; M2, M3 – zwierciadła dielektryczne.

Wprowadzanie wiązki z oscylatora DL1 do wzmacniacza DL2

Wiązka pochodząca z lasera Master jest wprowadzana do lasera Slave przy urzyciu bocznego wejścia izolatora optycznego IS2. Ten podwójny izolator (firmy Gsänger) o współczynniku tłumienia wstecznego 60 dB, zbudowany jest z dwóch rotatorów płaszczyzny polaryzacji wykorzystujących efekt Faradaya i trzech polaryzacyjnych rozdzielaczy wiązki

(PBS) [34]. Dla zapewnienia stabilnej generacji podobnymi izolatorami zostały zabezpieczone wszystkie trzy lasery w układzie pułapki.

W opisywanych w literaturze układach, wstrzykiwanie promieniowania do wzmacniacza odbywa się przy użyciu pojedynczych izolatorów optycznych, zbudowanych z jednego rotatora i dwóch rozdzielaczy PBS. Izolatory te, posiadają znacznie gorszy współczynnik tłumienia wstecznego (30dB), ale dzięki prostocie konstrukcji, pozwalają na bardziej wydajne sprzężenie laserów. Prześledźmy najpierw metodę wstrzykiwania wiązki przez pojedynczy izolator. Załóżmy, że płaszczyzna polaryzacji światła z diody laserowej wzmacniacza wyznacza nam płaszczyznę polaryzacji 0° * i że kierunek wektora \vec{E} określamy patrząc wzdłuż biegu wiązki. Płaszczyzna polaryzacji wiązki opuszczającej pojedynczy izolator jest obrócona o 45° i odpowiednio (czyli tak, żeby przepuszczać całą moc wiązki na wprost) jest też zorientowany wyjściowy polaryzator (PBS) izolatora. Wprowadzenie wiązki o płaszczyźnie polaryzacji skierowanej pod kątem -45° przez boczne wejście tego rozdzielacza umożliwia jej propagację przez izolator w kierunku wstecznym. Ponieważ kierunek rotacji płaszczyzny polaryzacji przez rotator Faradaya zależy od kierunku z którego pada na niego wiązka (od przodu, czy od tyłu), to polaryzacja wiązki wstecznej po przejściu przez rotator zostaje skręcona o kąt 45° . Zatem rotator Faradaya skręca płaszczyznę polaryzacji tej wiązki do kierunku określonego wyżej jako 0° , umożliwiając jej przejście na wprost przez wejściowy PBS izolatora i wprowadzenie do struktury półprzewodnikowej wzmacniacza światła o właściwej dla niego polaryzacji. Opisany sposób wprowadzenia wiązki do wzmacniacza jest niemożliwy, jeśli w układzie znajduje się podwójny izolator bez odpowiedniego wejścia bocznego na rozdzielaczu centralnym, jak to miało miejsce w naszym przypadku. Zastosowano, więc metodę alternatywną z wykorzystaniem bocznego wejścia rozdzielacza PBS znajdującego się na wejściu izolatora. Rozdzielacz ten umożliwia skierowanie w kierunku struktury półprzewodnikowej wzmacniacza jedynie promieniowania spolaryzowanego prostopadle względem polaryzacji 0° (preferowanej przez diodę). Problem rozwiązano wstawiając pomiędzy izolator a wzmacniacza płytkę $I/2$. Płytkę, skręcając płaszczyznę polaryzacji wiązki wymuszającej o kąt α , umożliwia sprzężenie laserów z wykorzystaniem części mocy kierowanej wiązki, odpowiadającej rzutowi wektora \vec{E} na kierunek 0° . Efektem ubocznym jest jednak to, że skręcona zostaje również płaszczyzna

* Określony kierunek płaszczyzny polaryzacji wiązki generowanej / wzmacnianej jest determinowany przez kształt warstwy półprzewodnika (światłowodów) w której zachodzi akcja laserowa / wzmacnianie. Należy więc nadmienić, że wobec tego, najbardziej wydajne wykorzystanie mocy wiązki, która ma być wzmacniana zachodzi wtedy, gdy jej polaryzacja jest również 0° .

polaryzacji wiązki biegnącej od wzmacniacza, co skutkuje pogorszeniem jej transmisji przez izolator. Kąt obrotu płytki został więc tak dobrany, aby zapewnić możliwie największą moc wiązki na wyjściu izolatora, jak i dostateczną, dla poprawnego sprzężenia, moc wiązki (o składowej polaryzacji 0°) wprowadzanej do wzmacniacza.

Pierwsze uruchomienie tego wzmacniacza było pracochłonne ze względu na dużą liczbę parametrów, które trzeba jednocześnie zoptymalizować. Płytkę $I/2$ ustawiano początkowo tak, aby polaryzacja wstrzykiwanego promieniowania była zgodna z promieniowaniem lasera DL2 (Slave). Gdy laser DL1 już pracował na odpowiedniej częstotliwości w reżimie jednomodowym, laser DL2 doprowadzono do swobodnej generacji w pobliżu tej wartości. Struktura modowa lasera DL2 była obserwowana za pomocą skaningowego interferometru Fabry-Perota (F-P na Rys 2.2) na ekranie oscyloskopu (zazwyczaj analogowego). Za pomocą zwierciadeł M2 i M3 wiązka z DL1 była precyzyjnie kierowana do wnętrza diody DL2. Następnie, zmieniając prąd lasera DL2 w zakresie $50\text{mA} \div 100\text{mA}$ próbowano doprowadzić do właściwego sprzężenia laserów.

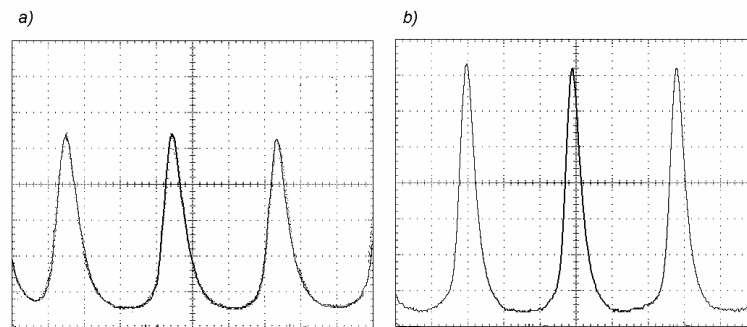
Zaobserwowano, że częstość lasera DL2 przestają się w funkcji natężenia wiązki wstrzykującej, pomimo, że nie doszło do właściwego sprzężenia. Obserwacja struktury modowej światła opuszczającego wzmacniacz, umożliwiła stwierdzenie faktu zaistnienia sprzężenia. Sprzężenie objawiało się na kilka sposobów:

- następowało skokowe zawężenie szerokości linii generowanej przez DL2, por. Rys. 2.11a,b (w przypadku posiadanego interferometru, który charakteryzował się małą wartością parametru finesse (ok. 20), różnica ta objawiała się jako zmiana szerokości w granicach 25 %, ale faktycznie przy sprzężeniu następuje zmiana od szerokości spektralnej przy swobodnej generacji DL2 (kilkadziesiąt MHz) do szerokości spektralnej DL1 (< 1 MHz));
- laser DL2 przy niewielkich (~ 2 mA) zmianach jego prądu nie przestają się;
- w przypadku obserwacji na analogowym oscyloskopie obwiednia pików ulega wyraźnemu wygładzeniu (efektu tego nie można było zaobserwować na oscyloskopie cyfrowym*, z którego zapisy przedstawione są na zamieszczonych tu rysunkach).

Gdy już uzyskano sprzężenie pomiędzy laserami, (wzmacniacz zaczął pracować na linii o częstotliwości i szerokości spektralnej oscylatora), przystąpiono do optymalizacji jego parametrów. Parametry te to moc wyjściowa oraz zakres strojenia przy sprzężeniu, czyli

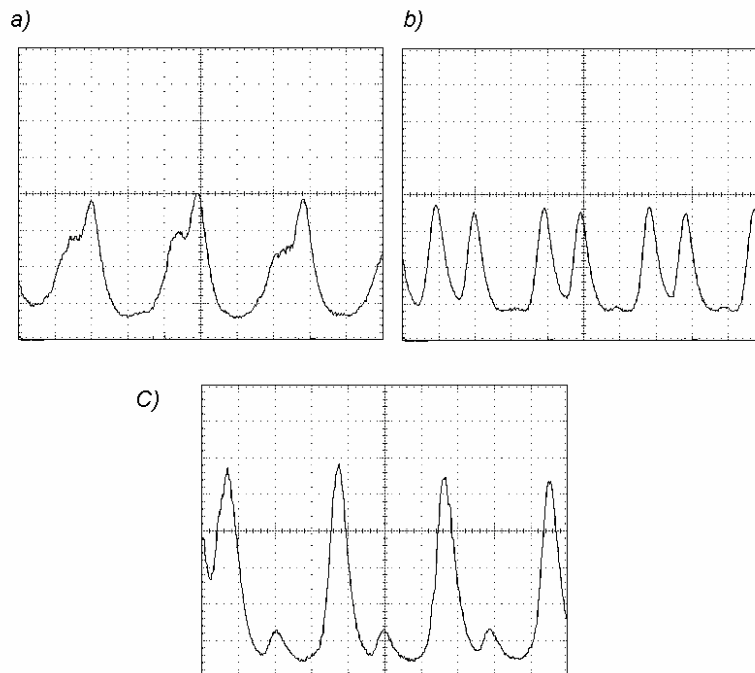
* Prawdopodobną przyczyną, dla której efekt ten nie jest obserwowany na oscyloskopie cyfrowym, jest działanie dolnoprzepustowego filtra *anti-aliasingowego* [35] w torze takiego oscyloskopu.

przedział częstotliwości lasera DL2, które możemy uzyskać w sposób ciągły przestrajając laser DL1. Kluczowe przy tej optymalizacji było poprawienie geometrii wprowadzania wiązki sprzęgającej do struktury półprzewodnikowej wzmacniacza (okazało się przy tym konieczne, aby przynajmniej jedno ze zwierciadeł M2, M3 było zamontowane w precyzyjnym uchwycie obracanym przy pomocy śrub mikrometrycznych). Po wykonaniu tych operacji uzyskano zakres strojenia ok. 4 GHz, a na wyjściu izolatora IS2 moc maksymalną 40 mW.



Rys. 2.11 Struktura linii lasera DL2 zarejestrowana interferometrem skaningowym z wykorzystaniem oscyloskopu cyfrowego. a) swobodna praca (DL1 wyłączony); b) podczas sprzężenia z laserem DL1.

Na Rys. 2.12 przedstawiono kolejne oscylogramy obrazujące strukturę modową lasera DL2 podczas strojenia lasera DL1. Rysunek 2.12b przedstawia pracę wzmacniacza gdy laser DL1 przestrojony został poza właściwy zakres strojenia. Obserwujemy wtedy jednoczesną emisję dwóch modów podłużnych.



Rys 2.12 Struktura modowa lasera DL2, gdy laser DL1 został odstrojony poza zakres strojenia wzmacniacza. a) w kierunku niższych częstotliwości; b) w kierunku wyższych częstotliwości; c) daleko od zakresu strojenia

Aby poszerzyć możliwości zastosowań wzmacniacza, zostało wprowadzone przez autora dodatkowe sprzężenie elektroniczne obu laserów. Polega ono na tym, że napięcie podawane na element piezoelektryczny siatki lasera DL1 (który zmieniając położenie siatki zmienia częstotliwość generacji lasera), wywołuje także synchroniczną zmianę prądu płynącego przez laser DL2. Zoptymalizowana wartość współczynnika $\Delta I_{DL2} / \Delta \omega_{DL1} = 0,3 \text{ mA / GHz}$. Dzięki temu zabiegowi, zakres strojenia wzmacniacza wyniósł ok. 12 GHz. Ostatecznie tego typu sprzężenie nie było jednak stosowane, gdyż tak duży zakres strojenia okazał się niepotrzebny. Sprzężenie tego typu będzie wykorzystywane w przyszłości, w układzie z szeroko przestrajającym laserem pomiarowym.

2.9 Widmo spektroskopii nasyceniowej jako wzorzec częstości optycznych

Chłodzenie atomów wymaga dostrojenia częstości promieniowania lasera chłodzącego do odpowiedniego przejścia atomowego, a mówiąc precyzyjniej: odstojenia od centrum rezonansu (w kierunku podczerwieni) o odstęp $d \approx -1,5\Gamma_n$ (por. §1.3). W naszym przypadku jest to przejście $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=4)$ w atomie izotopu ^{85}Rb (Rys. 2.1). Ze względu na poszerzenie niejednorodne obecne w komórce spektralnej, przemiatanie częstości lasera przez strukturę $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2, 3, 4)$ daje jedną nierozróżnialną linię absorpcyjną ((b) na Rys. 2,8) pochodzącą z nałożenia profili dopplerowskich wszystkich tych składowych (por. §2.7). Przy pomocy spektroskopii dopplerowskiej nie można więc ocenić do którego przejścia, w obszarze złożonego profilu, jest dostrojony laser*. Aby umożliwić identyfikację przejść z dokładnością do szerokości naturalnej, zbudowano układ oparty na spektroskopii nasyceniowej. Zaletą tej metody jest uzyskanie widma spektroskopowego wolnego od poszerzeń dopplerowskich.

Oświetlając próbkę gazu atomowego o termicznym rozkładzie prędkości monochromatyczną wiązką laserową o częstości ω_L uzyskamy wzbudzenie atomów o prędkości \vec{v} , dla której wskutek efektu Dopplera, częstość światła (w układzie odniesienia związanym z atomem) będzie dopasowana do częstości rezonansowej przejścia pomiędzy

* Dla Rb szerokość naturalna każdego poziomu nadsubtelnego stanu $5P_{3/2}$ (każdej nadsubtelnej składowej linii D2) wynosi $(\tau 2\pi)^{-1} \approx 6 \text{ MHz}$ (gdzie τ jest czasem życia atomu w stanie $5P_{3/2}$), a poszerzenie dopplerowskie wynosi $[8\ln(2)k_B T/m\lambda^2]^{1/2} \approx 515 \text{ MHz}$, gdzie k_B jest stałą Boltzmana, m masą atomu, a $T = 300 \text{ K}$ temperaturą atomów w komórce spektralnej.

poziomami dolnym i (o energii E_i) i górnym k (o energii E_k) Wzbudzone będą atomy, dla których zachodzi:

$$w_L - k(\mathbf{v} \pm \Delta\mathbf{v}) = w_0 \pm dw_0, \quad (2.2)$$

gdzie:

$$w_0 = w_{ik} = (E_k - E_i)/\hbar, \quad (2.3)$$

a dw_0 jest naturalną szerokością przejścia.

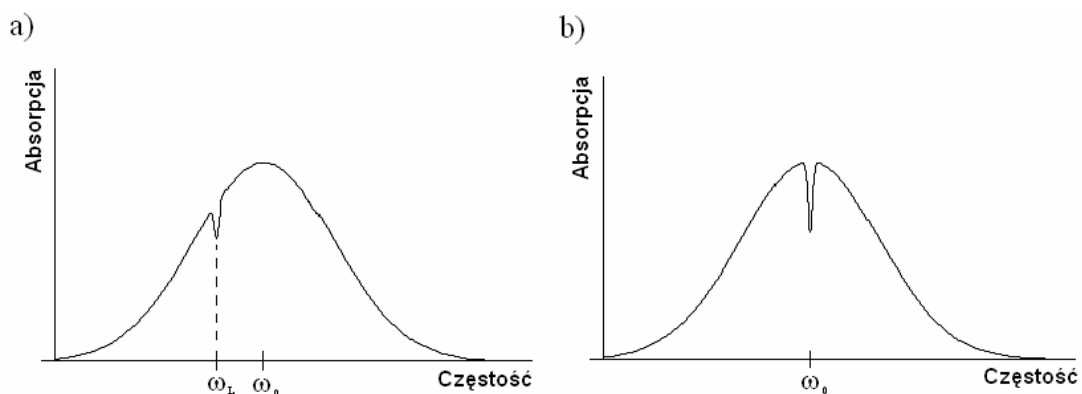
Dla odpowiednio silnej wiązki prowadzi to do selektywnego zmniejszenia obsadzenia poziomu dolnego (oraz zwiększenia obsadzenia poziomu górnego) dla atomów spełniających warunek (2.2). Zmiana obsadzeń prowadzi do zmniejszenia współczynnika absorpcji $a(w)$.

Współczynnik ten jest wówczas równy:

$$a_s(w) = a(w) / \sqrt{1+S}, \quad (2.4)$$

gdzie S jest parametrem nasycenia linii.

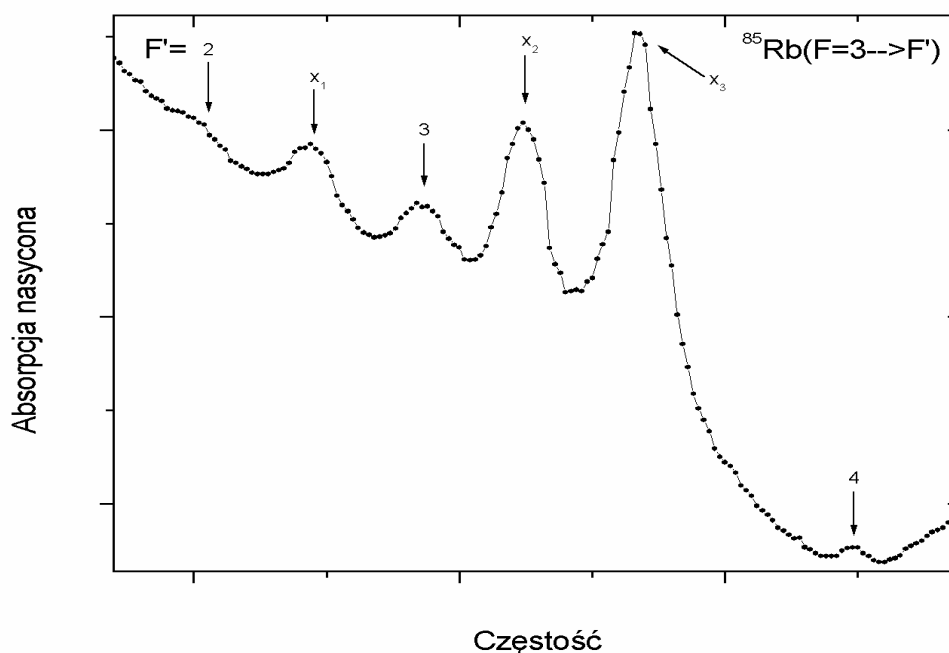
Selektywne wzbudzenie atomów o prędkościach, dla których jest spełniony warunek (2.2), powoduje, że w przypadku nasycenia, w rozkładzie prędkości atomów znajdujących się w stanie dolnym powstaje minimum, która jest nazywane dziurą Bennetta. Jeśli użyć drugiej, słabej wiązki sondującej, o tym samym kierunku propagacji, i przestrajanej częstości to, gdy jej częstość będzie zgodna z częstością wiązki nasycającej, zaobserwujemy zmniejszenie absorpcji wiązki sondującej po przejściu przez badaną próbkę (Rys. 2.13a). Spadek ten jest



Rys 2.13 a) Widmo absorpcji wiązki sondującej o kierunku propagacji zgodnym z kierunkiem wiązki nasycającej o częstości w_L b) Widmo absorpcji przeciwbieżnej wiązki sondującej. Gdy $w_L = w_0$, powstaje widoczne w części centralnej zagłębienie nazywane dipem Lamba.

zdeteminowany przez opisaną wyżej zmianę współczynnika absorpcji próbki w warunkach nasycenia.

Jako wiązkę sondującą można wykorzystać zawróconą (odbitą wstecz) wiązkę nasycającą, która posiada przeciwny wektor falowy $-\mathbf{k}$, przez co oddziałuje z atomami o prędkościach $-\mathbf{v}$, po drugiej stronie dopplerowskiego profilu linii. W związku z tym, spadek absorpcji wiązki odbitej można zaobserwować jedynie w przypadku, gdy częstość światła lasera $w_L = w_0 \pm dw_0$ (Rys. 2.13b), gdyż tylko wtedy wiązka nasycająca i odbita (sondująca) oddziałują z tą samą grupą atomów. Takie centralnie położone minimum nazywane jest dipem (od ang. *dip* – zagłębienie) Lamba. Zbocza wąskiego dipu Lamba można wykorzystać do bardzo dokładnej stabilizacji częstości laserów.



Rys. 2.14 Zarejestrowane widmo spektroskopii nasyceniowej atomów ^{85}Rb w zakresie przejścia $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2, 3, 4)$. Jako x_1 - x_3 oznaczono rezonanse krzyżowe.

Na Rys. 2.14 zostało przedstawione jedno z zarejestrowanych widm. Można na nim zidentyfikować dozwolone (zgodne z reguła $\Delta_{FF'} = 0, \pm 1$) składowe nadsubtelne przejścia $^{85}\text{Rb } 5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F')$ (por. Rys. 2.1). Rezonanse oznaczone jako x_1, x_2, x_3 są to tzw. rezonanse krzyżowe. Ich częstość określone są następująco:

$$w_{x_1} = \frac{E_{(F=3 \rightarrow F'=2)} + E_{(F=3 \rightarrow F'=3)}}{2h}, \quad (2.5a)$$

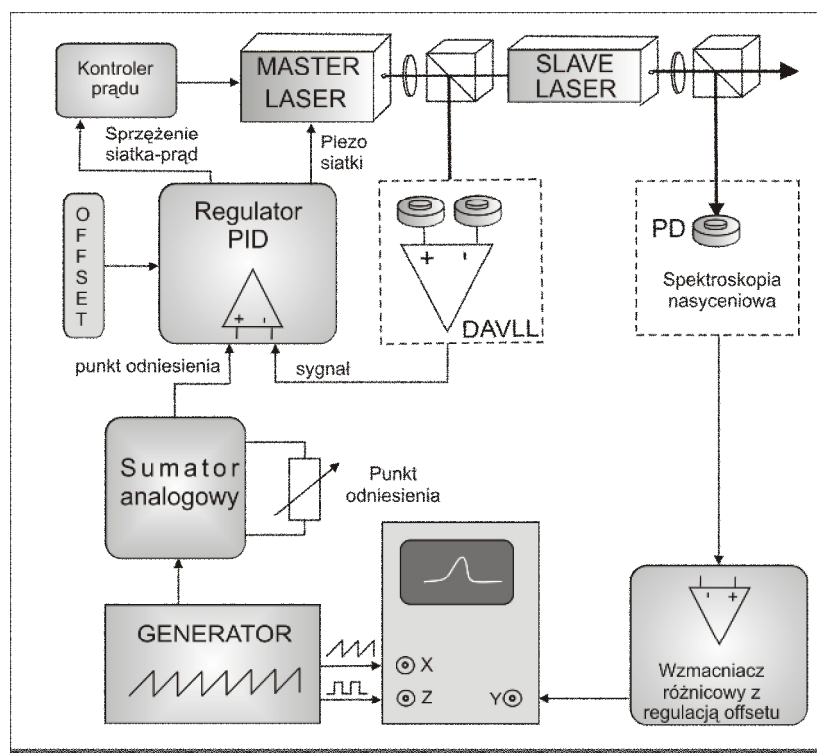
$$w_{x_2} = \frac{E_{(F=3 \rightarrow F'=2)} + E_{(F=3 \rightarrow F'=4)}}{2h}, \quad (2.5b)$$

$$w_{x_3} = \frac{E_{(F=3 \rightarrow F'=3)} + E_{(F=3 \rightarrow F'=4)}}{2h}. \quad (2.5c)$$

Mechanizm powstawania rezonansów krzyżowych jest ściśle związany z zasadą działania spektroskopii nasyceniowej [36], występują one, gdy widmo złożone jest z nierozdzielonych profili kilku przejść.

2.10 Układ stabilizacji i kontroli częstotliwości lasera chłodzącego

Opisane wcześniej (§2.7 - §2.9) części składowe układu stabilizacji i kontroli częstotliwości lasera chłodzącego połączone zostały ze sobą przy pomocy zaprojektowanych i zbudowanych w tym celu sumatorów analogowych (opis w §6.3). Schemat funkcjonalny całego układu przedstawiony jest na Rys. 2.15. Podstawowym elementem jest regulator PID (model: PID100, firmy Toptica). Zamyka on pętlę elektro-optycznego sprzężenia zwrotnego. Sygnał z wyjścia napięciowego regulatora PID bezpośrednio steruje siłownikiem piezoelektrycznym

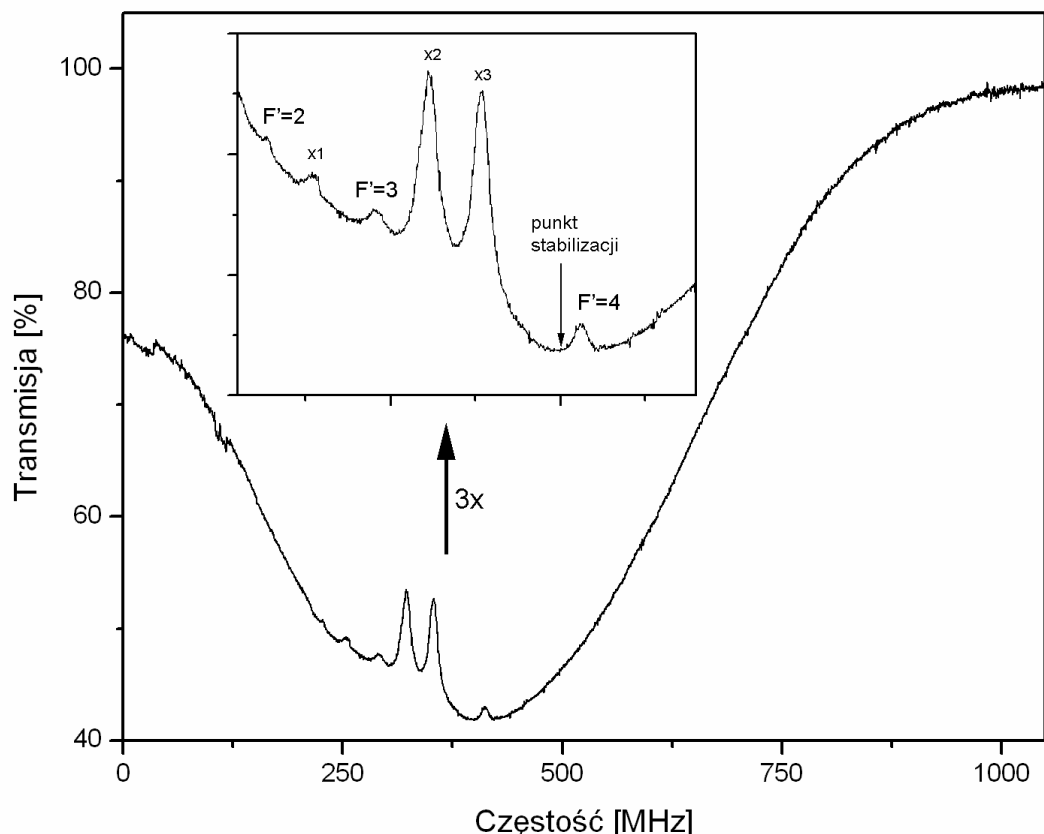


Rys. 2.15 Schemat układu stabilizacji i kontroli częstotliwości lasera chłodzącego.

siatki dyfrakcyjnej przestrajającej laser. Sygnał ten wpływa również na prąd diody laserowej (włączane jest dodatkowe elektroniczne sprzężenie), umożliwiając szerszy zakres jednodomowego strojenia lasera [37,38]. Do sterownika PID doprowadzone są trzy sygnały sterujące: (i) różnicowy sygnał regulacyjny z układu DAVLL, (ii) napięcie stanowiące punkt odniesienia dla regulatora, oraz (iii) napięcie offsetowe, które jest dodawane do napięcia wyjściowego.

Podczas każdego uruchamiania pułapki, najpierw dostrajano laser Master do przejścia $^{85}\text{Rb}(5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2})$, co manifestowało się pojawieniem w komórce spektralnej układu DAVLL (por. §2.7), charakterystycznej dwupikowej fluorescencji (drugi pik pochodzi od izotopu ^{87}Rb). Dostrajanie odbywało się poprzez zmianę napięcia oznaczonego na schemacie jako „offset” za pomocą regulatora napięcia (w razie konieczności zmieniano również prąd lasera). Następnie, próbowano doprowadzić do sprzężenia lasera Master ze wzmacniaczem (Slave), poprzez zmianę prądu tego ostatniego*. Po osiągnięciu sprzężenia laserów, dostrajano ich częstość do przejścia chłodzącego $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=4)$ (w razie konieczności korygowano prąd wzmacniacza). Proces dostrajania monitorowany był przy pomocy układu spektroskopii nasyceniowej (§2.9). W tym celu modulowano częstość lasera Master (a tym samym również wzmacniacza) przy pomocy generatora piłokształtnego wokół częstości centralnej ω_L i obserwowano rysujące się na oscyloskopie widmo struktury nadsubtelnej stanu $5P_{3/2}$. Następnie stopniowo zmniejszano amplitudę modulacji i dostrajano częstość ω_L tak, aby pik odpowiadający przejściu chłodzącemu znajdował się cały czas w części centralnej oscylogramu. Po zredukowaniu amplitudy modulacji do zera, włączano w regulatorze PID funkcję „Reg. On” zamykającą pętlę stabilizacji. Dalsze dostrajanie częstości realizowano już za pomocą regulatora oznaczonego na schemacie (Rys. 2.15) jako „punkt odniesienia”. Przy zredukowanej do zera amplitudzie modulacji, częstość lasera ω_L monitorowana była poprzez obserwację położenia plamki na osi y ekranu oscyloskopu, które odpowiadało natężeniu wiązki przechodzącej przez komórkę spektralną. W ten sposób dostrajano częstość lasera chłodzącego do właściwej częstości (por. Rys. 2.16 – „punkt stabilizacji”), czyli o około 10 MHz mniejszej od częstości rezonansowej przejścia $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=4)$.

* Jeśli nie udało się doprowadzić do sprzężenia laserów przez zmianę prądu wzmacniacza (Slave), postępowano zgodnie z opisem w §2.8



Rys. 2.16 Sygnał spektroskopii nasyceniowej używany podczas stabilizacji częstości lasera pułapkującego. Na tle poszerzonego dopplerowsko profilu widoczne są maksima struktury nadsubtelnej stanu $5P_{3/2}$. W ramce umieszczono powiększenie wybranego fragmentu widma, oznaczono podpoziomy F' struktury nadsubtelnej oraz punkt stabilizacji lasera.

2.11 Komórka MOT oraz aparatura próżniowa

Komórka MOT została zaprojektowana w naszej pracowni w IF PAN i wykonana w pracowni szklarskiej w Instytucie Fizyki na Uniwersytecie Gdańskim przez p. R. Napiórkowskiego. Konstrukcja w formie krzyża 6-cio ramiennego oparta jest na odcinku rury kwarcowej o średnicy 50 mm (grubość ścianki 3 mm), do której zostały przyspawane prostopadle 4 krótkie odcinki rur o średnicy 30mm zakończone okienkami o dobrej jakości optycznej. Komórkę tę widać w części centralnej zdjęcia na Rys. A.7 oraz Rys. A.8. Ponadto, komórka posiada wyjścia do układu próżniowego (rura o średnicy 45 mm widoczna na zdjęciu Rys A.6) oraz do zasobnika ze źródłem rubidowym. Źródłem tym są dyspensery firmy Saes Getters typu RB/NF/7/25/FT10+10 zawierające w metalowej osłonie źródło rubidu Rb_2CrO_4 oraz getter ST 101 (o składzie Zr 84% - Al 16 %). Pary rubidu (o naturalnym składzie izotopowym) uwalniane są pod wpływem ciepła wywołanego przepływem przez dyspenser prądu o

natężeniu około 3,5 A. W układzie zainstalowano dwa dyspensery, z których jeden pełni funkcję zapasowego. Umieszczono je w szklanej (wykonanej z pyrexu) bańce wyposażonej w metalowe przepusty prądowe umożliwiające ich zasilanie (Rys. 2.17). Prędkość uwalniania rubidu zależy od natężenia prądu płynącego przez dispenser, co umożliwia uzyskanie zróżnicowanych, ale jednocześnie powtarzalnych, warunków pomiarowych.



Rys. 2.17 Sposób umieszczenia dyspenserów rubinowych zasilających komórkę MOT parami rubidu. a, b – dyspensery. c – próżniowe przepusty zasilające; d – połączenie z komórką (przejście pyrex – kwarc) .

Po uruchomieniu układu, wszystkie części składowe systemu próżniowego zostały starannie wygrzane i odpompowane pompą turbomolekularną do ciśnienia 10^{-6} mbar. Następnie odłączono tę pompę i uruchomiono pompę jonową PZK-20, która pracując w sposób ciągły utrzymuje ciśnienie na poziomie wysokiej próżni: poniżej 10^{-8} mbar (ciśnienie określone jest we wnętrzu pompy przez pomiar prądu jonowego).

2.12 Pola magnetyczne w pułapce

Układ pułapki wyposażony jest w cztery pary cewek magnetycznych. Do kompensacji składowych pola magnetycznego Ziemi zastosowano trzy pary cewek w układzie Helmholtza (widoczne na zdjęciu Rys. A.9). Cewki zorientowane są wzdłuż osi wzajemnie prostopadłych, zgodnych z kierunkami wyznaczonymi przez wiązki laserów chłodzących. Ze względów konstrukcyjnych zastosowano cewki o stosunkowo dużych rozmiarach. Średnice 2 par cewek wynosiły odpowiednio 100 cm, 70 cm. Trzecią parę nawinięto na karkasach kwadratowych o boku 40 cm. Przed zainstalowaniem komórki MOT, prąd każdej pary cewek dobrano tak, aby skompensować składowe pola w centrum pułapki. Zmierzone magnetometrem pole wynosiło $B < 5$ mGs.

Gradient pola magnetycznego niezbędny do pułapkowania i chłodzenia atomów (§1.3) wytwarzany był przez dodatkową parę cewek w tzw. układzie anty-helmholtzowskim. Przez cewki płynie prąd w przeciwnych kierunkach, dzięki czemu uzyskuje się kwadrupolowy rozkład pola, z polem zerowym w centrum pułapki. Aby zapewnić dobre odprowadzanie ciepła, cewki nawinięto na aluminiowych karkasach. Karkasy zostały w jednym miejscu przecięte, co minimalizuje powstawanie prądów wirowych, umożliwiając szybkie wyłączenie pola magnetycznego. Wzajemna odległość i średnica cewek zostały tak dobrane, aby przy jak najmniejszym prądzie i ograniczeniach geometrycznych narzuconych przez kształt komórki, maksymalizować generowany przez nie gradient pola. Cewki umożliwiają uzyskanie gradientu pola 40 Gs/cm przy prądzie 4 A. Wszystkie używane w pułapce cewki były zasilane za pomocą skonstruowanego w tym celu czterokanałowego zasilacza prądowego, opisanego w §6.5.

Rozdział 3. Spektroskopia zimnych atomów w pułapce

Przedmiotem zainteresowania niniejszej rozprawy jest badanie zjawiska EIT (omawianego Rozdz. 4) w ochłodzonych w pułapce MOT atomach rubidu ^{85}Rb . Badania te polegały na analizie widma transmisji słabej wiązki próbkującej, przestrajanej w zakresie przejścia $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$, w obecności silnej, rezonansowej wiązki sprzęgającej. Na wstępie należało jednak zanalizować kształty widm absorpcyjnych dla poszczególnych przejść wykorzystywanych w badaniach EIT. Ponieważ znaczną część badań wykonywano w warunkach włączonej pułapki, należało również ocenić jak zaburzenia pochodzące od zewnętrznych pól pułapkujących (optycznego i magnetycznego), wpływają na strukturę poziomów uczestniczących w analizowanych procesach oraz na rejestrowane widma absorpcyjne. W tym celu zarejestrowano szereg widm wiązki próbkującej przez chmurę zimnych atomów ^{85}Rb w pułapce MOT. Widma dotyczą przejścia rezonansowego $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ oraz konfiguracji schodkowych $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ i $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$. W niniejszym rozdziale widma te przedstawiono i omówiono. Do ich użycia formalizmu tzw. atomu ubranego.

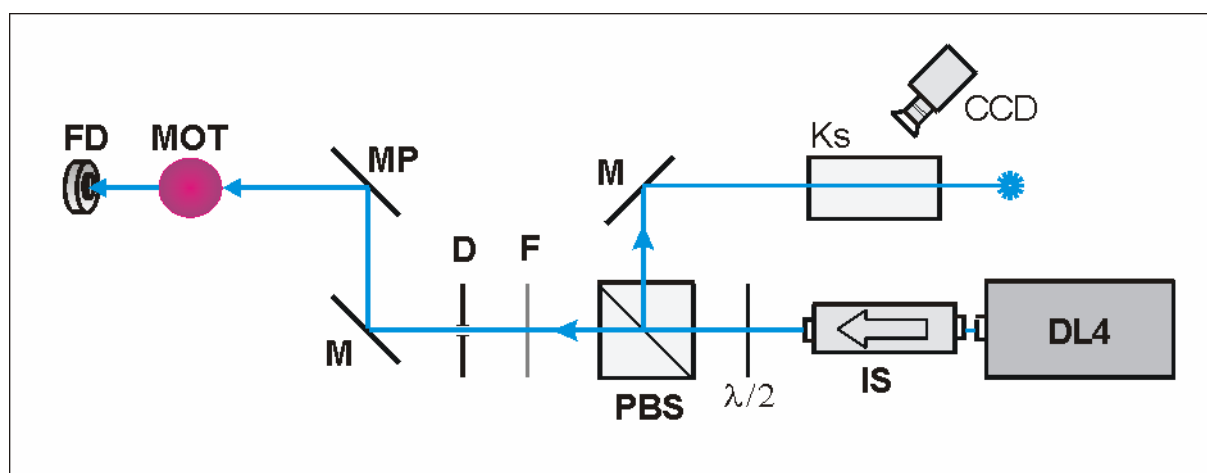
3.1 Pomiary w środowisku zimnych atomów

Ochłodzenie atomów w pułapce magneto-optycznej w sposób naturalny umożliwia badanie widm praktycznie wolnych od poszerzenia dopplerowskiego. Zgodnie z opisem w Rozdz. 1, dla spułapkowanych atomów ^{85}Rb granica chłodzenia dopplerowskiego (1.25) wynosi $T \approx 140 \mu\text{K}$. W tej temperaturze, poszerzenie dopplerowskie, wynosi np. dla linii D_2 zaledwie ok. $\Delta_D = 0,35 \text{ MHz}$ (czyli ponad tysiąckrotnie mniej niż w temperaturze 293 K). Jest ono tym samym wielokrotnie mniejsze od szerokości naturalnej, wynoszącej (dla linii D_2) $\Gamma_n = 6 \text{ MHz}$. W ochłodzonej próbce nie występuje też (z powodu małych prędkości) poszerzenie związane ze skończonym czasem przelotu atomu przez obszar oddziaływania z polem optycznym. Z tego samego powodu (małych prędkości) zaniedbywalny jest zwykle wpływ zderzeń. Ponadto pola optyczne oddziałują z większością atomów, umożliwiając otrzymanie silnych linii absorpcyjnych. Chmurę atomową charakteryzuje stosunkowo duża (nawet $\sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) gęstość. Powyższe właściwości sprawiają, że zimne atomy stanowią doskonałe środowisko do badań w dziedzinie spektroskopii, oraz optyki nieliniowej i kwantowej. Należy jednak zwrócić uwagę, że już sam proces chłodzenia (pola zewnętrzne:

optyczne oraz magnetyczne) może istotnie modyfikować strukturę poziomów biorących udział w badanych procesach. Aby temu zapobiec można użyć techniki periodycznego włączania i wyłączania pułapki, tak aby pomiary mogły być wykonane w przedziale czasu gdy atomy nie oddziałują z polami pułapującymi. Można również tak dobrać parametry pracy pułapki, aby wpływ dodatkowych pól był zaniedbywalny.

3.2 Układ pomiarowy

Do rejestracji widm wykorzystywano dodatkową, liniowo spolaryzowaną próbkującą wiązkę laserową. Schemat układu pomiarowego przedstawiono na Rys. 3.1. Wiązkę generuje laser półprzewodnikowy ECDL (DL4). Wiązka ta po przejściu przez izolator optyczny (IS) i płytkę półfalową $\lambda/2$ trafia na polaryzacyjny rozdzielacz wiązki (PBS). Współczynnik podziału ustalany jest poprzez obrót płaszczyzny polaryzacji wiązki za pomocą płytki $\lambda/2$. Część wiązki kierowana jest do wypełnionej parami rubidu referencyjnej komórki spektralnej (Ks), obrazującej dostrojenie częstości lasera do przejścia $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$. Pozostała część, po przejściu przez przesłonę (D), ograniczającą średnicę wiązki, oraz po odbiciu od precyzyjnie regulowanych zwierciadeł (M, MP), kierowana jest do komórki MOT. Średnicę wiązki (ok. 0,5 mm) dobierano tak, aby była mniejsza od rozmiarów chmury zimnych atomów. Typowa gęstość mocy wiązki próbkującej



Rys. 3.1 Schemat układu pomiarowego wykorzystywanego do rejestracji widm absorpcyjnych w pułapce MOT. DL4 - półprzewodnikowy laser typu ECDL; IS - izolator optyczny. $\lambda/2$ - płytkę półfalową; PBS - polaryzacyjny rozdzielacz wiązki; F - filtr szary ($T = 1\%$); D - przesłona $\sim 0,5$ mm; M - zwierciadła dielektryczne; MP - zwierciadło dielektryczne obracane śrubami mikrometrycznymi; Ks - komórka spektralna z parami rubidu; FD - fotodioda; CCD - kamera.

wynosiła $100 \mu\text{W}/\text{cm}^2$. Uzyskanie tak małej gęstości mocy możliwe było dzięki zastosowaniu filtru szarego (F) o transmisji 1%. Wiązka po przejściu przez ośrodek padała na fotodiode (FD) o dużej czułości, (OPT202, Burn-Brown). Sygnał z fotodiody, proporcjonalny do natężenia wiązki próbującej przechodzić przez ośrodek, rejestrowano za pomocą mikroprocesorowego przyrządu DMS2000 (jego dokładny opis przedstawiono w §6.3). Ten sam przyrząd generował również napięcie służące do przestrajania częstości lasera w zaprogramowanym zakresie. Wyniki pomiarów przesyłane były przez port USB do komputera, wyposażonego w przygotowane przez autora rozprawy oprogramowanie (por. §6.3), gdzie były one na bieżąco wyświetlane na ekranie monitora oraz zapamiętywane. Metodologia pomiarów oraz rejestracji widm była analogiczna do procedury opisanej szczegółowo w §5.3, przy okazji omawiania widm EIT, dlatego jej opis w tym miejscu zostanie pominięty.

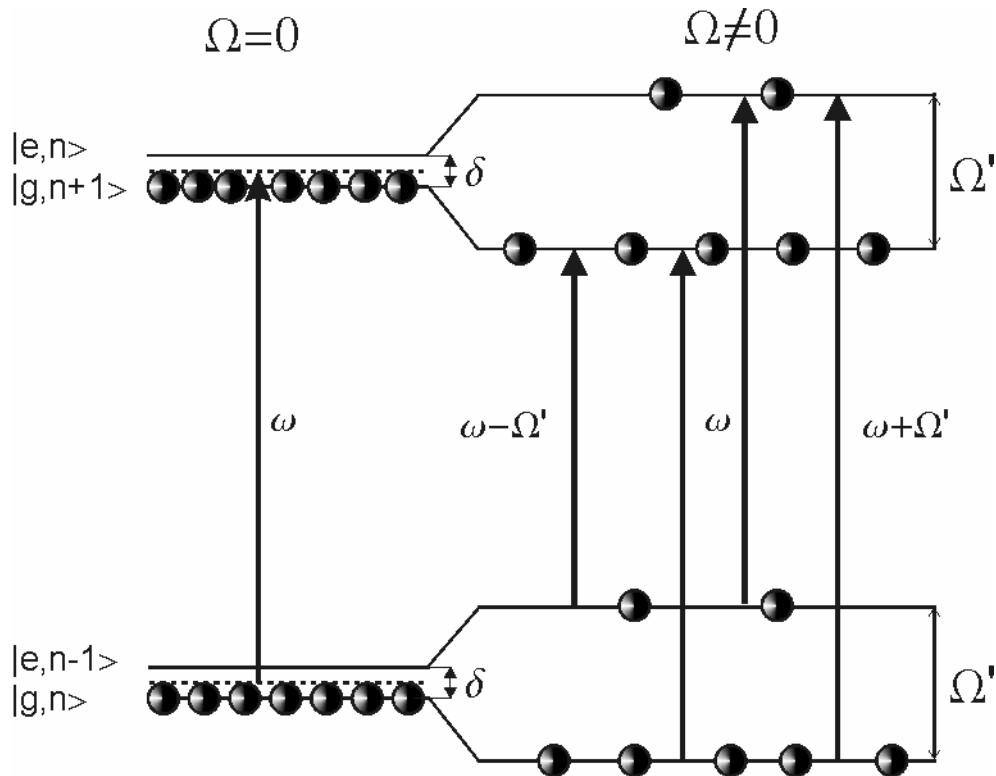
3.3 Widmo przejścia $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$

W tym podrozdziale zostaną przedstawione widma absorpcji na linii D_2 atomów ^{85}Rb zarejestrowane w pułapce. Omówimy charakterystyczną strukturę widm oraz wpływ parametrów pracy pułapki na ich kształt (§3.3.2 i §3.3.3). Atomy w pułapce MOT znajdują się w polu silnych wiązek laserowych odpowiedzialnych za proces chłodzenia. Oddziaływanie silnego, rezonansowego pola optycznego z atomami wpływa nie tylko na obsadzenia sprzęgniętych poziomów, ale prowadzi także do modyfikacji struktury poziomów (tzw. dynamiczne zjawisko Starka, czyli efekt Autlera-Townesa (A-T)). W związku z tym, widma słabej wiązki próbującej przez ośrodek aktywny we włączonej pułapce mogą znacząco odbiegać od widm, otrzymanych przy zastosowaniu innych bezdopplerowskich metod spektroskopowych. Do interpretacji zarejestrowanych widm posłużymy się tzw. modelem atomu ubranego [39-41]. Model ten zostanie skrótowo przedstawiony poniżej.

3.3.1 Model dwupoziomowego atomu ubranego

Rozważmy dwupoziomowy atom, którego stan dolny oznaczmy jako $|g\rangle$, a górny jako $|e\rangle$, natomiast E_g i E_e będą odpowiednio ich energiami. Przez ω_0 oznaczmy częstość przejścia pomiędzy obu poziomami. Na atom oddziaływać będzie pole elektromagnetyczne o częstości ω . Stany pola elektromagnetycznego opiszemy w bazie $|n\rangle$, gdzie n będzie

oznaczając liczbę fotonów pola. Jeżeli potraktujemy atom i pole elektromagnetyczne jako całość to otrzymamy bazę typu $|g, n\rangle$, która opisuje atom w stanie $|g\rangle$ „ubrany” w n fotonów pola elektromagnetycznego. Porównajmy energie dwóch stanów, $|g, n\rangle$ i $|e, n-1\rangle$: $E_{|g, n\rangle} = E_g + n\hbar\omega$ natomiast $E_{|e, n-1\rangle} = E_g + \hbar\omega_0 + (n-1)\hbar\omega$. Widać, że dla $\omega = \omega_0$ poziomy te są zdegenerowane. Gdy $\omega = \omega_0 + \delta$ poziomy te są wzajemnie przesunięte w skali częstości o δ . Analogicznie można opisać energie stanów $|e, n\rangle$ i $|g, n+1\rangle$. Na Rys. 3.2 przedstawiono strukturę dwupoziomowego atomu ubranego. Wiązka „ubierająca” atom odstrojona jest o $\delta < 0$ od przejścia $|g, n\rangle \rightarrow |e, n\rangle$, więc $E_{|e, n-1\rangle} > E_{|g, n\rangle}$, a $E_{|g, n+1\rangle} < E_{|e, n\rangle}$. Lewa strona rysunku obrazuje quasi-zdegenerowane poziomy dla częstości Rabiego $\Omega = 0$.



Rys. 3.2 Struktura poziomów atomu ubranego; ω - częstość pola ubierającego atom; $d = \omega - \omega_0$ jest odstrojeniem od częstości rezonansowej przejścia $\omega_0 = (E_{|e, n\rangle} - E_{|g, n\rangle})/\hbar$; Ω' jest częstością Rabiiego pola, natomiast Ω jest uogólnioną częstością Rabiiego wyrażoną wzorem (3.1).

Częstość Rabiiego zdefiniowana jest jako $\Omega = mE/\hbar$, gdzie E jest amplitudą pola elektrycznego wiązki, a m jest elementem macierzowym momentu przejścia dipolowego.

Na skutek oddziaływania z silnym polem elektromagnetycznym ($\Omega \neq 0$) sprzężeniu ulegają pary poziomów $|g, n\rangle$ i $|e, n-1\rangle$. Prowadzi to do wzajemnego ich rozsunęcia o wartość $\hbar \Omega'$, gdzie Ω' jest tzw. uogólnioną częstością Rabbiego, daną równaniem:

$$\Omega' = \sqrt{\Omega^2 + d^2}. \quad (3.1)$$

Powstałe w ten sposób nowe stany własne są kombinacjami liniowymi stanów wyjściowych [42]:

$$|+\rangle = a |g, n\rangle + b |e, n-1\rangle, \quad (3.2a)$$

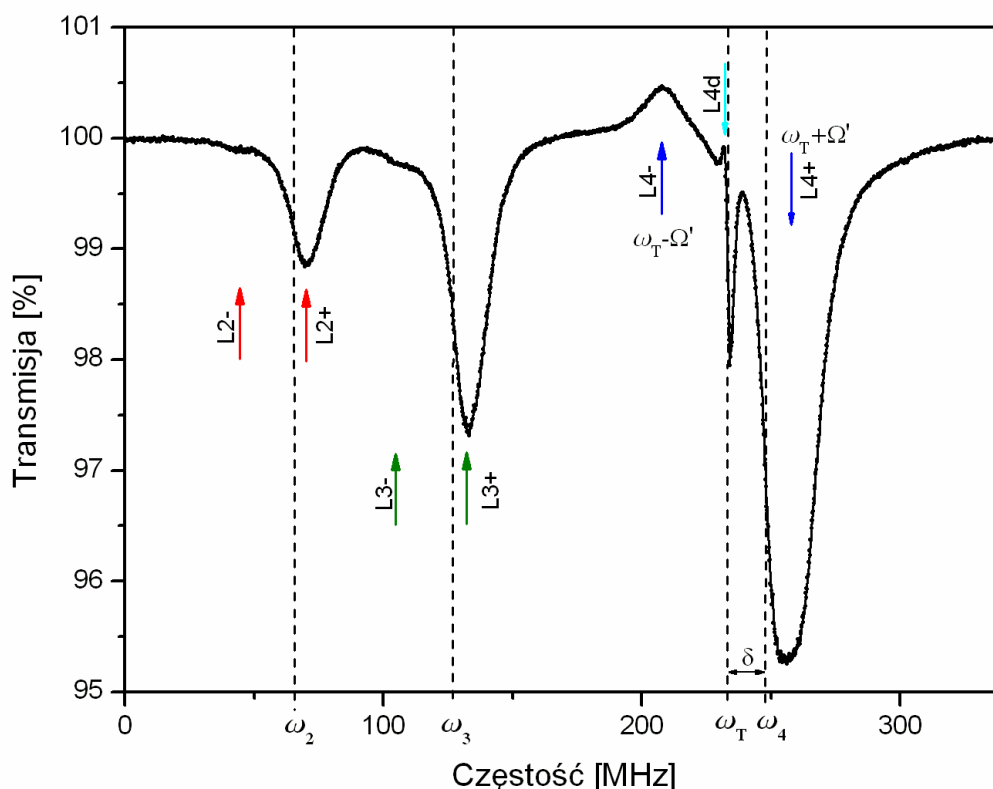
$$|-\rangle = a |e, n-1\rangle - b |g, n\rangle, \quad (3.2b)$$

gdzie : $a = \cos q$, $b = \sin q$,

$$q = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(-\frac{\Omega}{d} \right). \quad (3.2c)$$

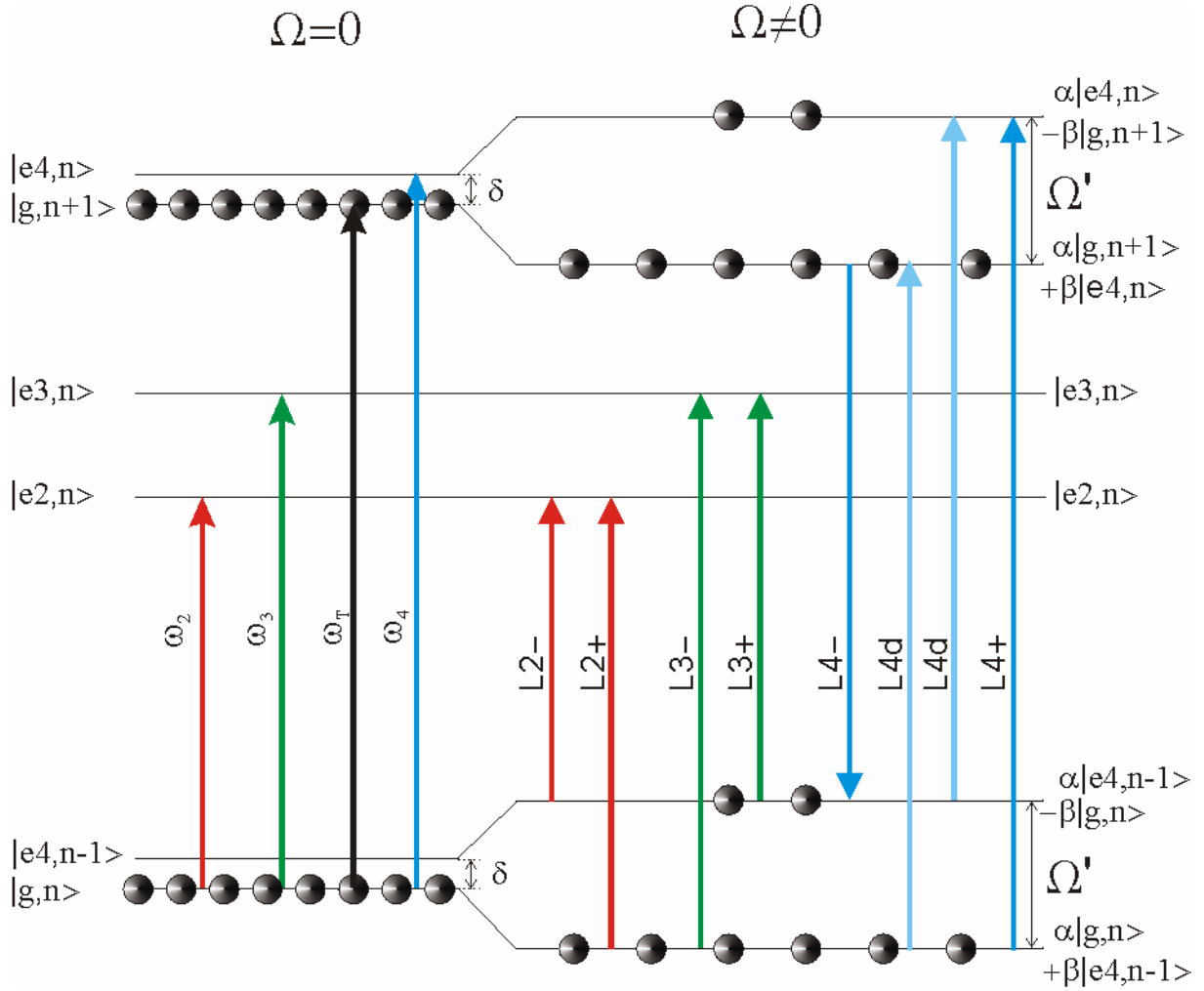
3.3.2 Widma transmisji $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2, 3, 4)$

Na Rys. 3.3 przedstawiono widmo słabej wiązki próbkującej ($P_{prob} \sim 1 \mu\text{W}$) absorbowanej przez zimne atomy ^{85}Rb , w zakresie linii D_2 , zarejestrowane w pułapce MOT. Parametry pracy pułapki dobrano tak, aby wyeksponować elementy struktury widma przewidywane w ramach modelu atomu ubranego. Korzystne okazało się przygotowanie ośrodka zawierającego możliwie dużą liczbę spułapkowanych atomów. W tym celu, poprzez ustawienie dużego natężenia prądu płynącego przez dyspenser, wytworzono w komórce względnie gęste pary rubidu, a do pułapkowania użyto maksymalnej dostępnej mocy lasera chłodzącego $P_{trap} = 20 \text{ mW}$. Jego częstość w_T odstrojono od rezonansu w_4 odpowiadającego przejściu $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F=4)$ ku podczerwieni o $\delta = -16 \text{ MHz}$ (czyli $-2,7 \Gamma_n$).



Rys. 3.3 Zarejestrowane widmo transmisji wiązki próbkującej przez chmurę zimnych atomów ^{85}Rb ubranych przez fotony lasera chłodzącego. Pionowymi liniami przerywanymi oznaczono częstotliwości $\omega_2, \omega_3, \omega_4$, rezonansów $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2, 3, 4)$ dla niezaburzonej struktury poziomów. Strzałkami $L_{2\pm}, L_{3\pm}, L_{4\pm}$ oraz L_{4d} zaznaczono linie (rezonanse), których położenia, oraz amplitudy opisuje model atomu ubranego (patrz też Rys. 3.4). Zaznaczono również częstotliwość lasera chłodzącego ω_T oraz jego odstrojenie d od częstotliwości przejścia chłodzącego ω_4 .

Na Rys. 3.3 liniami przerywanymi zaznaczono częstotliwości $\omega_i, (i=2,3,4)$ odpowiadające przejściom $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=i)$ pomiędzy poziomami niezaburzonymi, a strzałkami obserwowane rezonanse. Widzimy, że linie absorpcyjne L_{2+}, L_{3+} oraz L_{4+} uległy przesunięciu w kierunku wyższych częstotliwości względem odpowiednich $\omega_i, (i=2,3,4)$. Powstały również nowe rezonanse, oznaczone L_{2-}, L_{3-}, L_{4-} oraz L_{4d} . Kształt zarejestrowanego widma wyjaśnić można na podstawie Rys. 3.4, na którym przedstawiono schemat poziomów energetycznych ^{85}Rb zmodyfikowanych przez silną wiązkę odpowiedzialną za chłodzenie i pułapkowanie atomów. Dla ułatwienia porównania, na obu rysunkach odpowiednie linie rezonansowe oznaczono strzałkami o tych samych kolorach.



Rys. 3.4 Schemat wybranych poziomów energetycznych atomów ^{85}Rb umieszczonych w polu silnej wiązki chłodzącej w pułapce MOT, w obrazie atomu ubranego. Wiazka chłodząca o częstości w odstrojona jest o $\delta < 0$ od przejścia $|g, n\rangle \rightarrow |e4, n\rangle$. Lewa strona rysunku ($\Omega = 0$) obrazuje quasi-zdegenerowane poziomy, natomiast w części prawej ($\Omega > 0$) widzimy poziomy rozszczepione silną wiązką chłodzącą. Strzałkami $L2\pm$, $L3\pm$, $L4\pm$ oraz $L4d$ zaznaczono możliwe przejścia pomiędzy poziomami.

Na schemacie z Rys. 3.4 widzimy, że oddziaływanie z silną wiązką chłodzącą spowodowało, że w miejsce poziomu podstawowego $5S_{1/2}$ ($F=3$) powstały dwa podpoziomy $|g, n\rangle$ i $|e4, n-1\rangle$. Natomiast w miejsce poziomu wzbudzonego $5P_{3/2}$ ($F'=4$) powstały podpoziomy $|g, n+1\rangle$ i $|e4, n\rangle$. Rozszczepienie obydwu par podpoziomów wynosi Ω' (3.1). W konsekwencji rozszczepienia stanów dolnych, w widmie transmisji powstały rozdwojone rezonanse absorpcyjne do stanów: $5P_{3/2}(F'=2)$ i $5P_{3/2}(F'=3)$, które nazywane są w literaturze pasmami bocznymi Rabiego, oznaczono je odpowiednio czerwonymi ($L2\pm$) i zielonym ($L3\pm$) strzałkami. Częstości tych rezonansów wyznaczają równania:

$$w_{L2-} = w_2 - \frac{1}{2}\Omega' + \frac{1}{2}d \quad , \quad w_{L2+} = w_2 + \frac{1}{2}\Omega' + \frac{1}{2}d \quad (3.3a)$$

$$w_{L3-} = w_3 - \frac{1}{2}\Omega' + \frac{1}{2}d \quad , \quad w_{L3+} = w_3 + \frac{1}{2}\Omega' + \frac{1}{2}d \quad (3.3b)$$

$$w_{L4-} = w_4 + \Omega' - d \quad , \quad w_{L4+} = w_4 + \Omega' + d \quad (3.3c)$$

W omawianym przypadku $\Omega' = 26 \text{ MHz}^*$, $\delta = -16 \text{ MHz}$, więc częstości przejść wynoszą odpowiednio: $\omega_{L2-} = \omega_2 - 21 \text{ MHz}$, $\omega_{L2+} = \omega_2 + 5 \text{ MHz}$ i analogicznie: $\omega_{L3-} = \omega_3 - 21 \text{ MHz}$, $\omega_{L3+} = \omega_3 + 5 \text{ MHz}$. Struktura absorpcyjna przejścia $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F=4)$, w pobliże którego dostrojony jest laser chłodzący, jest bardziej skomplikowana, ponieważ rozszczepieniu uległy zarówno podpoziomy górne jak i dolne. Najsilniejsze maksimum absorpcji występuje na częstości $\omega_{L4+} = \omega_4 + 10 \text{ MHz}$, odpowiadającej podpoziomom o dużej różnicy obsadzeń pomiędzy stanem górnym i dolnym. Na częstości $\omega_{L4-} = \omega_L - \Omega'$, obserwowane jest wzmocnienie wiązki próbkującej. Wzmocnienie spowodowane jest emisją wymuszoną z silnie obsadzonego podpoziomu $|g, n+1\rangle$ do znacznie słabiej obsadzonego $|e4, n-1\rangle$. W części środkowej omawianej struktury znajduje się rezonans L4d o dyspersyjnym kształcie nazywany rezonansem Rayleigha. Dyspersyjny charakter tego rezonansu wynika z niejednorodnego rozszczepienia podpoziomów magnetycznych w polu wiązek chłodzących o skomplikowanej wypadkowej polaryzacji (por. §1.6). Dokładną analizę tego fragmentu widma można znaleźć w pracach [43-45].

Z analizy przedstawionego widma wynika, że położenia rezonansów zależą od parametrów wiązki chłodzącej. Zarówno natężenie jak i częstość (odstrojenie) wiązki modyfikują strukturę poziomów i w konsekwencji kształt widma transmisji. Istotne jest, że linie rezonansowe L2+ oraz L3+ ulegają jednakowym przesunięciom względem odpowiednio ω_2 i ω_3 , co można wykorzystać dla kalibracji częstości na zarejestrowanych widmach. Natomiast przesunięcie rezonansu L4+ względem ω_4 zmienia się dwukrotnie silniej.

3.3.3 Zależność widm od mocy wiązki chłodzącej

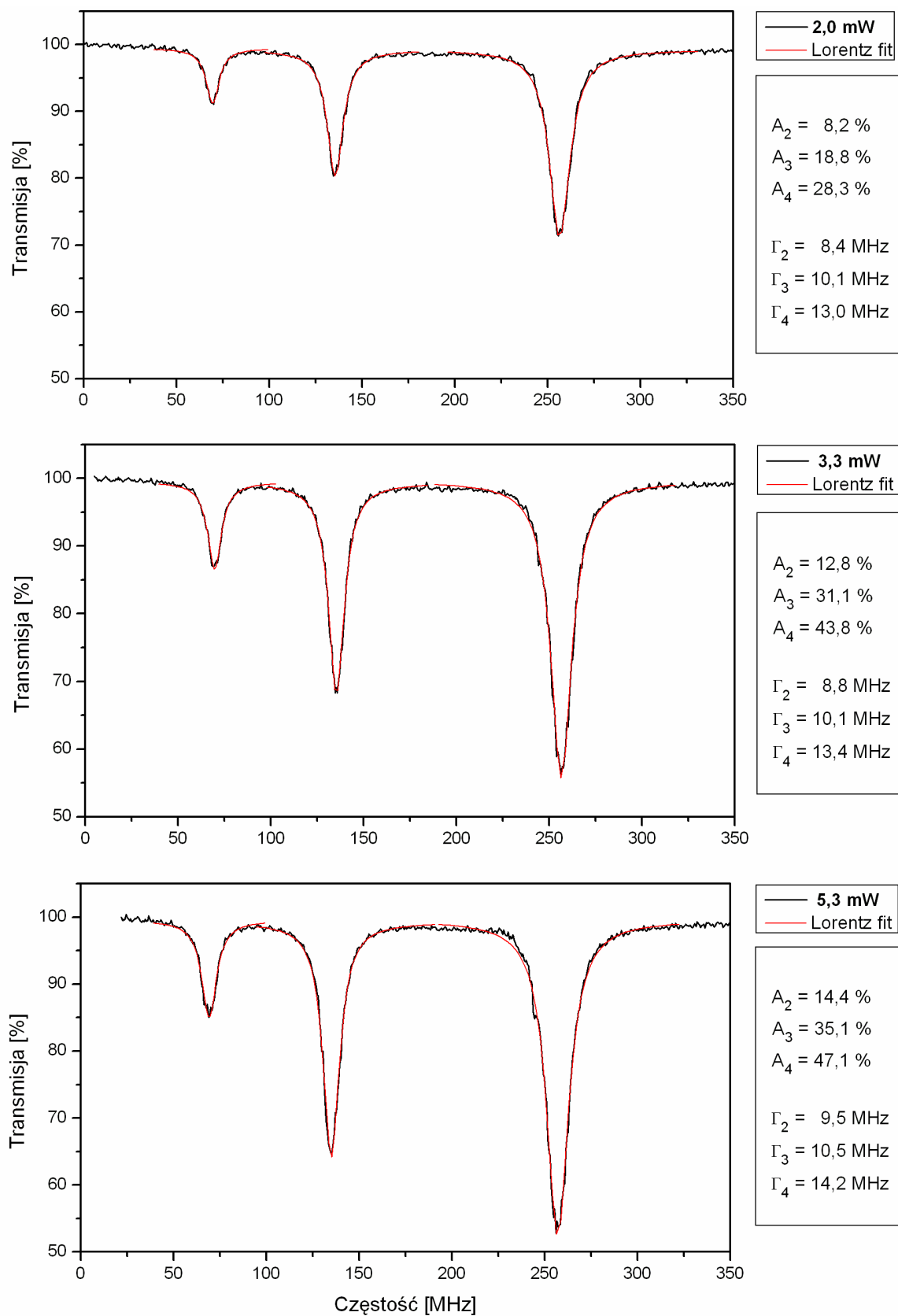
W poprzednim paragrafie pokazano, że wiązka chłodząca modyfikuje strukturę poziomów atomowych. Interesujące wydało się pytanie, jaki wpływ na zarejestrowane widma ma moc wiązki chłodzącej[†]. Aby to sprawdzić, zarejestrowano szereg widm w funkcji mocy

* Zarówno w tym jak i w kolejnych rozdziałach wartości numeryczne częstości Rabięgo Ω , szerokości rezonansów Γ , częstości wiązek w i ich odstrojeń d jak również odległości wzajemne rezonansów podawane są z pominięciem czynnika $2p$, w jednostkach MHz.

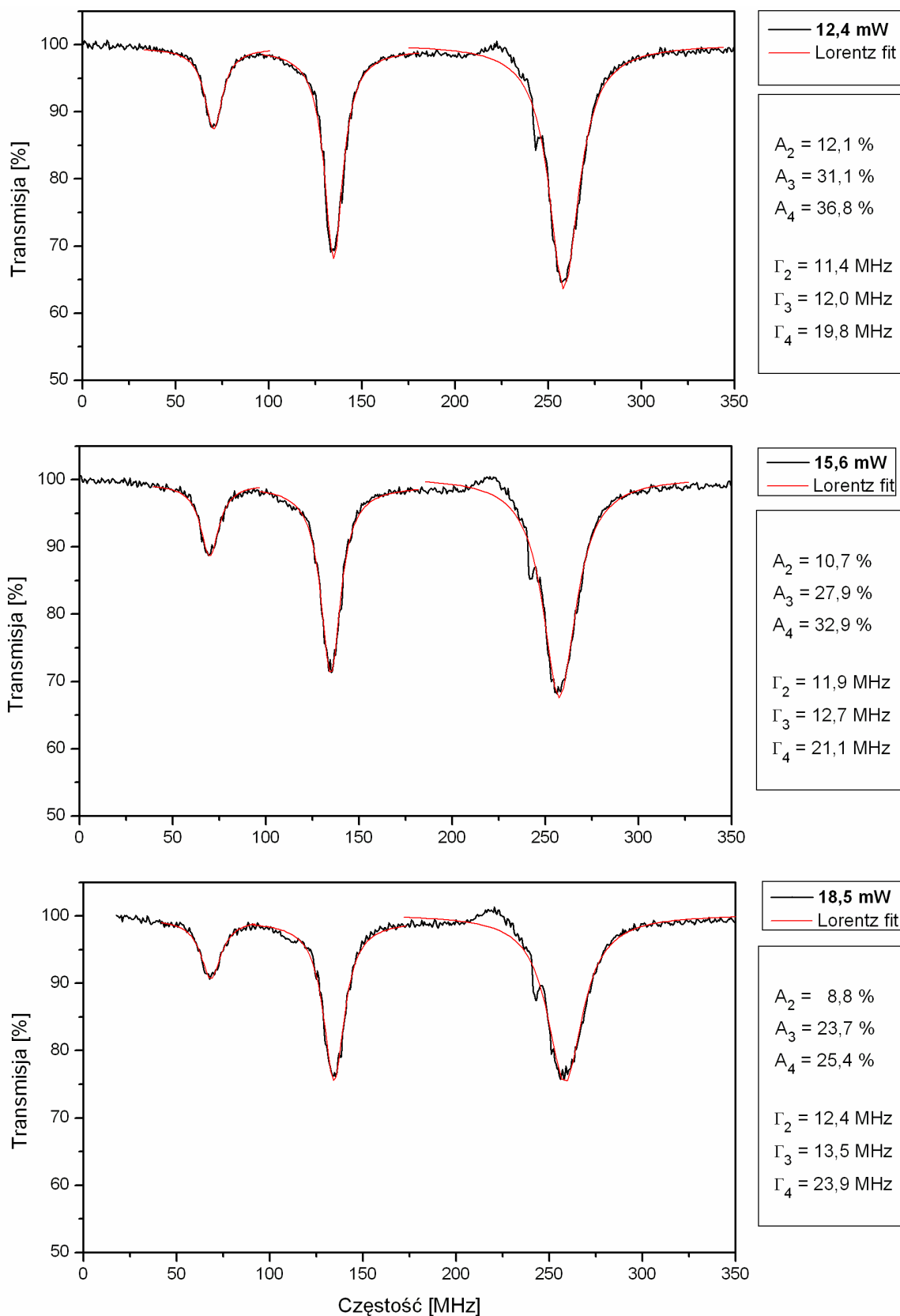
† Moc wiązek chłodzących wpływa jednocześnie na wiele parametrów procesu chłodzenia m.in. wielkość siły działającej na atomy, temperaturę atomów, średnicę chmury atomów, ilość atomów w chmurze.

P_{trap} lasera chłodzącego. Moc tę zmieniano w zakresie od 2 mW do 18,5 mW* poprzez obrót płytki falowej $\lambda/2$, umieszczonej przed rozdzielaczem PBS4 (por. Rys. 2.2). Odstrojenie ($d = -8$ MHz) lasera chłodzącego od rezonansu, ustalono tak, aby otrzymać piki absorpcyjne o największej amplitudzie. Odstrojenie to nie było zmieniane w czasie całej serii pomiarów. Z kolei laser repompujący odstrojono od przejścia $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2)$ o kilka MHz w kierunku podczerwieni, a jego moc ustalono na poziomie $P_{rep} = 8$ mW. Takie parametry minimalizowały jego wpływ na kształt rejestrowanych widm, a jednocześnie zapewniały dostateczną wydajność procesu opróżniania stanu $5S_{1/2}(F=2)$. Rejestracji dokonywano w układzie przedstawionym na Rys. 3.1 Wyniki rejestrowane były z pomocą systemu DMS 2000 przy zastosowaniu 20-krotnego uśredniania. Na Rys. 3.5 przedstawiono wybrane spośród zarejestrowanych widm. Osie układu współrzędnych zostały przeskalowane tak, aby uwidoczniły zakres transmisji wynosił 50 %-100 %, a odległość rezonansów $F'=2$ i $F'=3$ wynosiła 63 MHz, zgodnie z odległością odpowiednich poziomów struktury nadsubtelnej w stanie $5P_{3/2}$ (oba rezonanse w wyniku działania wiązki chłodzącej doznają identycznego przesunięcia). Do każdego z trzech rezonansów dopasowano profil lorentzowski wyznaczając jego amplitudę $A_{F'}$ oraz szerokość $\Gamma_{F'}$, a uzyskane wartości umieszczono po prawej stronie wykresów. Na prezentowanych widmach widać, że dla małych mocy wiązki chłodzącej, nie pojawiają się charakterystyczne, opisane w poprzednim paragrafie, struktury. Ich obecność można zaobserwować, przy mocach większych od 5mW. Również początkowo wraz ze wzrostem mocy wiązki chłodzącej minima w widmie transmisji ulegają pogłębieniu (Rys. 3.5a). Przyczyną tego zjawiska jest fakt, że wiązka o większej mocy umożliwia zatrzymanie większej liczby atomów w pułapce. Jednakże, użycie zbyt dużej mocy prowadzi do nasycenia przejścia chłodzącego $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=4)$ i w konsekwencji spłyca rejestrowanych minimów, pomimo dalszego przyrostu liczby atomów w pułapce (Rys 3.5b).

*Zarówno w tym rozdziale jak i w kolejnych, określenie „moc wiązki chłodzącej” dotyczy całkowitej mocy wiązki przed podziałem na 3 składowe, lecz skorygowanej o straty (~15%) na elementach optycznych i ściankach komórki.

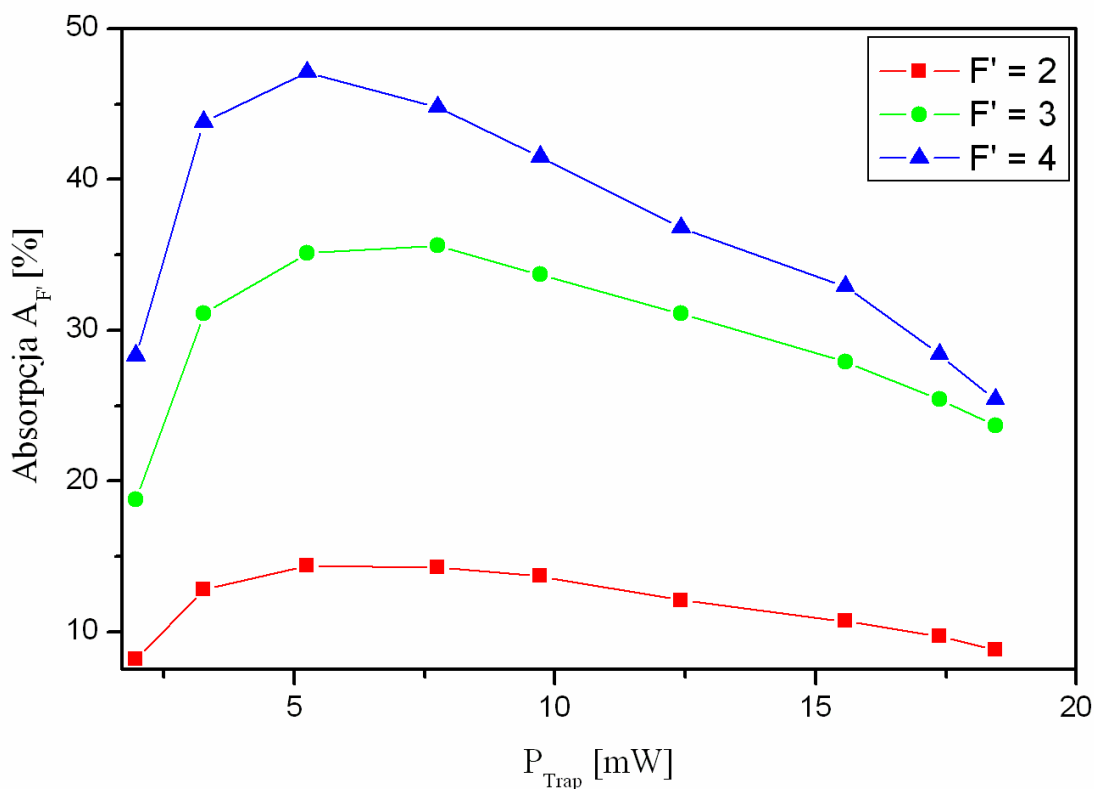


Rys. 3.5a Widma transmisji wiązki próbkującej przez chmurę zimnych atomów ^{85}Rb dla różnych mocy wiązki chłodzącej. Laser próbkujący przestrajano przez strukturę nadsubtelną przejścia: $5S_{1/2} (F=3) \rightarrow 5P_{3/2} (F'=2,3,4)$. Zarejestrowany sygnał przedstawiony jest kolorem czarnym, natomiast dopasowane profile Lorentza czerwonym. W prawej części rysunku przedstawiono wartości absorpcji $A_{F'}$ i szerokości połówkowych $\Gamma_{F'}$ dla poszczególnych rezonansów $5S_{1/2} (F=3) \rightarrow 5P_{3/2} (F'=2,3,4)$.



Rys. 3.5b Widma transmisji wiązki próbującej przez chmurę zimnych atomów ^{85}Rb dla różnych mocy wiązki chłodzącej. Laser próbujący przestrajany był przez strukturę nadsubtelną przejścia: $5S_{1/2} (F=3) \rightarrow 5P_{3/2} (F'=2,3,4)$. Zarejestrowany sygnał przedstawiony jest kolorem czarnym, natomiast dopasowane profile Lorentza czerwonym. W prawej części rysunku przedstawiono wartości absorpcji $A_{F'}$ i szerokości połowkowych $\Gamma_{F'}$ dla poszczególnych rezonansów $5S_{1/2} (F=3) \rightarrow 5P_{3/2} (F'=2, 3, 4)$.

Rys. 3.6 pokazuje jak ze wzrostem mocy wiązki chłodzącej zmienia się głębokość zarejestrowanych minimów absorpcyjnych. Widać, że kształt prezentowanych zależności dla poszczególnych linii rezonansowych ($F' = 2, 3, 4$) jest zbliżony. Najsilniejszą absorpcję ($A_4 = 47\%$) otrzymano dla przejścia do stanu o $F' = 4$, dla mocy lasera chłodzącego wynoszącej 5,25 mW.

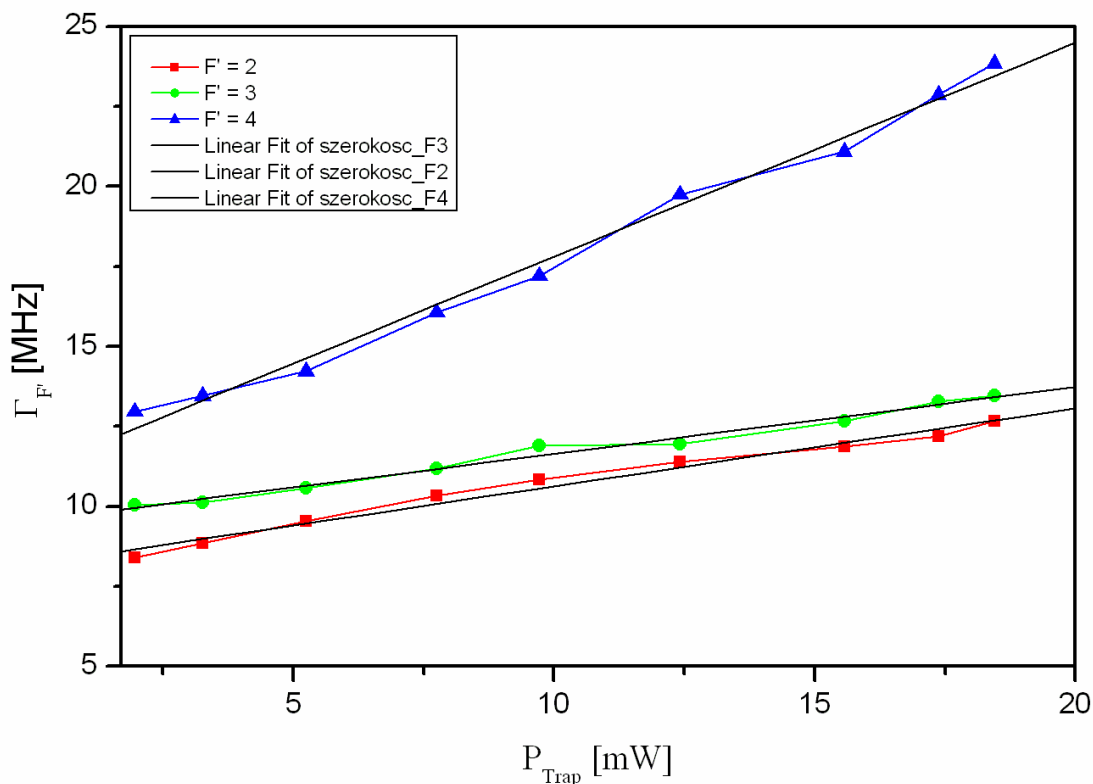


Rys. 3.6 Absorpcja rezonansowej wiązki próbkującej ($A_{F'}$) w funkcji mocy wiązki chłodzącej. Trzy rodziny punktów odpowiadają trzem rezonansom: $5S_{1/2} (F = 3) \rightarrow 5P_{3/2} (F' = 2, 3, 4)$

Obserwowane szerokości linii rezonansowych ($\Gamma_{F'}$) znacznie różnią się od szerokości naturalnej ($\Gamma_n = 6$ MHz) rozpatrywanego przejścia D_2 . Na Rys. 3.7 pokazano jak zmieniają się one ze wzrostem mocy wiązki chłodzącej. Zależność tą w badanym zakresie można przybliżyć funkcją liniową postaci:

$$\Gamma_{F'} = WSP_{F'} P_{\text{trap}} + \Gamma_{F'}^0. \quad (3.4)$$

W wyniku dopasowania do zmierzonych wartości, dla poszczególnych przejść otrzymano współczynniki przedstawione w Tabeli 3.1.



Rys. 3.7 Szerokości zarejestrowanych rezonansów $5S_{1/2} (F = 3) \rightarrow 5P_{3/2} (F' = 2,3,4)$ w widmie transmisji wiązki próbującej przez chmurę zimnych atomów Rb w zależności od mocy wiązek chłodzących. Kolorem czarnym przedstawiono dopasowane funkcje liniowe.

Współczynniki kierunkowe ($WSP_{F'}$) odpowiadające przejściom do $F' = 2$ oraz $F' = 3$ mają zbliżone wartości. Natomiast, współczynnik odpowiadający przejściu do $F' = 4$ przybiera wartość trzykrotnie większą. Jest to spowodowane prawdopodobnie faktem, że przejście to jest bezpośrednio zaangażowane w proces chłodzenia i pojawia się efekt nasycenia.

Tabela 3.1 Współczynniki funkcji (3.4) parametryzującej zmienność obserwowanych szerokości ($\Gamma_{F'}$) rezonansów absorpcyjnych $5S_{1/2} (F = 3) \rightarrow 5P_{3/2} (F' = 2)$, $5S_{1/2} (F = 3) \rightarrow 5P_{3/2} (F' = 3)$, oraz $5S_{1/2} (F = 3) \rightarrow 5P_{3/2} (F' = 4)$ w funkcji mocy lasera chłodzącego.

Przejście	$WSP_{F'}$	$\Gamma_{F'}^0$
$F = 3 \rightarrow F' = 2$	0,24	8,2
$F = 3 \rightarrow F' = 3$	0,21	9,5
$F = 3 \rightarrow F' = 4$	0,67	11,1

Analizując szerokości zarejestrowanych rezonansów odwołamy się teraz do §3.3.1 oraz §3.3.2 w których przedstawiono w zarysie model atomu ubranego. W ramach tej teorii wyznaczyć można zarówno położenia (równania (3.3)) rezonansów, jak i ich amplitudy oraz szerokości ([39,42]) w funkcji parametrów wiązki pompującej. Dla stanowiących przedmiot zainteresowania rezonansów L2+, L3+ oraz L4+ szerokości te wyrażają się następująco [3.3]:

$$\Gamma_{L2+} = \Gamma_n (1 + \sin^2 q) \quad (3.5a)$$

$$\Gamma_{L3+} = \Gamma_n (1 + \sin^2 q) \quad (3.5b)$$

$$\Gamma_{L4+} = \Gamma_n (1 + 2 \sin^2 q \cos^2 q) \quad (3.5c)$$

gdzie przypomnijmy (3.3c), że q dane jest przez:

$$q = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(-\frac{\Omega}{d} \right),$$

natomiast Ω , d to odpowiednio: częstość Rabiego oraz odstrojenie.

Podstawiając odpowiednie wartości otrzymamy, że maksymalne poszerzenia przewidywane przez (3.5a-c) w badanym zakresie zmienności mocy dla rezonansów L2+, L3+ wynoszą $\Delta\Gamma_{L2+,L3+} = (0,05 \div 0,2)\Gamma_n$ natomiast dla rezonansu L4+ poszerzenie wynosi $\Delta\Gamma_{L4+} = (0,1 \div 0,3)\Gamma_n$. Widać zatem, że obserwowane zwiększenie szerokości nie znajduje wyjaśnienia na gruncie modelu atomu ubranego. Próbuując ocenić wpływ innych czynników należy przypomnieć warunki, w jakich dokonywano rejestracji widm. Przede wszystkim należy pamiętać, że atomy zgromadzone w pułapce znajdują się w polu magnetycznym o rozkładzie kwadrupolowym (niezbędnym dla funkcjonowania pułapki). Większość przedstawianych w niniejszej pracy rezultatów, uzyskano w polu magnetycznym o gradiencie: $15 \div 20$ Gs/cm. Ponieważ chmura zimnych atomów ma niezaniędbywalne rozmiary, na każdy atom oddziałuje pole magnetyczne B proporcjonalne do iloczynu gradientu pola i odległości atomu od centrum pułapki. Oszacujmy, jaki jest wpływ tego pola na szerokości otrzymanych rezonansów. Każdy poziom F struktury nadsubtelnej posiada $2F + 1$ podpoziomów magnetycznych numerowanych liczbą m_F . Pole magnetyczne wywołuje w atomach Rb tzw. anomalny efekt Zeemana struktury nadsubtelnej [46], znosząc degenerację podpoziomów.

Wielkość przesunięcia ΔE podpoziomu o liczbie kwantowej m_F w polu magnetycznym o natężeniu B opisuje liniowa zależność:

$$\Delta E = g_F \cdot m_B \cdot m_F \cdot B, \quad (3.6)$$

gdzie: m_B jest magnetonem Bohra, g_F jest tzw. efektywnym czynnikiem Landego:

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)}, \quad (3.7a)$$

natomiast:

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (3.7b)$$

L – orbitalny moment pędu, S - spin, J – całkowity moment pędu elektronu, I – spin jądra, F – całkowity moment pędu atomu.

Po podstawieniu odpowiednich wartości do równań (3.7) otrzymano czynniki Landego dla poszczególnych poziomów F i F' . Na ich podstawie obliczono jednostkowe ($m_F=1$) współczynniki przesunięcia podpoziomów zeemanowskich $\Delta_g = g_F m_B / h$ i $\Delta_e = g_{F'} m_B / h$.

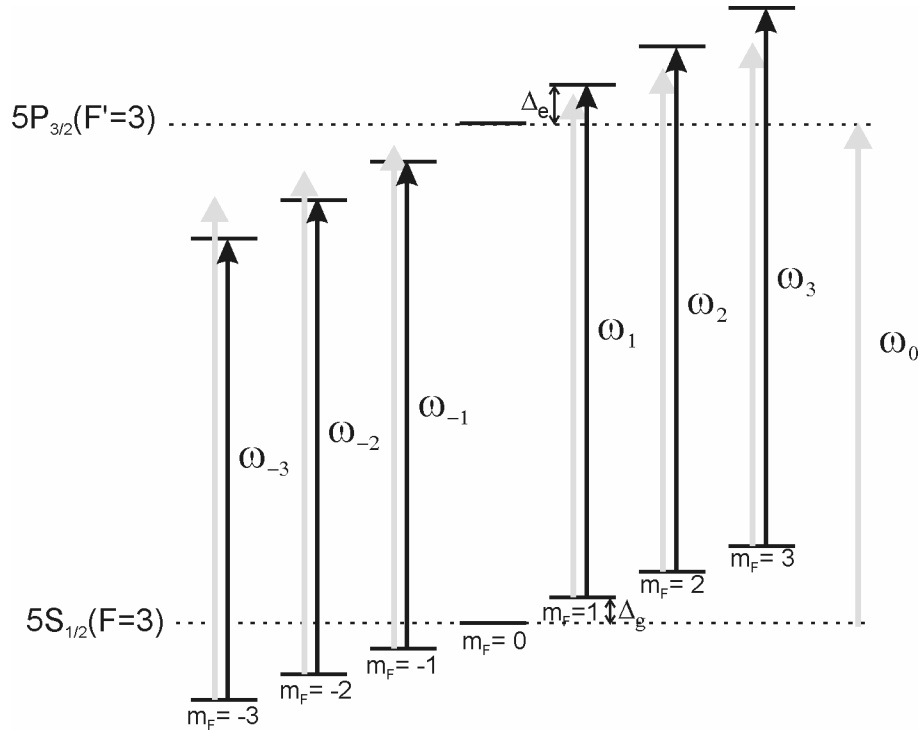
Otrzymane wartości umieszczono w Tabeli 3.2.

Tabela 3.2 Wartości czynnika Landego g_F i $g_{F'}$ oraz stałej rozszczepienia struktury zeemanowskiej Δ_g i Δ_e dla poziomów struktury nadsubtelnej stanów: $5S_{1/2}$ ($F = 2, 3$) i $5P_{3/2}$ ($F' = 2, 3, 4$) rubidu ^{85}Rb .

stan	poziom	$g_F, g_{F'}$	Δ_g, Δ_e [MHz / Gs]
$5P_{3/2}$	$F' = 4$	1/2	0,70
	$F' = 3$	7/18	0,54
	$F' = 2$	1/9	0,16
	$F' = 1$	-1	-1,40
$5S_{1/2}$	$F = 3$	1/3	0,47
	$F = 2$	-1/3	-0,47

Na Rys. 3.8 przedstawiono strukturę podpoziomów zeemanowskich rozpatrywanych stanów $5S_{1/2}$ i $5P_{3/2}$ w polu magnetycznym. Zaznaczono na nim jednostkowe przesunięcia Δ_g i Δ_F .

poziomów oraz możliwe (dla rozpatrywanej tu liniowo spolaryzowanej wiązki próbkującej) przejścia dipolowe-elektryczne w_{m_F} numerowane magnetyczną liczbą kwantową.



Rys. 3.8 Struktura wybranych stanów ^{85}Rb ze zniesioną przez pole magnetyczne $B > 0$ degeneracją podpoziomów. Czarnymi strzałkami zaznaczono dozwolone (dla polaryzacji liniowej) przejścia pomiędzy rozsuniętymi polem podpoziomami. Szarymi, częstość rezonansową ω_0 dla $B = 0$. W przedstawionej sytuacji $\omega_{-3} < \dots < \omega_0 < \dots < \omega_{+3}$. Jako Δ_g i Δ_e oznaczone zostały przesunięcia poziomu, odpowiednio dolnego i górnego dla $m_F = 1$.

Częstości zaznaczonych na Rys. 3.8 przejść można opisać prostą relacją:

$$w_{m_F} = w_0 + m_F B (\Delta_e - \Delta_g), \quad (3.8)$$

gdzie: w_0 jest częstością przejścia $F \rightarrow F'$, gdy pole magnetyczne $B = 0$, m_F jest magnetyczną liczbą kwantową, a B wartością pola magnetycznego.

Z równania (3.8) wynika, że w miejsce jednej częstości w_0 pojawia się szereg składowych o częstościach w_{m_F} . Obserwowany efektywny kształt (poszerzonego w niejednorodnym polu B) rezonansu powstaje przez zsumowanie (i scałkowanie po rozkładzie pola) odpowiednich (odpowiadających składowym (3.8)) profili lorentzowskich z uwzględnieniem ich amplitud (zależnych od odpowiednich współczynników Clebscha-Gordana). Dla potrzeb niniejszego

szacowania, przybliżymy poszerzenie obliczając różnicę częstości przejść pomiędzy skrajnie rozszczepionymi podpoziomami, czyli: $\Gamma_{Zeeman} = |w_{-3} - w_3|$ dla przejść $F = 3 \rightarrow F' = 3$ oraz $F = 3 \rightarrow F' = 4$ i $\Gamma_{Zeeman} = |w_{-2} - w_2|$ dla przejścia $F = 3 \rightarrow F' = 2$.

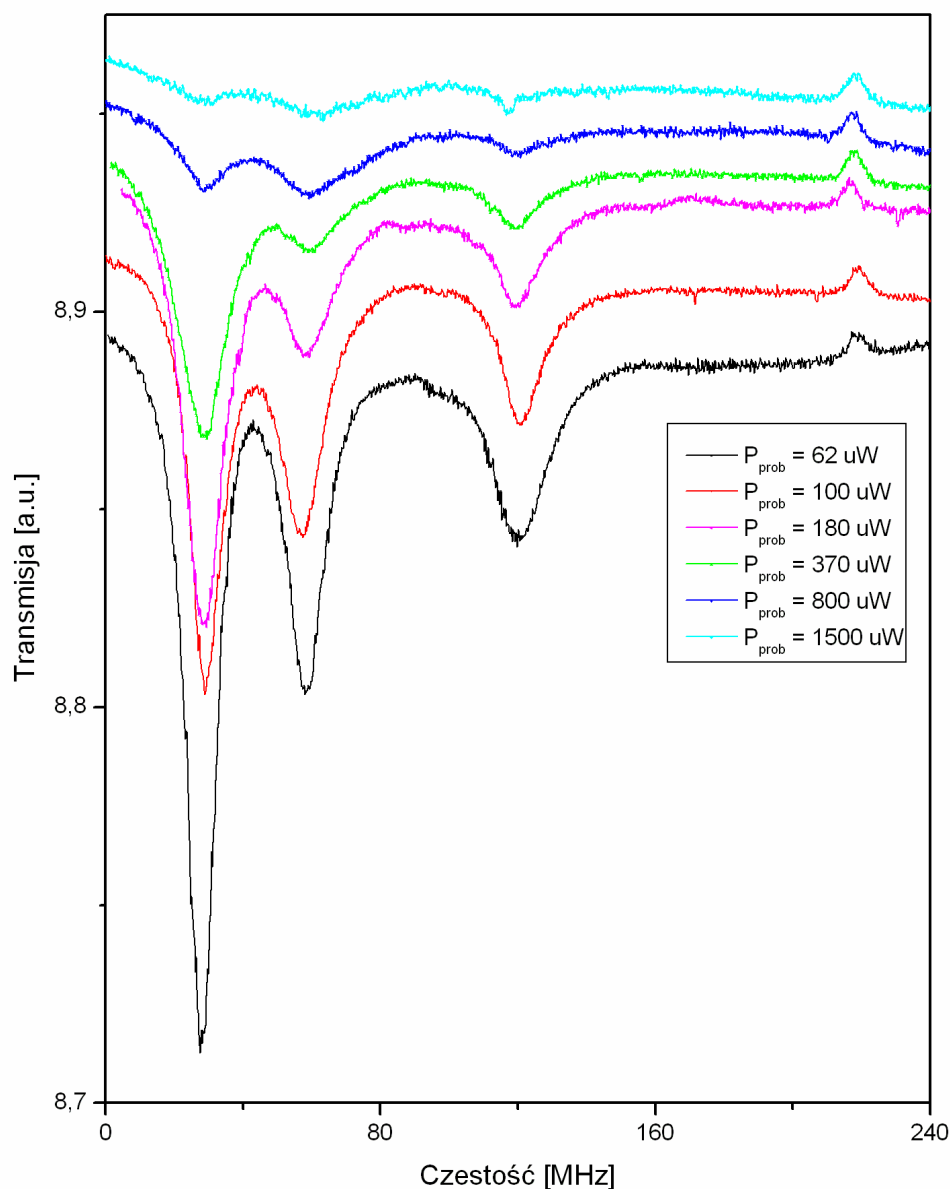
Oszacujmy wielkość poszerzenia zeemanowskiego dla rozważanych przejść. Przyjmijmy, że gradient pola magnetycznego wynosi 20 Gs/cm, a chmura zimnych atomów ma średnicę 2 mm, wówczas maksymalne pole, któremu będzie podlegał atom wyniesie $B = 2$ Gs. Oszacowane w ten sposób maksymalne poszerzenia dla składowych przejścia $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ wynoszą:

- $\Gamma_{Zeeman} (F = 3 \rightarrow F' = 2) = 2,5$ MHz.
- $\Gamma_{Zeeman} (F = 3 \rightarrow F' = 3) = 0,8$ MHz.
- $\Gamma_{Zeeman} (F = 3 \rightarrow F' = 4) = 2,8$ MHz.

Poszerzenia otrzymane dla przyjętych na wstępie założeń, są istotne w porównaniu z naturalną szerokością omawianych rezonansów. Aby odnieść te wartości do wyników przedstawionych na Rys 3.7 należy uwzględnić fakt, że wielkość poszerzenia zeemanowskiego, zależy od mocy wiązki chłodzącej, ponieważ zależy od niej wielkość chmury ochłodzonych atomów. Dokładne pomiary tej zależności nie zostały wykonane, ale na podstawie obserwacji obrazu chmury zimnych atomów na ekranie monitora, można przyjąć, że w badanym przedziale mocy, średnica chmury zmieniała się w zakresie: $0,5 \text{ mm} \div 2 \text{ mm}$. A zatem można sformułować wniosek, że nieopisane równaniami (3.5) poszerzenia rezonansów, nie biorących bezpośredniego udziału w procesie chłodzenia, mogą w znacznym stopniu być spowodowane przez efekt Zeemana. Czynnikiem dodatkowym jest również poszerzenie związane z szerokością spektralną lasera próbkującego (~ 1 MHz).

3.3.4 Widmo transmisji $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 1, 2, 3)$

Zarejestrowano widma transmisji dla atomów wzbudzanych z niższego poziomu struktury nadsubtelnej stanu podstawowego ($F = 2$). Częstość wiązki próbkującej przestrajano tak, aby zobrazować całą strukturę nadsubtelną stanu górnego ($F' = 1, 2, 3, 4$). Otrzymane widma przedstawiono na Rys. 3.9. Kolejne widma rejestrowano dla coraz większych mocy wiązki próbkującej. Widać, że wzrost mocy powodował stopniowe nasycanie przejść, a w konsekwencji spłykanie i poszerzanie zarejestrowanych rezonansów.

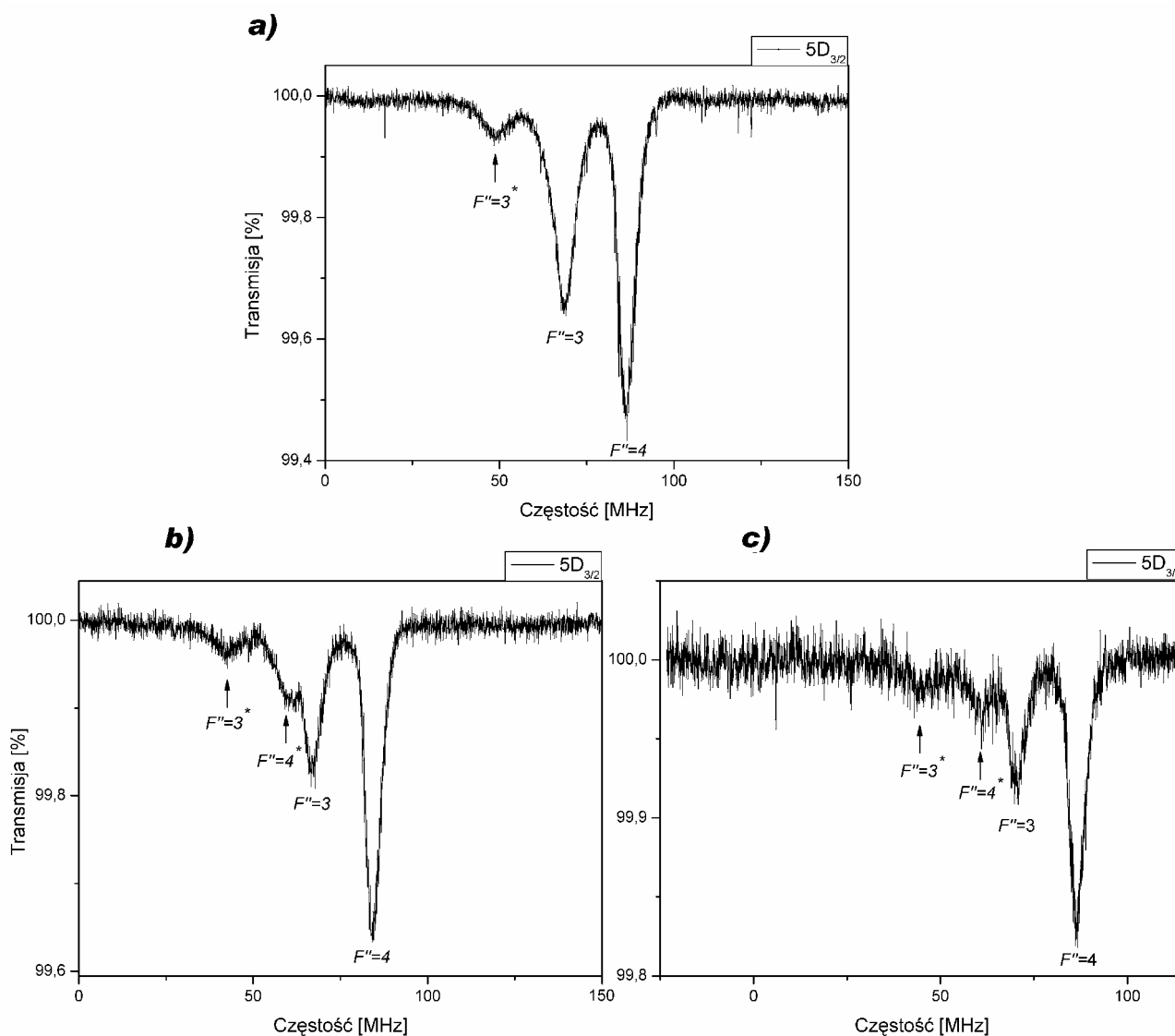


Rys. 3.9 Widmo transmisji przez chmurę zimnych atomów ^{85}Rb . Wiązka próbkująca przestrajana była przez przejścia $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=1, 2, 3)$, którym odpowiadają zarejestrowane trzy minima. Kolejne krzywe przedstawiają widma dla malejących mocy wiązki próbkującej.

Przy największych mocach dodatkowym czynnikiem kształtującym rejestrowane widma był fakt, że rezonansowa wiązka próbkująca o dużej mocy wydmuchiwała atomy z pułapki, prowadząc do dalszego splycenia i poszerzenia linii rezonansowych. W prawej części widma widoczne jest maksimum absorpcyjne powstałe zgodnie z mechanizmem opisanym w §3.5.5. Na tych widmach nie towarzyszą mu pozostałe, związane ze stanem $F'=4$ struktury, ponieważ reguły wyboru zabraniają przejść: $F=2 \rightarrow F'=4$.

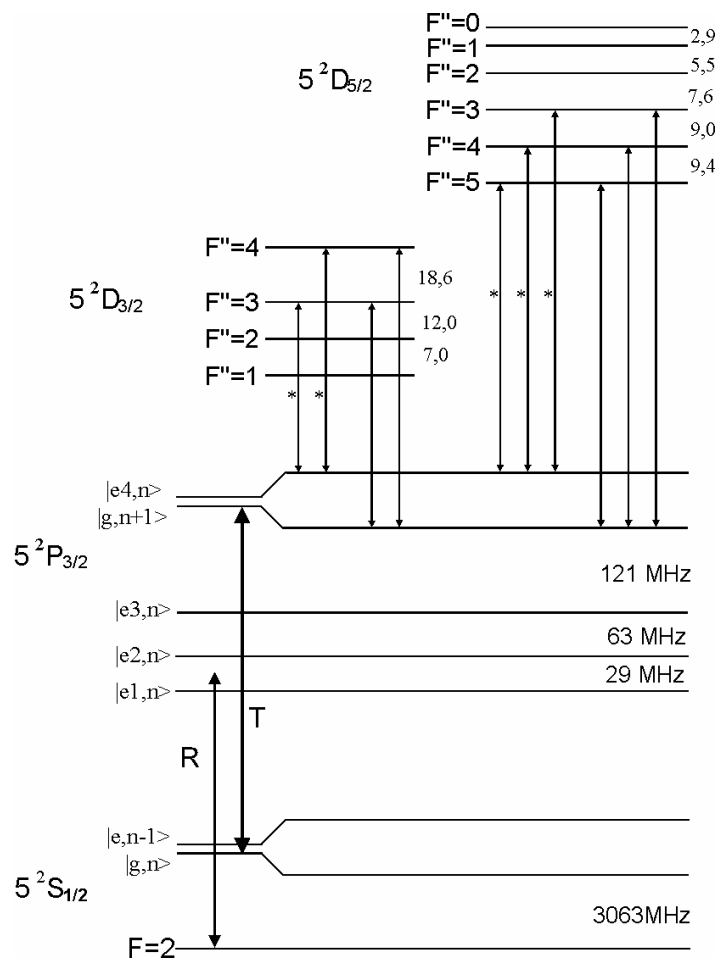
3.4 Widma transmisji $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}, 5D_{3/2}$

Jednym z głównych zagadnień niniejszej rozprawy jest rejestracja i analiza widm EIT w układzie kaskadowym $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$. Aby przetestować możliwości zbudowanych laserów, a także aby zapoznać się z kształtem widm zimnych atomów ^{85}Rb w zakresie rezonansu $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}, 5D_{3/2}$ przeprowadzono rejestrację szeregu widm transmisji. W tym celu zmieniono zakres długości fali lasera próbującego z 780 nm na 776 nm a następnie laser dostrajano do odpowiednich linii rezonansowych. Szczegółowy opis tej procedury został podany w §5.3.



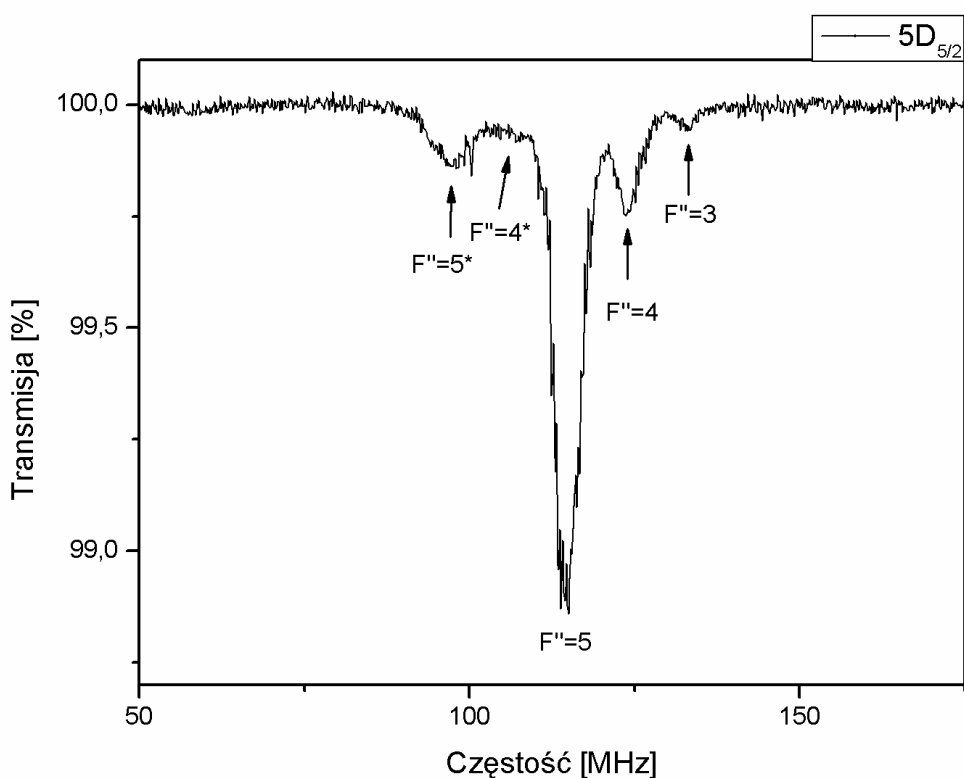
Rys. 3.10 Widma transmisji $5P_{3/2}(F' = 4) \rightarrow 5D_{3/2}(F'' = 3, 4)$ spolaryzowanej liniowo wiązki próbującej przez chmurę zimnych atomów ^{85}Rb . Pomędzy kolejnymi (a,b,c) rejestracjami widm częstość lasera chłodzącego obniżano o kilka MHz.

Zarejestrowano widma przejść: $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$ i $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$. W obu przypadkach rejestracji dokonano w działającej pułapce, z wykorzystaniem układu pomiarowego przedstawionego na Rys. 3.1. Laser chłodzący zapewniał obsadzenie stanu $5P_{3/2}(F' = 4)$, który stanowił pierwszy stopień wzbudzenia schodkowego stanów 5D. Pomiary przeprowadzono przy różnych parametrach pracy pułapki. Optymalne warunki, w których uzyskano wysoką rozdzielczość widmową, a jednocześnie satysfakcjonujący stosunek sygnału do szumu, osiągnięto dla mocy lasera chłodzącego $P_{trap} = 4,5$ mW, i mocy lasera próbkującego $P_{prob} = 36$ μ W. Na Rys 3.10 przedstawiono widma transmisji przejścia $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$. Częstość spolaryzowanej liniowo wiązki próbkującego przestrajano przez całą strukturę nadsubtelną stanu $5D_{3/2}$. Reguły wyboru ograniczają liczbę możliwych rezonansów do dwóch: $F' = 4 \rightarrow F'' = 3$ oraz $F' = 4 \rightarrow F'' = 4$. Na przedstawionym (Rys. 3.10a) widmie widzimy, że zarejestrowane zostały jednak 3 linie rezonansowe (trzecią linię oznaczono $F'' = 3^*$). Co więcej, okazało się, że przestrajanie lasera chłodzącego powoduje przemieszczanie położenia tych linii względem siebie. Na Rys. 3.10b zaprezentowano analogiczne widmo, z tym, że częstość lasera chłodzącego została obniżona o kilka MHz. Można na nim zaobserwować, że pojawia się kolejna linia rezonansowa oznaczona jako $F'' = 4^*$. Natomiast Rys. 3.10c przedstawia kształt widma, gdy laser chłodzący jest bardzo silnie odstrojony od przejścia chłodzącego. Obserwujemy na nim cztery linie rezonansowe i wyraźne zmniejszenie zarejestrowanych minimów, spowodowane zmniejszoną wydajnością procesu chłodzenia (mniej atomów w pułapce). Mechanizm powstawania dodatkowych rezonansów w widmie transmisji, można opisać przy pomocy przedstawionego w §3.3.1 modelu atomu ubranego. Na Rys. 3.11 przedstawiono fragment struktury poziomów ^{85}Rb z uwzględnieniem zaburzenia wnoszonego przez laser chłodzący w obrębie poziomu $5P_{3/2}(F' = 4)$. Powstanie dwóch bliskich poziomów $|e4, n\rangle$ i $|g, n+1\rangle$ powoduje, że możliwe są dodatkowe drogi wzbudzenia stanu 5D. Ze względu na to, że obsadzenie podpoziomu $|g, n+1\rangle$ jest wielokrotnie większe niż $|e4, n\rangle$, linie rezonansowe przejść z tego podpoziomu (bez gwiazdek) są znacznie silniejsze. Zmiana częstości lasera chłodzącego wpływa na wartość uogólnionej częstości Rabbiego Ω' (3.1) i w konsekwencji zmianę wielkości rozszczepienia poziomu $5P(F' = 4)$. Dlatego przestrajanie częstości lasera chłodzącego powoduje przemieszczanie położenia rezonansów $F'' = 3, 4$ i $F'' = 3^*, 4^*$. Fakt, że na Rys. 5.10a są tylko trzy linie, należy interpretować tym, że dla tej wartości mocy i odstrojenia wiązki chłodzącej, częstość Rabbiego Ω' jest równa odległości rezonansów $F'' = 3$ i $F'' = 4$, dlatego (nie zaznaczony na tym widmie) rezonans $F'' = 4^*$ pokrywa się z rezonansem $F'' = 3$.



Rys. 3.11 Struktura poziomów atomów ^{85}Rb z uwzględnieniem zaburzenia wnoszonego przez laser chłodzący w obrębie stanu $5P_{3/2}(F' = 4)$. Strzałki opisane symbolami T i R oznaczają odpowiednio przejścia chłodzące i repompujące, pozostałymi oznaczono możliwe przejścia pomiędzy poziomami struktury nadsubtelnej stanów $5P_{3/2}$, $5D_{3/2}$ i $5D_{5/2}$.

Na Rys. 3.12 zaprezentowano widmo transmisji liniowo spolaryzowanej wiązki próbującej przestrajanej przez przejście $5P_{3/2}(F' = 3) \rightarrow 5D_{5/2}(F' = 5, 4, 3)$. Ponownie, poza trzema dopuszczanymi przez reguły wyboru rezonansami, zarejestrowano dodatkowe, oznaczone gwiazdkami, których mechanizm powstawania jest identyczny jak w przypadku opisanym wyżej.



Rys. 3.12 Widma transmisji spolaryzowanej liniowo wiązki próbkującej przez chmurę zimnych atomów ^{85}Rb zarejestrowane dla przejścia $5P_{3/2}(F' = 4) \rightarrow 5D_{5/2}(F'' = 5, 4, 3)$.

Autor nie spotkał się dotąd w literaturze z analizą widm w schemacie schodkowym omawianym w tym podrozdziale, rejestrowanych w pułapce MOT. Pojawienie się dodatkowych rezonansów w widmach atomów w pułapce MOT utrudnia identyfikację wzbudzanych stanów. Dlatego rozpoznanie mechanizmu powstawania i identyfikacja podobnych rezonansów absorpcyjnych jest niezbędna w przypadku badań spektroskopowych nad atomami w działającej pułapce.

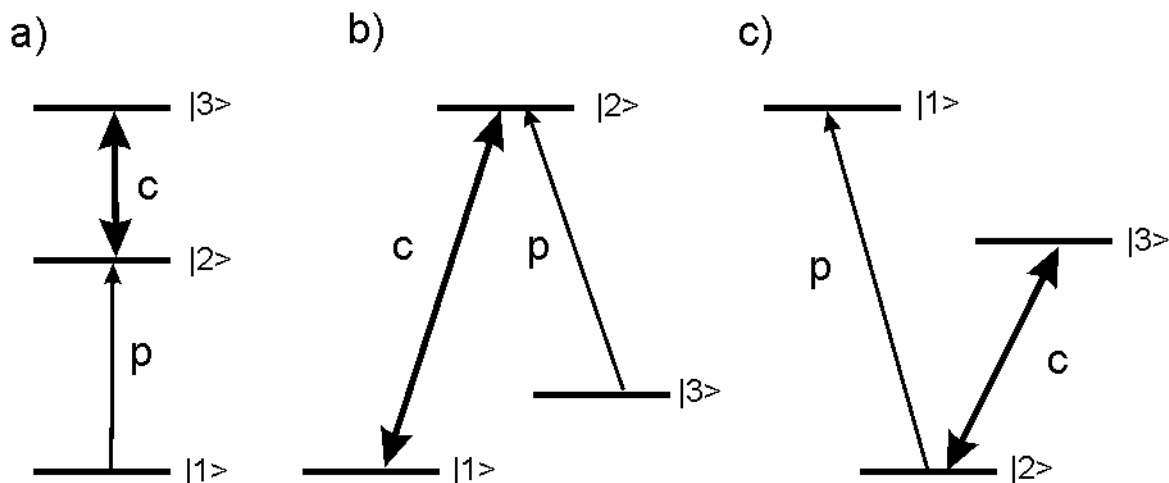
Rozdział 4. Zjawisko elektromagnetycznie wymuszonej przezroczystości (EIT)

W rozdziale tym omówimy zagadnienia dotyczące zjawiska elektromagnetycznie wymuszonej przezroczystości. W §4.1 przedstawiono jego podstawy, oraz podstawowe konfiguracje poziomów i pól, w których można je obserwować. W §4.2 zostaną podane wybrane przykłady zastosowań EIT w fizyce kwantowej, optyce i technice. W §4.3 zostanie przedstawiony model teoretyczny EIT, który zastosowano do interpretacji widm EIT w układzie schodkowym, otrzymanych w tej pracy.

4.1 Fizyczne podstawy zjawiska EIT

Zjawisko elektromagnetycznie wymuszonej przezroczystości (EIT od *Electromagnetically Induced Transparency*) polega na destruktywnej kwantowej interferencji amplitud przejścia, w wyniku której następuje osłabienie absorpcji lub nawet całkowita transmisja rezonansowej wiązki próbkującej. Następuje to w obecności drugiej, silnej wiązki laserowej sprzęgającej koherentnie jeden ze stanów uczestniczących w absorpcji z jakimś innym stanem atomu [47-49].

Najprostszym układem, w którym można obserwować EIT jest układ trójpoziomowy. Na Rys. 4.1 przedstawiono podstawowe konfiguracje poziomów i pól elektromagnetycznych. Pierwszy z rysunków (Rys. 4.1a) przedstawia układ kaskadowy. W tym układzie słaba wiązka próbkująca (p) jest przestrajana przez przejście $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$, natomiast silna wiązka sprzęgająca (c) jest dostrojona w pobliże przejścia $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$. Podobnie, Rys. 4.1b,c przedstawiają układ poziomów i przejść dla konfiguracji odpowiednio Λ (lambda) i V. Poziomy ponumerowano tak, aby w każdym z trzech przypadków, przejścia pomiędzy poziomami $|1\rangle$ i $|2\rangle$ oraz $|2\rangle$ i $|3\rangle$ były dozwolonymi przejściami dipolowymi elektrycznymi, natomiast przejście $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ było zabronione.



Rys. 4.1 Podstawowe konfiguracje poziomów, dla których zachodzi zjawisko EIT. **a)** kaskadowa (schodkowa); **b)** konfiguracja Λ ; **c)** konfiguracja V. Strzałkami oznaczono wiązki: p – próbująca, c – silną sprzęgającą.

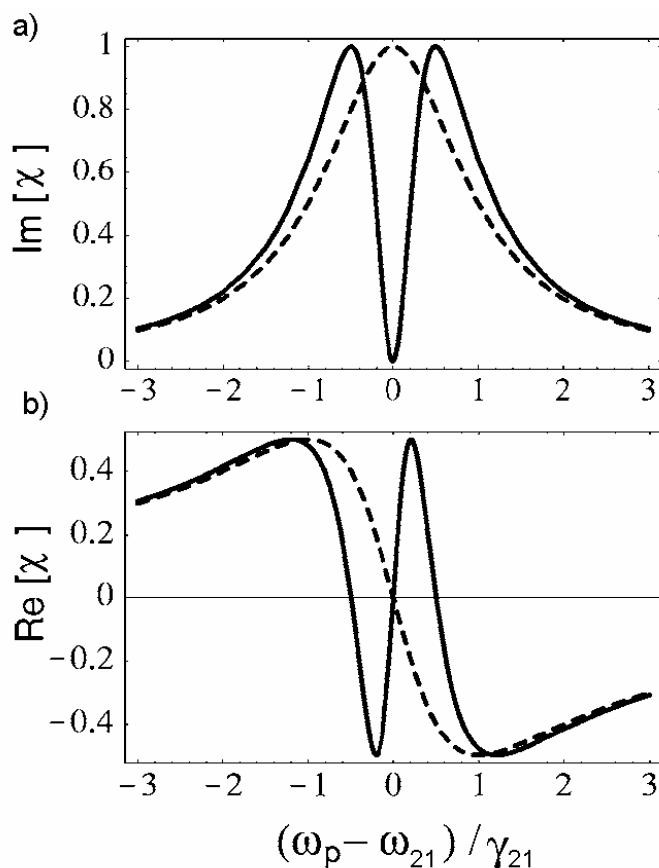
Zjawisko EIT zostało przewidziane w 1989 roku [50] i potwierdzone doświadczalnie w roku 1991 w atomach strontu [51]. Jednak szczególnie intensywnie badane było ono w ciągu ostatnich piętnastu lat. Jest ono interesujące nie tylko dzięki możliwości wymuszenia przezroczystości, lecz również z powodu jednoczesnego pojawienia się w ośrodku niezwyklej właściwości dyspersyjnych. Na Rys. 4.2 pokazano zależność podatności elektromagnetycznej $\chi(\omega_p)$ ośrodka (gazu atomowego), od częstości wiązki próbującej ω_p w pobliżu rezonansu atomowego ω_{21} (por. np. [47]). Linia przerywaną wykreślono typowe profile podatności dla gazu atomowego, natomiast linią ciągłą profile w obecności dodatkowej, silnej, rezonansowej wiązki sprzęgającej wywołującej zjawisko EIT. Górny wykres (a) przedstawia urojoną składową podatności $\text{Im}[\chi(\omega_p)]$, określającą właściwości absorpcyjne ośrodka (równanie (4.1)), natomiast dolny wykres (b), przedstawia składową rzeczywistą $\text{Re}[\chi(\omega_p)]$ związaną ze współczynnikiem załamania $n(\omega_p)$ (równanie (4.2)),

$$a(\omega_p) = \text{Im}[c(\omega_p)] k, \quad (4.1)$$

$$n(\omega_p) = 1 + \frac{1}{2} \text{Re}[c(\omega_p)], \quad (4.2)$$

gdzie $a(\omega_p)$ jest współczynnikiem absorpcji, a $k = \frac{2p}{l}$.

Na Rys. 4.2b widać, że w pobliżu rezonansu, zamiast obserwowanej klasycznie anomalnej dyspersji (linia przerywana), występuje silnie zmienna, zależna od mocy lasera sprzęgającego, dyspersja normalna (linia ciągła).

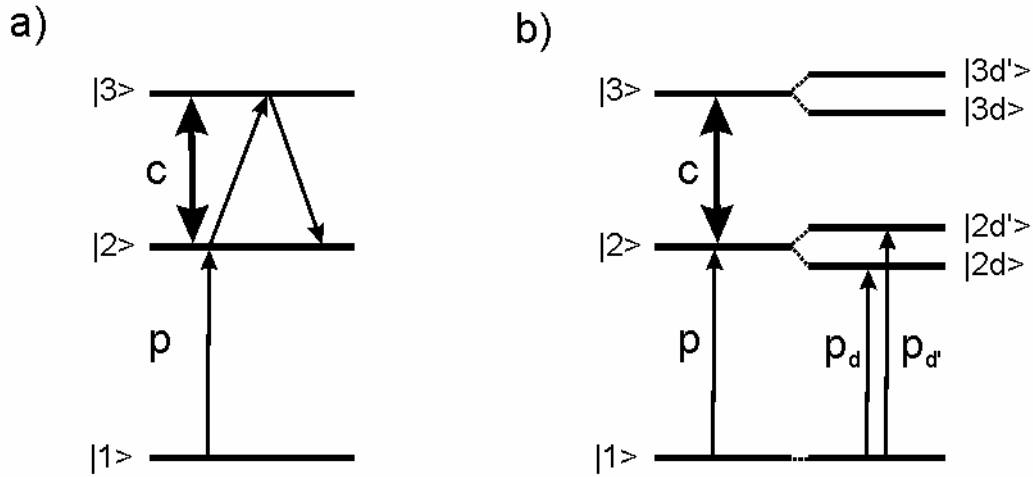


Rys. 4.2 Profile podatności elektromagnetycznej $c(w_c)$ gazu atomowego w pobliżu rezonansu w_{21} . (a) urojona składowa podatności $\text{Im}[\chi]$ proporcjonalna do współczynnika absorpcji; (b) składowa rzeczywista $\text{Re}[\chi]$ związana ze współczynnikiem załamania. Linia przerywaną pokazane typowe profile podatności dla gazu atomowego, natomiast linią ciągłą profile w obecności silnej, rezonansowej wiązki sprzęgającej wywołującej zjawisko EIT. g_{21} jest szerokością poziomu do którego zachodzi absorpcja wiązki próbkującej.

Dzięki znacznej modyfikacji właściwości optycznych ośrodka, zjawisko EIT znajduje interesujące zastosowania, zwłaszcza w dziedzinach optyki i fizyki kwantowej. Wybrane zastosowania zostaną przedstawione w §4.2.

W literaturze prezentowane są dwa pogładowe obrazy wyjaśniające mechanizm zjawiska EIT. Są one, w określonych warunkach, równoważne. W pierwszym obrazie (Rys. 4.3a), wzbudzenie stanu $|2\rangle$ wiązką próbkującą może odbywać się dwiema drogami [52]. W najprostszym przypadku jest to wzbudzenie $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$. Jednakże, sprzężenie stanów $|2\rangle$ i $|3\rangle$ silną wiązką powoduje, że istnieje alternatywna droga osiągnięcia stanu $|2\rangle$:

$|1\rangle \rightarrow |2\rangle \rightarrow |3\rangle \rightarrow |2\rangle$. Destruktywna interferencja amplitud prawdopodobieństw przejść dla tych dróg powoduje powstanie przezroczystości dla wiązki próbkującej.



Rys. 4.3 Modele obrazujące mechanizm powstawania zjawiska EIT na przykładzie konfiguracji kaskadowej. Zakładamy destruktywną interferencję amplitud pomiędzy dwiema drogami wzbudzenia: w obrazie **a)** $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ i $|1\rangle \rightarrow |2\rangle \rightarrow |3\rangle \rightarrow |2\rangle$; w obrazie **b)** $|1\rangle \rightarrow |2d\rangle$ i $|1\rangle \rightarrow |2d'\rangle$ (wyjaśnienie w tekście).

Drugi model odwołuje się do obrazu atomu ubranego (Rys. 4.3b). Pole sprzęgające wytwarza parę równoważnych stanów ubranych $|2d\rangle$ i $|2d'\rangle$. Absorbując fotony z pola wiązki próbkującej atomy w stanie podstawowym $|1\rangle$ mają dwie możliwe drogi $|1\rangle \rightarrow |2d\rangle$ i $|1\rangle \rightarrow |2d'\rangle$, które prowadzą do wzbudzenia stanu $|2\rangle$. Destruktywna interferencja między amplitudami przejścia odpowiadającymi tym drogom prowadzi, podobnie jak w poprzednim obrazie, do zmniejszenia absorpcji wiązki próbkującej i wystąpienia wąskiego rezonansu w widmie absorpcji [53].

Własności zjawiska EIT zależą od właściwości elementu macierzowego r_{31} - dwufotonowej spójności pomiędzy stanami $|1\rangle$ oraz $|3\rangle$ niezwiązanymi przejściem dipolowym. Wszystkie procesy niszczące tę spójność wpływają na wydajność EIT. Rozważmy trzy idealne systemy trójpoziomowe z Rys. 4.1. Uwzględnimy, opisywane stałymi zaniku Γ_i , relaksacje pochodzące od emisji spontanicznej, natomiast zaniedbamy wpływ innych procesów relaksacyjnych (np. zderzeń defazujących).

Szybkości zaniku g_{ij} odpowiednich spójności wynoszą wtedy* ([54]):

$$g_{ij} = \frac{G_i + G_j}{2}, \quad (4.3)$$

A zatem stała zaniku g_{13} spójności r_{31} wyraża się wzorem:

$$g_{13} = \frac{G_1 + G_3}{2}. \quad (4.4)$$

Dla konfiguracji a), b) i c) z Rys. 4.1 otrzymujemy odpowiednio:

$$g_{13}^{(a)} = \frac{G_3^{(a)}}{2} \quad (\text{w systemie kaskadowym: } G_1^{(a)} = 0), \quad (4.5a)$$

$$g_{13}^{(b)} = 0 \quad (\text{w systemie } \Lambda: \Gamma_1^{(b)} = 0 \text{ i } \Gamma_3^{(b)} = 0), \quad (4.5b)$$

$$g_{13}^{(c)} = \frac{G_1^{(c)} + G_3^{(c)}}{2} \quad (\text{w systemie V}). \quad (4.5c)$$

Można wnioskować, że dla ustalonych stałych zaniku Γ_i i takich samych sprzężeń od pola dla każdego schematu, w idealnym systemie Λ uzyskamy największą, a w systemie V najmniejszą, przezroczystość. Tymczasem w konfiguracjach Λ oraz V na przezroczystość wpływają także inne procesy: w Λ pompowanie optyczne poziomu $|1\rangle$ przez wiązkę sprzęgającą, a w V nasycanie przejścia $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$. Natomiast jedną z cech wyróżniających konfigurację kaskadową jest fakt, że wiązka sprzęgająca nie wpływa znacząco na rozkład obsadzeń. Z tego punktu widzenia w schemacie kaskadowym, obserwowany jest „czysty” efekt EIT (choć występują tu procesy, które ograniczają przezroczystość [55]). Trudno zatem jednoznacznie porównać wydajności EIT dla różnych schematów. Dodatkowo, w przypadku rzeczywistych atomów i warunków konkretnego doświadczenia, założenie trójpoziomowości oraz idealizacje mogą być, w różnym stopniu, nierealistyczne. Na przykład poszerzenie niejednorodne i zderzenia należy uwzględnić w doświadczeniach w komórce spektralnej w temperaturze pokojowej, a można je praktycznie pominąć w przypadku zimnych atomów w pułapce MOT. Te i inne uwarunkowania są ważne przy modelowaniu

* W przypadku występowania procesów defazujących, do prawej strony (4.3) należy dodać szybkość relaksacji w wyniku defazacji γ_{ph} .

procesów EIT i planowaniu doświadczeń. Porównanie własności trzech omawianych konfiguracji EIT przeprowadzono w pracach [55-58].

Analityczna postać sygnału EIT w przybliżeniu trójpoziomym (wg [56])

Nadal przyjmujemy jako przykład konfigurację schodkową (Rys 4.1a). Niech ω_{21} oznacza częstość w rezonansie dla przejścia $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$, ω_p częstość wiązki próbkującej, a $\Delta_1 = \omega_p - \omega_{21}$ jej odstrojenie od rezonansu. Podobnie niech ω_{32} oznacza częstość w rezonansie dla przejścia $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$, ω_c częstość wiązki sprzęgającej, a $\Delta_2 = \omega_c - \omega_{32}$ jej odstrojenie. Metodami półklasycznymi (por §4.3), przy założeniu słabej wiązki próbkującej, otrzymano w pracy [56] wyrażenia na postać elementów macierzowych operatora gęstości w stanie stacjonarnym. W szczególności interesuje nas element ρ_{31} , który określa koherencję między stanami $|3\rangle$ i $|1\rangle$. Dla słabej wiązki próbkującej zachodzi przybliżona równość: $r_{31} \approx r_{21}$, a przybliżona postać r_{21} jest następująca:

$$r_{21} ; -E_p \frac{m_{21} / 2\hbar}{g_{21} - i\Delta_1 + \frac{\Omega_c^2}{g_{31} - i(\Delta_1 + \Delta_2)}}, \quad (4.6)$$

gdzie, $\Omega_c = \mu_{32}E_c/\hbar$ jest częstością Rabiego od pola sprzęgającego, μ_{21} i μ_{32} są elementami macierzowymi operatora momentu dipolowego odpowiednich przejść, E_p (E_c) amplitudą pola wiązki próbkującej (sprzęgającej). Dla rozważanej konfiguracji, w której stan $|1\rangle$ jest stanem podstawowym, szybkości dekoherencji g_{12} i g_{13} , wynoszą (zgodnie ze wzorem (4.3)) odpowiednio $0,5\Gamma_2$ i $0,5\Gamma_3$. Zespólna podatność $c(\omega_p)$ wiąże się z ρ_{21} poprzez polaryzację ośrodka atomowego (tj polaryzację liniową względem E_p^*)

$$P = \frac{1}{2} e_0 E_p [c(\omega_p) e^{-i\omega_p t} + c.c.] = -m_{21} N r_{21} e^{-i\omega_p t} + c.c., \quad (4.7)$$

gdzie N jest gęstością atomów.

* Ze względu na występowanie nieliniowego sprzężenia z silną wiązką E_c , można tę podatność nazywać "ubraną liniową podatnością" (por. [4.3] str. 482).

Zgodnie z zależnościami (4.6) i (4.7) otrzymujemy wyrażenie na c :

$$c = \frac{im_{21}^2 N / \hbar e_0}{g_{21} - i\Delta_1 + \frac{\Omega_c^2}{g_{31} - i(\Delta_1 + \Delta_2)}}. \quad (4.8)$$

Części urojona i rzeczywista podatności c (4.8) opisują, odpowiednio, właściwości absorpcyjne i dyspersyjne ośrodka w warunkach EIT, zgodnie ze wzorami (4.1) i (4.2). W szczególności, przy ustalonej wartości odstrojenia Δ_2 i przemiataniu wiązki próbkującej wokół rezonansu ω_{21} (czyli zmianach odstrojenia Δ_1), opisują one przebieg krzywych podobne do przedstawionych na Rys. 2. Dla schematu schodkowego minimum absorpcji powstaje, gdy zachodzi warunek rezonansu dwufotonowego:

$$\Delta_1 + \Delta_2 = 0. \quad (4.9a)$$

Natomiast dla konfiguracji Λ oraz V minimum powstaje gdy:

$$\Delta_1 - \Delta_2 = 0. \quad (4.9b)$$

4.2 Zastosowania EIT

Zjawisko EIT umożliwia kontrolowaną modyfikację własności optycznych ośrodka dzięki czemu znajduje liczne zastosowania. Wykorzystuje się w nich konfiguracje, które można przybliżyć któryś z trzech przedstawionych na Rys. 4.1 schematów (zwłaszcza schematem Λ), ewentualnie używa się ich kombinacji.

Ze względu na silną zmienność transmisji wiązki przechodzącej przez ośrodek, wywoływaną za pomocą innej wiązki, badano przydatność zjawiska EIT do przełączania optycznego, w kontekście aplikacji telekomunikacyjnych. Badania w tym zakresie, w środowisku zimnych atomów Rb, zostały przedstawione między innymi przez Chena i innych, w pracy [59]. Rejestrowano i teoretycznie analizowano kształt impulsów transmisji wiązki próbkującej po włączeniu wiązki sprzęgającej w układzie Λ . Włączenie miało charakter nieadiabaticzny – trwało krócej niż czasy relaksacji i odwrotność częstości Rabięgo. W innej pracy zademonstrowano i przedyskutowano periodyczne przełączanie optyczne w układzie kaskadowym EIT, dla atomów Rb w temperaturze pokojowej [60]. Przełączanie podczerwonej wiązki próbkującej (na linii $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$) wywoływała modulowana

amplitudowo widzialna wiązka sprzęgająca (dostrojona do rezonansu $5P_{3/2} \leftrightarrow 8D_{5/2}$). Harris i Yamamoto [61] przedstawili model optycznego przełączania w układzie czteropoziomowym i trzywiązkowym. W klasycznym układzie EIT typu Λ zastosowali oni dodatkową wiązkę sprzęgającą, która wprowadzając dekoherencję, blokowała zjawisko EIT (likwidując okno transmisji).

Interesujące zastosowanie zjawiska EIT do manipulowania sygnałami w systemach komunikacji światłowodowej zostało przedstawione przez Rostami i in. [62]. Autorzy ci zaproponowali wykorzystanie zjawiska EIT wywołwanego w materiałach półprzewodnikowych do strojenia optycznych filtrów zbudowanych w oparciu o rezonator pierścieniowy. Ostatnio pojawiają się też liczne doniesienia o EIT w półprzewodnikowych studniach kwantowych w (np. [63,64]), których właściwości spektralne można kontrolować elektronicznie.

Wpływ pola magnetycznego na położenia poziomów atomu powoduje, że zjawisko EIT można również zastosować w magnetometrii. W tym przypadku wykorzystywana jest silna zmienność współczynnika załamania w okolicy rezonansu EIT (por. (4.2) i Rys. 4.2 (b)). Konstrukcję magnetometru wykorzystującego EIT zaproponowali Scully i Fleischhauer, w pracy [65]. W jednym z ramion interferometru Macha-Zehndera umieszczono komórkę, w której wywoływano przezroczystość metodą EIT. Wprowadzenie urządzenia w obszar pola magnetycznego powoduje, zależną od natężenia pola, zmianę częstości rezonansowej ω_0 . Zmiany współczynnika załamania wykrywano przez interferometryczny pomiar względnej fazy wiązek. Silna zmienność współczynnika załamania (dn/dB) zapewnia znaczną czułość metody. Prace nad tego rodzaju magnetometrami są rozwijane (np. Lee i in. [66]). Metoda ta pozwala na osiągnięcie bardzo wysokiej czułości, rzędu 10^{-15} T, dorównując w ten sposób superczułym magnetometrom typu SQUID (10^{-15} T) (*Superconducting Quantum Intereference Device*) [67].

Spowalnianie impulsów światła

Spektakularnym zjawiskiem towarzyszącym EIT jest możliwość znacznego obniżenia prędkości grupowej światła [47,68]. Również tutaj wykorzystywany jest fakt, że w warunkach EIT w okolicach rezonansu ω_0 , można uzyskać dramatyczną zmianę współczynnika załamania $n(\omega_p)$.

Prędkość grupową opisuje wzór:

$$n_g = \frac{c}{n(w_p) + w_p \frac{dn}{dw_p}}, \quad (4.10)$$

gdzie c jest prędkością światła w próżni.

Biorąc pod uwagę wzory (4.10) i (4.2) oraz stromość krzywej $\text{Re}[\chi]$ w okolicach częstości ω_0 , należy się spodziewać, że impuls próbkujący o częstości ω_0 ulegnie w warunkach EIT znacznemu spowolnieniu. Przewidywania takie podali jako pierwsi Harris [69].

We wczesnych pracach doświadczalnych osiągnano spowolnienie prędkości grupowej światła o czynnik rzędu 10^2 - 10^3 np. Kasapi i inni [70] otrzymali prędkość $v_g = c/165$ w parach ołowiu, natomiast grupa Schmidta [71] otrzymała $v_g = c/3000$ w parach cezu. Pierwszym zespołem, który uzyskał ekstremalnie niską prędkość grupową światła w sodowym kondensacie Bose-Einsteina była Hau i inni [72]. Atomy sodu chłodzono do temperatur z przedziału $2,5 \mu\text{K} - 50 \text{nK}^\dagger$. EIT wywoływano przy różnych mocach wiązki sprzęgającej. Zgodnie z przewidywaniami teoretycznymi, prędkość grupowa była niższa dla mniejszej mocy, malała również ze wzrostem gęstości chmury atomów. Najniższa prędkość grupowa uzyskana w [72] została osiągnięta w temperaturze 50nK (w kondensacie) i wynosiła 17 m/s , co odpowiada $v_g = c/10^7$. Wkrótce, podobne wyniki zostały opublikowane przez Kasha i współpracowników [73], którzy w temperaturze 360 K w ^{87}Rb uzyskali spowolnienie do $v_g = 90 \text{ m/s}$. W tym samym roku Budker i inni [74] w temperaturze pokojowej w ^{85}Rb otrzymali $v_g = 8 \text{ m/s}$.

Gdy impuls światła wchodzi do ośrodka, w którym prędkość grupowa światła jest mniejsza, długość przestrzenna impulsu zostaje skrócona. Spowodowane jest to faktem, iż początek impulsu w „powolnym ośrodku” porusza się wolniej, niż pozostała jego część, która do tego ośrodka jeszcze nie dotarła. Impuls zostaje zatem przestrzennie skompresowany o czynnik c/v_g , co przy dużej zmianie prędkości pomiędzy ośrodkami powoduje, że nawet długie impulsy mieszczą się całkowicie w tak małych ośrodkach jak MOT, czy BEC. Spowolnienie i skompresowanie impulsów światła do rozmiarów ośrodka czynnego, nasuwa pytanie, czy możliwe jest uwięzienie impulsów w ośrodku. Okazuje się, że tak, dokonali tego, w roku 2001, Philips i inni [75] oraz Liu i inni [76]. Tej drugiej grupie udało się zatrzymać

[†] Temperatura krytyczna, przy której może zachodzić kondensacja B-E dla atomów sodu wynosi $T_c = 435 \text{ nK}$

impulsy światła w ochłodzonych do temperatury $\sim 1\mu\text{K}$ atomach sodu na czas 1 ms. Prędkość impulsu światła została obniżona z wykorzystaniem zjawiska EIT w konfiguracji Λ , następnie, gdy skompresowany impuls świetlny znalazł się już w próbce atomów sodu, wyłączono gwałtownie wiązkę sprzęgającą na czas 1 ms. Wyłączenie tej wiązki spowodowało całkowite wygaszenie impulsu, a informacja o jego amplitudzie i fazie była "przechowywana" przez atomy. Po ponownym włączeniu wiązki sprzęgającej, w wyniku jej oddziaływania z atomami, impuls został odtworzony i po opuszczeniu ośrodka miał kształt nieodróżnialny od wejściowego. Maksymalny czas "przechowywania" określają procesy dyssypacyjne niszczące koherencję. Biorąc pod uwagę nakreślony powyżej mechanizm, terminy "uwięzienie", czy "zatrzymanie" impulsu światła, używane w kontekście tego, co zachodzi między wyłączeniem i włączeniem wiązki sprzęgającej, należy jednak traktować symbolicznie. Proces ten można wykorzystać do przekazu informacji metodami kwantowymi. Na przykład w czasie, gdy informacja o impulsie jest przechowywana przez atomy, można ją zmodyfikować, działając na atomy polem magnetycznym, lub elektrycznym. W fazie odzyskiwania impulsu, zmodyfikowana informacja została w niego wczytana, a następnie przenoszona przez uwolniony impuls.

Badania związane ze spowalnianiem i zatrzymywaniem impulsów światła są wciąż rozwijane w licznych pracach teoretycznych (np. [77]) a także w szeregu laboratoriów, (por. np. przegląd w [47]), również w Polsce, w Toruniu [78].

W 2007 roku Ginsberg, Garner i Hau opublikowali wyniki bardzo interesującego doświadczenia [79], w którym powolny impuls światła został zatrzymany i „przechowany” w jednym z dwóch kondensatów Bose-Einsteina, a następnie odtworzony z drugiego kondensatu, który początkowo znajdował się w niemal makroskopowej odległości od pierwszego ($160\mu\text{m}$). Przebieg doświadczenia był następujący. Do pierwszego z kondensatów, oświetlonego wiązką sprzęgającą, wprowadzono biegnący w kierunku osi z impuls próbkujący, który został w nim spowolniony, a następnie zatrzymany i skompresowany. Działanie obu wiązek spowodowało, że kondensat znalazł się w stanie kwantowej superpozycji, której jedna składowa jest stacjonarna, a druga porusza się razem ze spowolnionym impulsem. W tę poruszającą się falę materii została „wpisana” informacja o amplitudzie i fazie spowolnionego impulsu. Następnie wiązkę sprzęgającą gwałtownie wyłączono. Impuls światła „zanikł”, ale jego materialna „kopia” (czyli przemieszczająca się składowa pierwszego kondensatu, zwana „impulsem posłańca”) opuściła pierwszy kondensat i przemieszczała się w kierunku drugiego. Gdy impuls posłańca osiągnął drugi kondensat, ponownie włączono wiązkę sprzęgającą. Gdy oświetliła ona drugi kondensat, impuls światła

został w nim odtworzony i opuszczając go przybrał pierwotną postać. Autorzy podkreślają, że zatrzymanie impulsu w jednym miejscu, następnie odzyskanie go w innym, i fakt, że informacja zostaje tam przeniesiona przez atomy, pozwala, potencjalnie, na różne manipulacje falami świetlnymi i falami materii, w tym formowanie profilu funkcji falowej. Można też na przykład przemieszczający się pomiędzy kondensatami impuls posłańca na dłuższy czas pułapkować i wprowadzić do niego dodatkową informację przez działanie na atomy za pomocą pól. Następnie, już w drugim kondensacie, nowa informacja wczyta się w odzyskiwany impuls światła.

4.3 Wielokrotne okna transmisji EIT

Głównym przedmiotem zainteresowania w niniejszej rozprawie są struktury absorpcyjne, w których, na skutek efektu EIT, otrzymuje się nie jedno (jak na Rys. 4.2 a) lecz kilka okien transmisji. Celem jest przygotowanie warunków do spowalniania na raz kilku impulsów światła o zbliżonych częstościach. Dobrane warunki doświadczalne powinny zapewniać możliwość kontrolowania parametrów profilu, takich, jak głębokość okien, szerokość, a także ich położenie widmowe, ewentualnie wzajemne odległości.

Wielokrotne okna transmisji są tematem prac teoretycznych i doświadczalnych. Proponowano różne sposoby na generowanie wielokrotnych okien EIT. Na przykład w pracy [80] rozważano konfigurację V, w której wyższy stan w ramieniu wiązki próbującej zostaje sprzężony dodatkową silną wiązką z jeszcze wyższym stanem. Powstaje złożony schemat V-kaskada. W wyniku wzajemnych sprzężeń (konkurujących dróg uzyskania EIT) uzyskuje się wielokrotne okna w absorpcji wiązki próbującej. W pracy [81] zaproponowano, aby jeden ze stanów $|1\rangle$ albo $|3\rangle$ schematu Λ sprzężać polem o częstości radiowej z inną składową nadsubtelną stanu podstawowego (jest to możliwe w atomach z trypletem w stanie podstawowym). Podobną ideę, lecz dla schematu schodkowego i z wieloma polami radiowymi, rozważano w [82]

Efekt wielokrotnych rezonansów EIT został uzyskany w zimnych atomach rubidu przez Wanga i innych [83] z użyciem bichromatycznej wiązki sprzęgającej. Wiązkę tę wytworzono przepuszczając wiązkę jednomodowego lasera tytanowo-szafirowego przez modulator AOM. Tak spreparowaną wiązkę o dwóch częstościach odległych o $\delta = 20$ MHz wykorzystano w schemacie Λ uzyskując kilka okien przezroczystości. Jedna z wiązek miała częstość większą, a druga mniejszą od częstości rezonansu $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$. Liczba okien

przezroczystości zależała od mocy wiązki sprzęgającej, natomiast ich odległości zależały od różnicy częstości δ . Podobny schemat, ale z wiązką trójchromatyczną jest rozważany w teoretycznej pracy [84]

Naturalny sposób otrzymania wielu bliskich rezonansów EIT polega na sięgnięciu po stany o gęstej strukturze. W schemacie schodkowym, można wykorzystać w tym celu gęstą strukturę nadsubtelną górnego stanu przejścia sprzęgającego (stanu $|3\rangle$ z Rys. 4.1a). Jeżeli częstość wiązki sprzęgającej zostanie dostrojona w pobliże środka struktury nadsubtelnej odpowiednio dobranego stanu $|3\rangle$, a moc tej wiązki będzie dostatecznie duża, wówczas w widmie transmisji wiązki próbkującej zostanie odwzorowany kształt całej struktury nadsubtelnej górnego poziomu. Możliwość ta jest godna uwagi: wystarczy przestrajając słabą wiązkę próbkującą w pobliżu dolnego rezonansu, żeby w widmie transmisji tej wiązki rysowały się struktury nadsubtelne stanów górnych. Aby jednak struktura nadsubtelna została rozdzielona i nie była zniekształcona, muszą zachodzić określone relacje między częstością Rabięgo pola sprzęgającego, a naturalnymi szerokościami poziomów i odstępami struktury nadsubtelnej w stanie górnym. W szczególności wspomniane relacje nakładają ograniczenie od góry na moc laserów. Także linie laserowe muszą być odpowiednio wąskie [85]. W przypadku obserwacji w zimnych atomach, gdzie poszerzenie dopplerowskie jest zanedbywalne, cała mierzona struktura musi być rzędu (poszerzonej) linii absorpcyjnej wiązki próbkującej.

W rubidzie, wygodnym stanem $|3\rangle$ do generowania wielokrotnych okien EIT jest stan $5D_{5/2}$ izotopu ^{85}Rb , który można wykorzystać w układzie przejść $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3) \leftrightarrow 5D_{5/2}(F''=4, 3, 2)$. Jego struktura nadsubtelna jest najbardziej gęsta (odległości rzędu kilku MHz) ze wszystkich stanów $^{85,87}\text{Rb}(5D_{J})$ (biorąc pod uwagę oba izotopy oraz obie składowe struktury subtelnej).

Jin i inni [85] w 1995 roku jako pierwsi donieśli o zarejestrowaniu tą metodą rezonansów EIT odpowiadających podpoziomom $F''=3, 4, 5$ i zmierzili ich odstępów z dokładnością 0,2 MHz. Analogiczne widmo, dla bardziej rozległej struktury ($5D_{5/2}$, $F''=2, 3, 4$) w ^{87}Rb , uzyskali Moseley *et al.* [86]. Obie te prace, podobnie jak większość początkowych badań nad EIT, były wykonywane w komórce spektralnej. Aby zredukować poszerzenie dopplerowskie maskujące efekt, autorzy musieli zapewnić przebieg i polaryzację wiązek w układzie spektroskopii quasi-bezdopplerowskiej.

Jak podkreślono wyżej, aby odległości okien transmisji wiernie odwzorowywały niezaburzoną strukturę nadsubtelną stanu górnego, moc wiązki sprzęgającej nie może być

zbyt duża. Wang i inni [87] porównywali wyniki swojego modelu obliczeniowego z zarejestrowanymi eksperymentalnie widmami. Jego rezultaty zdają się wskazywać, że wzajemne odległości okien transmisji (odpowiadające w granicy małej mocy odległościom poziomów struktury nadsubtelnej stanu $^{85}\text{Rb}(5D_{5/2}, F'' = 4, 3, 2)$) wzrastają z natężeniem wiązki sprzęgającej. Z punktu widzenia celów badawczych, których częścią jest niniejsza rozprawa, mógłby to być obiecujący sposób na dopasowanie odległości okien do zadanej różnicy częstości impulsów, które miałyby ulec spowolnieniu.

4.4 Model pięciopoziomowy EIT w schemacie schodkowym

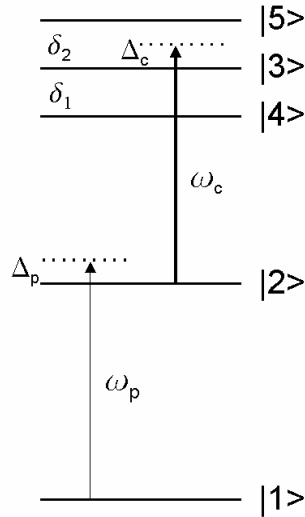
W tym podrozdziale zostanie przedstawiony model elektromagnetycznie wymuszonej przezroczystości, który zastosowano do zinterpretowania zarejestrowanych widm EIT przedstawionych w §5.5. Obliczenia numeryczne zostały wykonane w grupie prof. Van Cao Long z Uniwersytetu w Zielonej Górze z inicjatywy i przy współpracy autora niniejszej pracy doktorskiej.

Rozważmy modelowy atom, oddziałujący z zewnętrznym polem elektromagnetycznym w układzie kaskadowym, jak ukazano na Rys. 4.4. Dla uproszczenia założmy, że przestrzeń stanów jest pięciowymiarowa, to znaczy tylko stany $|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle, |4\rangle, |5\rangle$ biorą udział w oddziaływaniach. Stanom tym przypisujemy następujące rzeczywiste stany atomu ^{85}Rb :

$$|1\rangle \Rightarrow 5S_{1/2}(F = 3); |2\rangle \Rightarrow 5P_{3/2}(F' = 3);$$

$$|3\rangle \Rightarrow 5D_{5/2}(F'' = 3); |4\rangle \Rightarrow 5D_{5/2}(F'' = 4); |5\rangle \Rightarrow 5D_{5/2}(F'' = 2).$$

Silna wiązka lasera o częstości w_c sprzęga stan $|2\rangle$ z grupą trzech blisko położonych podpoziomów nadsubtelnych $|3\rangle, |4\rangle, |5\rangle$ a słaba wiązka próbująca o częstości w_p powoduje przejście absorpcyjne między stanami $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$. Zdefiniujemy odstrojenia między częstościami światła laserowego a częstościami przejść: $\Delta_c = w_c - w_{32}$, $\Delta_p = w_p - w_{21}$, gdzie w_{32} i w_{21} są częstościami rezonansowymi odpowiednich przejść.



Rys. 4.4 Układ pięciu poziomów, który ma przybliżyć schemat poziomów wybranej serii doświadczeń EIT opisanej w §5.5. Opis oznaczeń w tekście.

Odległości struktury nadsubtelnej stanu górnego oznaczmy jako: $d_1 = w_{34}$, $d_2 = w_{53}$. W doświadczeniu są one mniejsze od 10 MHz.

Zdefiniujemy również częstotści Rabiego dla przejścia $1 \leftrightarrow 2$ jako $\Omega_p = m_{21}E_p / \hbar$ i dla przejścia $2 \leftrightarrow 3$ jako $\Omega_c = m_{32}E_c / \hbar$, gdzie μ_{ij} są elementami macierzowymi dipolowych momentów przejścia, a E_p i E_c amplitudami pola elektrycznego wiązek, odpowiednio próbkującej i sprzęgającej. W opisie doświadczeń jest podawana gęstość strumienia energii wiązki lasera, którą nazywamy natężeniem wiązki. Jest to uśredniona po czasie długość wektora Poyntinga $\mathbf{J} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$, to znaczy wektora, którego długość w danym punkcie ośrodka jest równa energii ΔW przenoszonej przez falę elektromagnetyczną w czasie Δt przez powierzchnię ΔS_{\perp} prostopadłą do kierunku propagacji fali,

$$|\mathbf{J}| = \frac{\Delta W}{\Delta S_{\perp} \Delta t}. \quad (4.11)$$

Ta wartość uśredniona po czasie daje nam gęstość strumienia energii fali elektromagnetycznej, które wyraża się wzorem:

$$I = \langle |\mathbf{J}| \rangle_t = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{m_0}} E_0^2, \quad (4.12)$$

gdzie E_0 jest amplitudą pola elektrycznego.

W układzie SI gęstość strumienia (natężenie) I ma wymiar $J/(s \cdot m^2) = W/m^2$. Znając natężenie (I) można ze wzoru (4.12) wyznaczyć amplitudę pola E_0 (wielkość potrzebną do obliczenia częstości Rabiego).

W ramach teorii kwantowej można wyprowadzić ogólne równanie ewolucji dla operatora gęstości [88] układu atomu oddziałującego z polami elektrycznymi laserów w przybliżeniu dipolowym oraz przybliżeniu wirującej fali [88,89].

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}(Hr - rH) + g_{21}L_{21}r + g(L_{32}r + L_{42}r + L_{52}r), \quad (4.13)$$

gdzie pełny Hamiltonian układu H , składa się z Hamiltonianu swobodnego H_0 i Hamiltonianu oddziaływania H_I :

$$H = H_0 + H_I. \quad (4.14)$$

Stosując oznaczenia takie same, jak w pracy Wanga i innych [87] (w celu późniejszego porównania otrzymanych wyników z wynikami tej pracy), można napisać te Hamiltoniany w bazie wybranych stanów w następującej formie:

$$H_0 = -\hbar\Delta_p s_{22} - \hbar(\Delta_p + \Delta_c) s_{33} - \hbar(\Delta_p + \Delta_c + d_1) s_{44} - \hbar(\Delta_p + \Delta_c - d_2) s_{55}, \quad (4.15a)$$

$$H_I = -\hbar\Omega_p s_{21} - \hbar a_{32} \Omega_c s_{32} - \hbar a_{42} \Omega_c s_{42} - \hbar a_{52} \Omega_c s_{52} + H.c., \quad (4.15b)$$

gdzie, $s_{ij} = |i\rangle\langle j|$ ($i, j = 1..5$) są operatorami obsadzenia dla $i = j$ oraz operatorami dipolowymi dla $i \neq j$. Parametry: a_{32} , a_{42} , a_{52} są względnymi wartościami elementów macierzowych przejść z trzech poziomów nadsubtelnych $|3\rangle, |4\rangle, |5\rangle$ do stanu $|2\rangle$:

$$a_{32} = 1, \quad a_{42} = \frac{m_{42}}{m_{32}}, \quad a_{52} = \frac{m_{52}}{m_{32}}. \quad (4.16)$$

Oprócz przejść indukowanych przez światło obu laserów, mamy do czynienia z promienistymi i bezpromienistymi przejściami z (wyższego) poziomu i do (niższego) poziomu j , których rezultatem jest zarówno zanik obsadzenia poziomu i oraz tłumienie odpowiednich składowych momentu dipolowego m_{ij} , r_{ij} . Procesy te uwzględniamy w opisie

teoretycznym za pomocą znajdującego się po prawej stronie równania (4.13) składnika, zawierającego superoperatory („dyssypatory”) L , których działanie na operator gęstości określone jest następująco:

$$L_{ij} r = \frac{1}{2} (2s_{ji} r s_{ij} - s_{ij} s_{ji} r - r s_{ij} s_{ji}). \quad (4.17)$$

Oznaczając elementy macierzowe operatora gęstości przez $r_{ij} = \langle i | r | j \rangle$ ($i, j = 1..5$) otrzymamy na podstawie (4.13 - 4.17) następujące równania:

$$\mathfrak{R}_{11} = i\Omega_p (r_{21} - r_{12}) + g_{21} r_{22}, \quad (4.18)$$

$$\mathfrak{R}_{12} = i\Omega_p (r_{22} - r_{11}) - i\Delta_p r_{12} - i\Omega_c (a_{32} r_{13} + a_{42} r_{14} + a_{52} r_{15}) - \frac{g_{21}}{2} r_{12}, \quad (4.19)$$

$$\mathfrak{R}_{13} = i\Omega_p r_{23} - i\Omega_c a_{32} r_{12} - \left[i(\Delta_p + \Delta_c) + \frac{g}{2} \right] r_{13}, \quad (4.20)$$

$$\mathfrak{R}_{14} = i\Omega_p r_{24} - i\Omega_c a_{42} r_{12} - \left[i(\Delta_p + \Delta_c + d_1) + \frac{g}{2} \right] r_{14}, \quad (4.21)$$

$$\mathfrak{R}_{15} = i\Omega_p r_{25} - i\Omega_c a_{52} r_{12} - \left[i(\Delta_p + \Delta_c - d_2) + \frac{g}{2} \right] r_{15}, \quad (4.22)$$

$$\mathfrak{R}_{22} = i \left[\Omega_p (r_{12} - r_{21}) + \Omega_c a_{32} (r_{32} - r_{23}) + \Omega_c a_{42} (r_{42} - r_{24}) + \Omega_c a_{52} (r_{52} - r_{25}) \right] - g_{21} r_{22} + g (r_{33} + r_{44} + r_{55}) \quad (4.23)$$

$$\mathfrak{R}_{23} = i\Omega_p r_{13} + i\Omega_c a_{32} (r_{33} - r_{22}) + i\Omega_c a_{42} r_{43} + i\Omega_c a_{52} r_{53} - \left(i\Delta_c + \frac{g + g_{21}}{2} \right) r_{23}, \quad (4.24)$$

$$\mathfrak{R}_{24} = i\Omega_p r_{14} + i\Omega_c a_{32} r_{34} + i\Omega_c a_{42} (r_{44} - r_{22}) + i\Omega_c a_{52} r_{54} - \left(i(\Delta_c + d_1) + \frac{g + g_{21}}{2} \right) r_{24}, \quad (4.25)$$

$$\mathfrak{R}_{25} = i\Omega_p r_{15} + i\Omega_c a_{32} r_{35} + i\Omega_c a_{42} r_{45} + i\Omega_c a_{52} (r_{55} - r_{22}) - \left(i(\Delta_c - d_2) + \frac{g + g_{21}}{2} \right) r_{25}, \quad (4.26)$$

$$\mathfrak{R}_{33} = i\Omega_c a_{32} (r_{23} - r_{32}) - g r_{33}, \quad (4.27)$$

$$\mathfrak{R}_{34} = i\Omega_c a_{32} r_{24} - i\Omega_c a_{42} r_{32} - (i d_1 + g) r_{34}, \quad (4.28)$$

$$\mathfrak{R}_{35} = i\Omega_c a_{32} r_{25} + (i d_2 - g) r_{35} - i\Omega_c a_{52} r_{32}, \quad (4.29)$$

$$\mathfrak{R}_{44} = i\Omega_c a_{42} (r_{24} - r_{42}) - g r_{44}, \quad (4.30)$$

$$\mathfrak{R}_{45} = i\Omega_c a_{42} r_{25} - i\Omega_c a_{52} r_{42} - [i(d_1 + d_2) - g] r_{45}, \quad (4.31)$$

$$\mathfrak{R}_{55} = i\Omega_c a_{52} (r_{25} - r_{52}) - g r_{55}. \quad (4.32)$$

Odpowiednie równania dla r_{ij} , gdy $i > j$, uzyskujemy korzystając z hermitowskości operatora gęstości, $r_{ij} = r_{ji}^*$.

Tworząc wektor o składowych będących elementami macierzy gęstości

$$\mathbf{r} = (r_{11}, r_{12}, \dots, r_{15}, r_{21}, r_{22}, \dots, r_{25}, \dots, r_{51}, r_{52}, \dots, r_{55}),$$

otrzymujemy równanie macierzowe:

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = A\mathbf{r}, \quad (4.33)$$

gdzie macierz A ma wymiar 25×25 .

Równania powyższe muszą być uzupełnione przez równanie:

$$\text{Tr} r = r_{11} + r_{22} + r_{33} + r_{44} + r_{55} = 1, \quad (4.34)$$

wyrażające zachowanie prawdopodobieństwa.

Ponieważ interesuje nas rozwiązanie stacjonarne, przyrównujemy pochodne z lewej strony równania (4.43) do zera ($\frac{d\mathbf{r}}{dt} = 0$). Równanie (4.33) rozwiązywano numerycznie z odpowiednio dobranymi parametrami (§5.7) dla rozważanej w §5.5 sytuacji doświadczalnej. Interesuje nas głównie element macierzowy r_{21} , który określa współczynnik absorpcji $[\text{Im}(r_{21})]$ oraz dyspersję $[\text{Re}(r_{21})]$.

Rozdział 5. Badania zjawiska EIT w pułapce MOT

W tym rozdziale przedstawiono rezultaty badań dotyczących zjawiska elektromagnetycznie wymuszonej przezroczystości (EIT) w środowisku zimnych atomów ^{85}Rb . Aparatura składała się (i) z pułapki MOT oraz (ii) układu do rejestracji widm EIT [90]. Konstrukcję pułapki opisano w Rozdz. 2, a układ pomiarowy i metoda pomiarów będą omówione poniżej w §5.2 i §5.3. Główną uwagę poświęcono badaniom EIT w schemacie schodkowym, uzyskane wyniki doświadczalne zostaną omówione w §5.4, §5.5, §5.6, natomiast wyniki teoretycznego modelowania wybranych widm znajdują się w §5.7. W §5.8 przedstawiono wyniki badań absorpcji w schemacie lambda (Λ) oraz dokonano ich interpretacji jakościowej, wykonano też symulacje widm w oparciu o przewidywania modelu atomu ubranego, uzyskując dobrą zgodność z wynikami doświadczalnymi.

5.1 Dlaczego EIT w MOT

Jak wspomniano w §4.3, pierwsze badania zjawiska EIT wykonywano w środowisku atomów w temperaturach bliskich pokojowej w komórkach spektralnych. Powodowało to konieczność uwzględnienia poszerzeń dopplerowskich w teorii widm EIT, a w pomiarach stosowania odpowiednich technik quasi-bezdopplerowskich (np. praca teoretyczna [56] i doświadczalne [85,86]). Główną zaletą badań zjawiska EIT w pułapce MOT jest to, że w sposób naturalny zostaje wyeliminowane (zdecydowanie zredukowane*) poszerzenie dopplerowskie. Dzięki temu atomy w pułapce charakteryzują się wąskim rozkładem prędkości, a więc wiązka laserowa oddziałuje jednocześnie prawie ze wszystkimi atomami, podczas gdy w tradycyjnej spektroskopii bezdopplerowskiej oddziaływanie obejmuje zwykle jedną grupę z szerokiego rozkładu prędkości. Spowolnienie atomów zmniejsza również dekoherencję wywoływaną zderzeniami (por. §4.1) i wydłuża czasy oddziaływania atomów z wiązką laserową, z typowej dla standardowej spektroskopii wartości 1 μs , do czasów rzędu 100 ms. Wymienione czynniki pozwalają na uzyskanie głębokich i wąskich rezonansów EIT za pomocą wiązek sprzęgających o stosunkowo niewielkiej mocy.

* W pułapce rubidowej, w której atomy ochłodzono np. do $T = 140 \mu\text{K}$, poszerzenie dopplerowskie linii D_2 wynosi $\delta_{\text{doppl}} = 350 \text{ kHz}$, czyli 6 % szerokości naturalnej $\Gamma_n = 6 \text{ MHz}$ poziomu $5P_{3/2}$. Dla porównania, w komórce spektralnej w temperaturze pokojowej wynosi ono $\delta_{\text{doppl}} = 515 \text{ MHz}$.

5.2 Układ pomiarowy do badań EIT

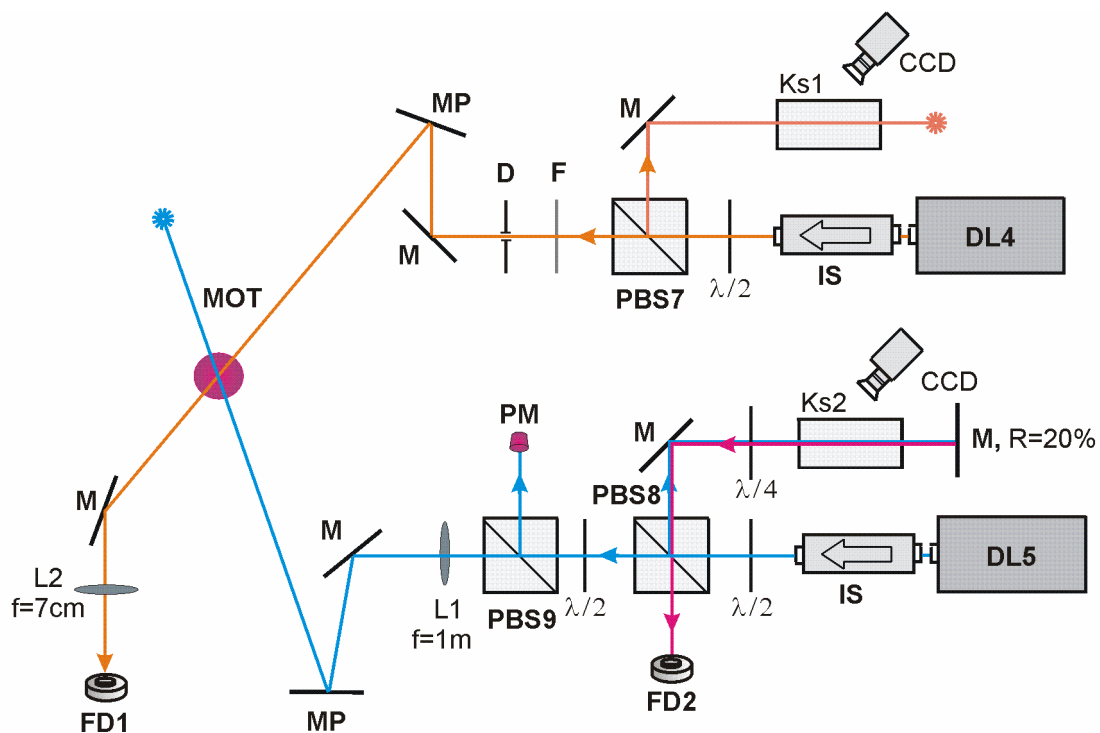
Na Rys. 5.1 przedstawiono schemat układu używanego do rejestracji widm EIT. W układzie zastosowano dwa, skonstruowane w naszej pracowni, lasery typu ECDL (por. §2.6). W obu laserach zastosowano diody laserowe Sanyo DL7140-201. Jeden z nich (DL4) był źródłem wiązki próbkującej, której długość fali ($\lambda = 780$ nm) przestrajano przez składowe nadsubtelne przejścia D_2 ($5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$). Drugi laser (DL5), był źródłem wiązki sprzęgającej. W zależności od stosowanego schematu wzbudzenia (schodkowy - §5.5 albo lambda - §5.8), laser ten pracował w obszarze $\lambda = 776$ nm albo $\lambda = 780$ nm. Długość fali $\lambda = 776$ nm nie jest typowa dla zastosowanych diod. Spośród wielu dostępnych egzemplarzy (nominalnie na $\lambda = 785$ nm), wyselekcjonowano taką, która w warunkach swobodnej generacji w temperaturze pokojowej emitowała promieniowanie o długości $\lambda = 779,3$ nm (co umożliwiło dostrojenie jej do 776 nm). Podobnie jak w innych częściach układu laserowego (Rys. 2.16) wiązkę dzielono za pomocą polaryzacyjnych rozdzielaczy wiązek: PBS7 w przypadku lasera DL4 oraz PBS8 i PBS9 w przypadku lasera DL5. Proporcję podziału wiązek ustalano za pomocą płytek falowych $\lambda/2$. Natężenie wiązki próbkującej rejestrowano po przejściu przez chmurę ochłodzonych w pułapce atomów za pomocą fotodiody FD1.

Tor wiązki próbkującej

Wiązka próbkująca po przejściu przez rozdzielacz PBS7 ulega podziałowi. Jedną część kierowano do komórki spektralnej Ks1 wypełnionej parami rubidu, co umożliwiło (poprzez obserwację fluorescencji) wstępne ustawienie częstości lasera próbkującego na właściwej składowej linii D_2 (bez rozdzielczości ze względu na strukturę nadsubtelnej stanu $5P_{3/2}$). Druga wiązka, osłabiona przez filtr szary o transmisji $T = 1\%$ przechodziła przez przesłone ograniczającą jej średnicę tak, aby była ona mniejsza od rozmiarów chmury zimnych atomów. Przygotowana w ten sposób wiązka kierowana była do komórki MOT. Zwierciadła MP umieszczono na wyposażonych w śruby mikrometryczne uchwytach aby umożliwić precyzyjne kierowanie wiązek w obszar chmury atomów. Do detekcji wiązki próbkującej użyto fotodiody FD1 (OPT202, firmy Burn-Brown). Przed nią znajdowała się soczewka skupiająca (L2) o ogniskowej $f = 7$ cm. Zastosowanie soczewki zapobiegało ucieczce wiązki z fotoczułej powierzchni detektora podczas justowania geometrii układu.

Tor wiązki sprzęgającej

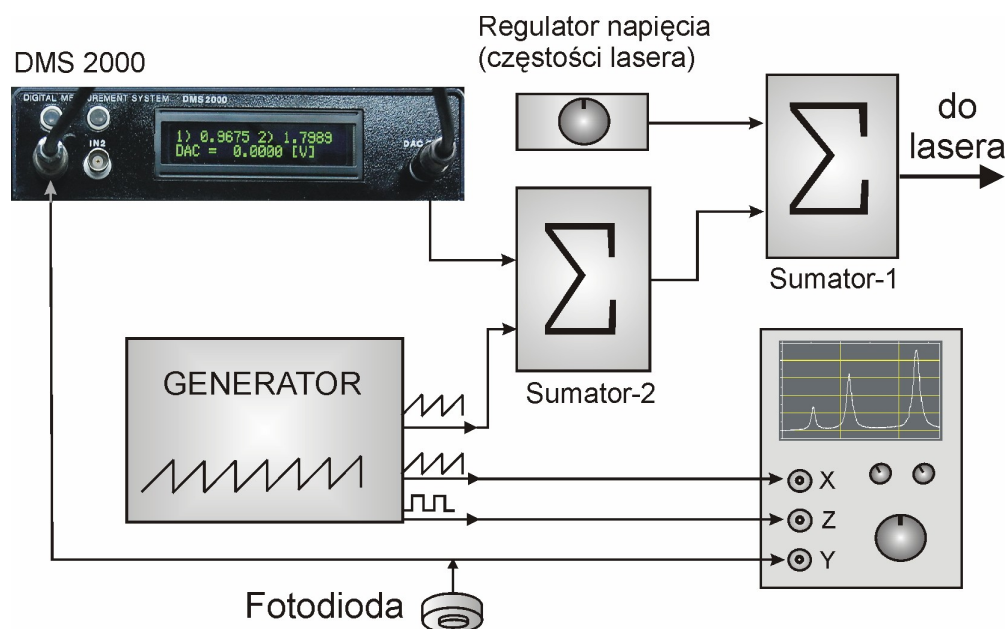
Wiązka z lasera DL5 została rozdzielona (za pomocą PBS8) tak, aby jej część (o mocy ok. $500 \mu\text{W}$) trafiała do Ks2 układu spektroskopii nasyceniowej. Dzięki temu możliwe było precyzyjne określenie częstotliwości lasera (podczas pracy w zakresie $\lambda = 780 \text{ nm}$). Główna część wiązki przechodziła przez układ regulacji mocy zbudowany z rozdzielacza PBS9 i płytki $\lambda/2$. Moc P_{PM} mierzona przez miernik PM, przy znanej mocy lasera P_{DL5} , umożliwiało określenie mocy P_{coupl} wiązki sprzęgającej, którą oświetlano atomy: $P_{coupl} = P_{DL5} - P_{PM} - P_{loss}$, gdzie $P_{loss} \cong 10\% P_{DL5}$ to straty na elementach optycznych układu. Aby zwiększyć gęstość mocy zastosowano soczewkę (L1) skupiającą o ogniskowej $f = 1 \text{ m}$, dzięki której uzyskano w centrum pułapki wiązkę o wymiarach $1,5 \times 2 \pm 0,2 \text{ mm}^2$. Maksymalna moc wiązki sprzęgającej wynosiła $P_{coupl} = 12 \text{ mW}$, co dawało natężenie $I_c = 400 \text{ mW/cm}^2$.



Rys. 5.1 Schemat układu optycznego do pomiarów EIT w MOT, DL4 - laser próbujący, DL5 - laser sprzęgający, IS - izolator optyczny, F - filtr szary, Ks1, Ks2 – komórki z rubidem, L1, L2 - soczewki skupiająca, D - diafragma, FD1, FD2 - fotodiody, PM - miernik mocy, CCD - kamera, M, MP - zwierciadła dielektryczne.

Przestrzajanie lasera próbkującego i rejestracja widm

Na Rys. 5.2 przedstawiono schemat funkcjonalny elektronicznego układu przestrzajania lasera próbkującego i rejestracji widm. Układ umożliwiał przestrzajanie lasera próbkującego z wykorzystaniem trzech różnych źródeł napięcia przestrzajającego połączonych za pomocą sumatorów analogowych. Podczas obserwacji widma na oscyloskopie laser przestrzajano za pomocą generatora napięcia piłokształtnego. Natomiast w czasie rejestracji widm laser był przestrzajany napięciem generowanym przez system DMS 2000 (§6.4), który pełnił w układzie funkcję sterowania i rejestracji danych pomiarowych. Sygnały przestrzajające z tych dwóch źródeł były dodawane w sumatorze-2 (opis w §6.3). Do uzyskanego sygnału dodawano za pośrednictwem sumatora-1 (wbudowanego w kontroler lasera (§6.1)) napięcie z manualnego regulatora częstotliwości, którym ręcznie korygowano częstotliwość. Takie rozwiązanie umożliwiało natychmiastową zmianę źródła sygnału przestrzajającego laser próbkujący podczas wykonywania pomiarów, bez konieczności ingerencji w układ połączeń elektrycznych. Z innego kanału generatora doprowadzano do oscyloskopu napięcie odchyłające w poziomie (tor X), synchroniczne z napięciem przestrzajającym laser, a także prostokątne impulsy wygaszania płamki (tor Z). Sygnał transmisji z fotodiody, był doprowadzony zarówno do oscyloskopu jak i DMS 2000.



Rys. 5.2 Funkcjonalny schemat układu rejestracji widm i przestrzajania lasera próbkującego. Opis funkcji elementów w tekście.

5.3 *Metodyka wykonywania pomiarów*

Na wstępie laser próbujący był dostrajany (poprzez zmianę prądu diody oraz napięcia sterującego siatką) w okolice linii 780 nm. Fakt wstępnego dostrojenia do linii przejścia $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}$ lub $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}$ (por. Rys. 2.8) stwierdzano przez obserwację (kamerą CCD) fluorescencji z komórki spektralnej Ks1 (Rys. 5.1). Aby zobrazować widmo absorpcyjne struktury nadsubtelnej stanu $5P_{3/2}$ zimnych atomów na ekranie oscyloskopu, zwiększano (od zera) amplitudę napięcia przestrajającego z generatora przebiegu piłokształtnego.

Podobnie dostrajano częstość lasera sprzęgającego. Gdy laser ten pracował na częstości odpowiadającej przejściu $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ (w schemacie lambda), fakt dostrojenia do odpowiedniej częstości obserwowano za pomocą komórki spektralnej Ks2 oraz układu spektroskopii nasyceniowej. Znacznie trudniejsze było dostrojenie lasera do przejść $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ lub $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$ ($\lambda = 776$ nm) dla konfiguracji schodkowej. Do tego celu wykorzystywano m.in. monochromator GDM 1000, za pomocą którego sprawdzano wstępnie częstość lasera. Następnie monochromator ustawiano na częstość odpowiedniego przejścia i zmieniano parametry pracy lasera tak, aby otrzymać sygnał napięciowy na wyjściu fotopowielacza. W razie potrzeby procedurę tą powtarzano wielokrotnie, sprawdzając w kolejnych krokach wielkość i kierunek odstrojenia lasera od żądanej częstości. Ostateczne, precyzyjne dostrojenie częstości dokonywano obserwując pojawianie się minimów absorpcyjnych w widmie transmisji (przez zimne atomy) wiązki próbującej, powstałych na skutek schodkowego wzbudzenia $5S_{1/2}(F) \rightarrow 5P_{3/2}(F') \rightarrow 5D_J(F'')$. Dowodem dostrojenia było również wystąpienie niebieskiej fluorescencji z przejścia $6P \rightarrow 5S$ ($\lambda = 421$ nm), „rozświetlającej”^{*} MOT (fot. na Rys. A.3), lub wystąpienie efektu EIT (obserwowane na ekranie oscyloskopu). Inna szybsza metoda, polegała na silnym osłabieniu procesu chłodzenia przez odstrojenie lasera repompującego i obserwacji kształtu chmury zimnych atomów na monitorze. Dostrojenie lasera sprzęgającego w okolice przejścia $5P_{3/2}(F'=4) \rightarrow 5D_{5/2}(F'')$ powodowało zmianę kształtu lub zniszczenie chmury zimnych atomów.

Ta złożona procedura dostrajania lasera sprzęgającego dla $\lambda = 776$ nm była skuteczna, o ile wiązka przecinała chmurę zimnych atomów. Dlatego, po każdej znaczącej zmianie w torze wiązki sprzęgającej wykonywano następujące czynności. Najpierw dostrajano częstość tego lasera do przejścia: $5S_{1/2}(F) \rightarrow 5P_{3/2}(F')$ (obserwując fluorescencję z pomocniczej

^{*} Fluorescencja powstaje w wyniku kaskady $5D \rightarrow 6P \rightarrow 5S$. Jest ona dużo słabsza od fluorescencji $5P \rightarrow 5S$, ale jej barwa jest lepiej dopasowana do czułości spektralnej oka, więc chmura zimnych atomów postrzegana jest jako niebieska.

komórki Ks2), następnie obserwując kształt widma transmisji (zimnych atomów) na oscyloskopie i/lub kształt chmury obrazowany kamerą CCD na monitorze, korygowano tor wiązki sprzęgającej. Poprawne skierowanie wiązki na chmurę atomową modyfikowało kształt obserwowanego widma oraz obraz chmury na ekranie monitora. Wówczas przestrajano laser sprzęgający ponownie w pobliże przejścia $5P_{3/2} \rightarrow 5D_1$. Zazwyczaj, powrót do wcześniej zanotowanych wartości: napięcia siatki (U_{siatki}), prądu (I_{las}) i temperatury diody (T_{las}) z dokładnościami, odpowiednio: $\Delta U_{siatki} = 100 \text{ mV}$, $I_{las} = 5 \text{ }\mu\text{A}$, $T_{las} = 5 \text{ mK}$, pozwalało na szybkie dostrojenie lasera do rezonansu w zakresie $\lambda = 776 \text{ nm}$.

Przed rejestracją każdego widma, jego kształt był wizualizowany na oscyloskopie, umożliwiało to optymalizację w czasie rzeczywistym parametrów pracy pułapki i laserów pomiarowych. W tym trybie częstość lasera próbkującego przestrajana była przez generator (Rys. 5.2). Obserwowano kształt widma transmisji wiązki próbkującej i dostrajano częstość lasera sprzęgającego. Gdy otrzymano oczekiwany obraz widma na oscyloskopie, zmniejszano stopniowo do zera amplitudę napięcia przestrajającego laser próbkujący. Tym samym zmniejszano do zera skanowany przedział częstości lasera ($\Delta\omega_G \rightarrow 0$). Przestrajanie generatorem było symetryczne względem częstości w_0 ustawionej regulatorem manualnym: $w_{probe} = w_0 \pm 1/2\Delta w_G$, więc podczas zmniejszania zakresu przemiatania $\Delta\omega_G$, przestrajano manualnie częstość lasera próbkującego w_0 na początek rejestrowanego widma ($w_{probe} = w_0 - 1/2\Delta w_G$). Następnie uruchamiano pomiar przyrządem DMS 2000, który generował napięcie strojące laser próbkujący oraz rejestrował widmo transmisji wiązki próbkującej. Skan częstości odbywał się przez krokową zmianę napięcia na siatce lasera. Wielkość kroku dobierano tak, aby uzyskać zakładaną rozdzielczość i jednocześnie, aby czas pomiaru był możliwie krótki, by efekty wywoływane dryftem laserów pomiarowych były zanedbywalne. Zazwyczaj krok napięcia wynosił $750 \text{ }\mu\text{V}$, co odpowiadało zmianie częstości lasera próbkującego o 300 kHz . Po nastawieniu częstości lasera, DMS 2000 wykonywał pomiar transmisji wiązki próbkującej, proporcjonalnej do napięcia na fotodiodzie. Zwykle pomiar ten polegał na wykonaniu $20 \div 30$ pojedynczych pomiarów (w odstępach czasu co $25 \text{ }\mu\text{s}$) i uśrednieniu wyniku, co dawało satysfakcjonujący stosunek sygnału do szumu. W zależności od liczby uśrednień, odstęp pomiędzy kolejnymi krokami lasera pomiarowego zawierał się w zakresie: $1 \div 5 \text{ ms}$, zwykle 2 ms . Większość widm składa z 1000 punktów, zarejestrowanych w czasie ok. 2 s .

Zarejestrowane widmo było zapisywane w postaci pliku na połączonym z DMS 2000 komputerze PC. Następnie zasłaniano wiązkę sprzęgającą i rozpoczynano rejestrację widma

referencyjnego. Analiza pierwszych wyników pokazała, że łączny czas rejestracji obu widm był na tyle długi, że dryft częstości lasera próbującego utrudniał analizę wyników. Dokonano więc zmian w oprogramowaniu przyrządu DMS2000 i w aplikacji sterującej. Zmiana polegała na tym, że po zakończeniu rejestracji widma, emitowany był sygnał dźwiękowy, a po 2 s rozpoczynała się automatycznie rejestracja widma referencyjnego (w czasie tych 2 s należało zasłonić wiązkę lasera sprzęgającego). Dopiero po obu rejestracjach dane były zapisywane na dysku. Ponieważ podczas projektowania przyrządu DMS 2000 przewidywano modyfikację układu pomiarowego, przyrząd jest wyposażony w dodatkowe wyjścia cyfrowe. Planowane jest użycie jednego z nich do sterowania przerywaczem wiązki sprzęgającej (np. takim jak opisany w §6.6), co przyspieszy i uprości rejestrację widm.

5.4 EIT w schemacie schodkowym - wprowadzenie

Przeprowadzono obserwacje zjawiska EIT w następujących konfiguracjach schodkowych: $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \leftrightarrow 5D_{5/2}$ (Rys. 5.3, 5.13) oraz $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \leftrightarrow 5D_{3/2}$ (Rys. 5.17). Pomiary polegały na rejestracji transmisji wiązki próbującej przestrajanej przez składowe nadsubtelne $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F')$ w obecności silnej wiązki, która sprzęgała jeden z trzech poziomów nadsubtelnych F' stanu $5P_{3/2}$ jednocześnie z trzema (zgodnie z regułami wyboru) blisko położonymi składowymi nadsubtełnymi F'' stanu $5D_J$. Wiązki miały liniowe, wzajemnie prostopadłe polaryzacje i przecinały się w centrum chmury zimnych atomów pod kątem około 50° .

Natężenie wiązki próbującej $I_{prob} = 100 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ dobrano tak, aby wiązka ta nie wpływała znacząco na obsadzenia poziomów. Gradient pola magnetycznego od cewek „kwadrupolowych” wynosił ok. 18 Gs/cm. Rejestracji widm dokonywano przy włączonych wiązkach chłodzących pułapki MOT. Wyjątkiem są widma przedstawione w §5.5.4, które uzyskano w warunkach periodycznego przesłaniania wiązek chłodzących. Moc wiązki chłodzącej wynosiła $P_{trap} = 2,2 \text{ mW}^*$. Wartość tę dobrano analizując widma zarejestrowane dla różnych wartości P_{trap} . Przy wyższych mocach rejestrowane struktury EIT stawały się płytsze i poszerzone. Przyczyną tego zjawiska mogło być opisane w §3.3.2, spowodowane silną wiązką chłodzącą, rozszczepienie poziomu $5S_{1/2}(F=3)$ oraz poszerzenia związane ze zwiększonym zeemanowskim rozszczepieniem (przy powiększeniu się chmury zimnych

* Podobnie jak w Rozdz. 3, wartości mocy wiązki chłodzącej zostały zmierzone przed podziałem wiązki na 3 składowe prostopadłe. Jednakże, w podawanych wartościach uwzględniono osłabienie wiązki (~15%), które występuje nim wiązka znajdzie się wewnątrz komórki MOT.

atomów) poziomów (por. §3.3.3). Oba te czynniki mogły prowadzić do „rozmycia” wąskiej struktury EIT. Ponadto, silna wiązka chłodząca mogła przyczynić się do utraty koherencji EIT por. wzory na szybkość dekoherencji (4.5)). Silna wiązka chłodząca tworzy również konkurencyjny schemat EIT typu V, który zaburza kształt rezonansów EIT (por. Rys. 3 w pracy [80], gdzie rozważano taki podwójny schemat). Powodem poszerzenia rezonansów EIT może być również wzrost temperatury atomów w pułapce wywołany dużą mocą wiązki chłodzącej [91], co zwiększa poszerzenie dopplerowskie i prawdopodobieństwo zderzeń depopulujących i defazujących, por. wzór (4.3). Ilościowego wkładu wymienionych czynników nie próbowano jednak określać.

Zmniejszanie mocy poniżej $P_{trap} = 2,2$ mW nie powodowało dalszej poprawy rozdzielczości widm, natomiast pogarszało stosunek sygnału do szumu, ze względu na zmniejszanie liczby spałkowanych atomów.

Moc wiązki repompującej ustalono na $P_{rep} = 8$ mW. Jej wartość nie miała istotnego wpływu na kształt widm EIT, pod warunkiem, że częstość lasera repompującego dostrajana była w pobliże składowej F' stanu $5P_{3/2}$ innej niż wiązka lasera sprzęgającego. W przeciwnym przypadku tworzyłaby ona wraz z wiązką próbującą dodatkowy schemat Λ wpływając na kształt rejestrowanych widm. Gdy dostrojono częstość lasera repompującego do aktualnie badanego poziomu F' , następowały zmiany głębokości rejestrowanych rezonansów EIT. Tego typu konfiguracja była przedmiotem badań w pracy [92].

Większość pomiarów widm EIT przeprowadzono z wykorzystaniem sprzężenia $5P_{3/2} \leftrightarrow 5D_{5/2}$ (§5.5). W przeciwieństwie do struktury nadsubtelnej stanu $5D_{3/2}$, struktura nadsubtelna stanu $5D_{5/2}$ jest na tyle gęsta (por. Rys. 3.11), że w zakresie jednego poszerzonego (mocą wiązki sprzęgającej) rezonansu $F \rightarrow F'$ wiązki próbującej, można obserwować złożone struktury EIT od kilku stanów F'' równocześnie. Dodatkowo, większe prawdopodobieństwo przejść $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$, niż przejść $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$, zapewniało silniejsze sprzężenie, a tym samym bardziej wydajne zjawisko EIT. W przypadku sprzężenia ze stanem $5D_{3/2}$ maksymalne dostępne natężenie wiązki z lasera sprzęgającego $I_c = 400$ mW/cm², pozwoliło jedynie na potwierdzenie występowania zjawiska EIT (§ 5.6).

W ramach badań schematu schodkowego zarejestrowano szereg widm EIT dla przejść $F \rightarrow F'$ pomiędzy różnymi składowymi nadsubtelnymi stanów. Dla wybranych przejść zbadano zależność wydajności zjawiska EIT od natężenia wiązki sprzęgającej. Zmieniano także odstrojenie tej wiązki od rezonansów $F' \rightarrow F''$. W Tabeli 5.1 przedstawiono zestawienie wykonanych pomiarów, których opis zamieszczono w kolejnych podrozdziałach.

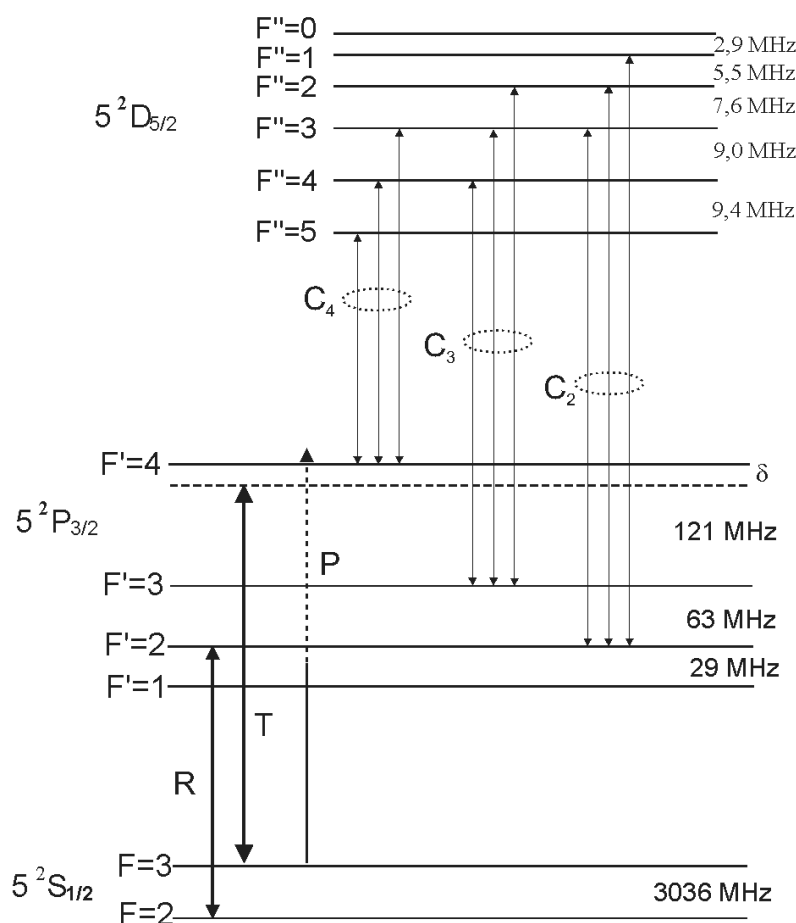
Tabela 5.1 Zestawienie wykonanych badań EIT w konfiguracji kaskadowej. I_c – natężenie wiązki sprzęgającej, Δ_c – odstrojenie wiązki sprzęgającej, oznaczenia F, F', F'' i C_i wg odpowiednich schematów poziomów. Indeksy w nawiasach [...] oznaczają grupę jednocześnie sprzęganych stanów.

Schemat przejść	Przejście próbkujące - zakres strojenia	Przejście sprzęgające			Wyniki				
		grupa	przejście	Pomiary w funkcji	doświadczalne		teoria		
					opis	widmo	opis	widmo	
Przejścia sprzęgające $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$									
Rys. 5.3	$F=3 \rightarrow F'=2,3,4$	C ₂	$F'=2 \rightarrow F''=[3,2,1]$	I_c	§5.5.2	Rys. 5.9 5.10			
		C ₃	$F'=3 \rightarrow F''=[4,3,2]$	I_c	§5.5.2	Rys. 5.11 5.12	§5.7	Rys. 5.22	
				MOT OFF Δ_c	§5.5.4	Rys. 5.16	§5.7	Rys. 5.23	
		C ₄	$F'=4 \rightarrow F''=[5,4,3]$	Δ_c	§5.5.1	Rys. 5.8			
			Rezonanse dwufotonowe	Δ_c	§5.5.1	Rys. 5.7			
Rys. 5.13	$F=2 \rightarrow F'=1,2,3$	C ₁	$F'=1 \rightarrow F''=[2,1,0]$	Δ_c	§5.5.3	Rys. 5.14			
		C ₂	$F'=2 \rightarrow F''=[3,2,1]$	Δ_c	§5.5.3	Rys. 5.14			
Przejścia sprzęgające $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$									
Rys. 5.18	$F=3 \rightarrow F'=2,3,4$	C ₂	$F'=2 \rightarrow F''=[1,2,3]$		§5.6	Rys. 5.20			
		C ₃	$F'=3 \rightarrow F''=[2,3,4]$		§5.6	Rys. 5.19			

5.5 EIT w schemacie schodkowym - sprzężanie do stanu $5D_{5/2}$

5.5.1 Wiązka próbująca ze stanu podstawowego $F = 3$

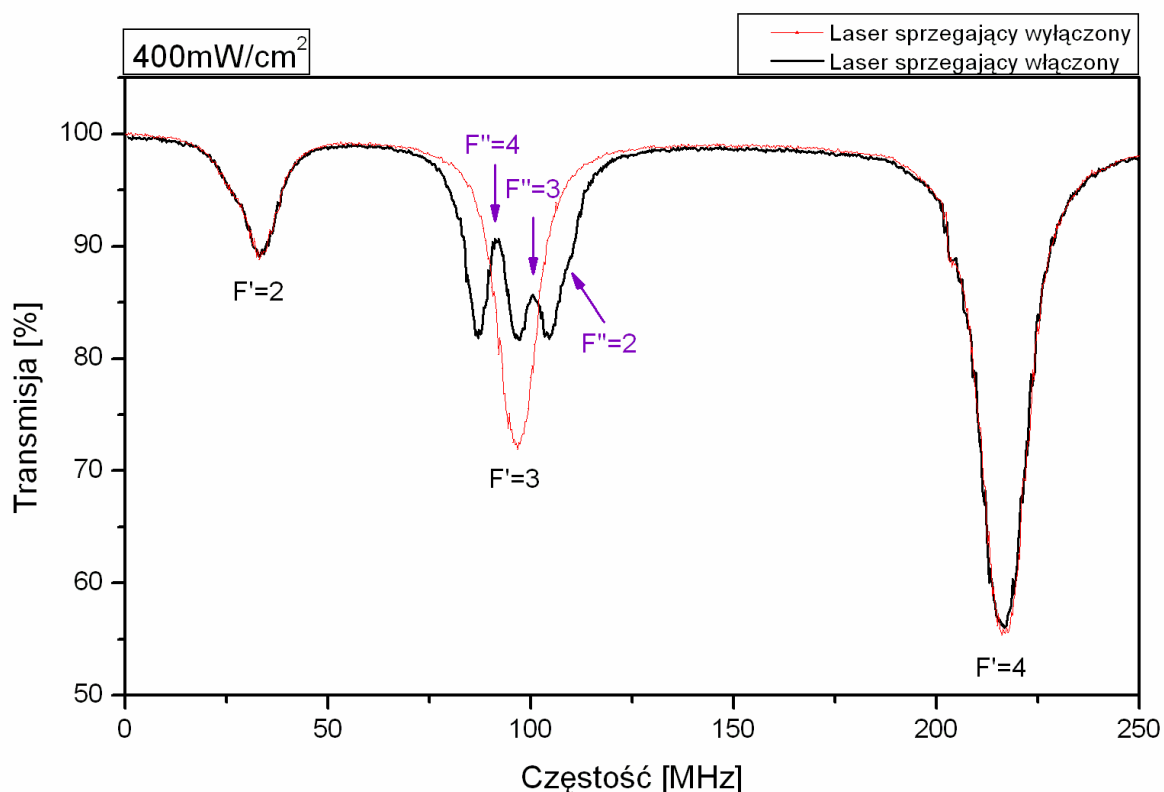
Spolaryzowaną liniowo wiązkę lasera próbującego przestrajano przez przejścia $5S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 2, 3, 4)$. Wiązkę sprzęgającą dostrajano do jednej z grup rezonansów C_2 , C_3 , lub C_4 , wg oznaczeń z Rys. 5.3, na którym przedstawiono schemat istotnych dla celów §5.5 poziomów energetycznych atomów ^{85}Rb . Strzałkami C_i zaznaczono grupy dozwolonych przejść dipolowych elektrycznych pomiędzy poziomami struktury nadsubtelnej stanów $5P_{3/2}$ i $5D_{5/2}$. Częstota lasera próbującego oznaczono strzałką P, a jej część przerywana przedstawia zakres skanowania częstotliwości podczas rejestracji widm.



Rys. 5.3 Schemat struktury wybranych poziomów ^{85}Rb . Strzałkami zaznaczono przejścia indukowane zastosowanymi wiązkami laserowymi: T – chłodząca, R – repompująca, P – próbująca (część przerywana symbolizuje zakres jej przestrajania), C_2, C_3, C_4 – grupy dozwolonych przejść $F' \rightarrow F''$; wiązka sprzęgająca sprzęga równocześnie wszystkie stany F'' danej grupy z odpowiednim stanem F' .

Na schemacie pominięto zmiany indukowane polem wiązki chłodzącej (opisane w §3.3.2), ponieważ warunki pracy pułapki dobrano tak (§5.4), aby zminimalizować wpływ tej wiązki na kształt i położenia rezonansów EIT. Należy jednak pamiętać, że ze względu na to, że wiązka próbkująca (P) posiada z wiązką chłodzącą (T) wspólny (dolny) poziom, to rejestrowane rezonanse $F \rightarrow F'$ są przesunięte, podobnie jak rezonanse L2+, L3+ i L4+ na Rys. 3.3. Przesunięcia te oszacowane na podstawie równań (3.3) wynoszą odpowiednio: 1; 1; 2 MHz odpowiednio dla przejść $F = 3 \rightarrow F' = 2, 3, 4$ [†].

Na Rys. 5.4 przedstawiono jedno z zarejestrowanych widm. Pomiar został wykonany z maksymalnym natężeniem wiązki sprzęgającej $I_c = 400 \text{ mW/cm}^2$. Czarną linią przedstawiono widmo w obecności wiązki sprzęgającej dostrojonej do grupy rezonansów C₃, natomiast czerwoną, pomiar referencyjny wykonany bez wiązki sprzęgającej.



Rys. 5.4 Widmo transmisji wiązki próbkującej przez chmurę zimnych atomów ^{85}Rb . Laser próbkujący przestrajano przez przejścia $5S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 2, 3, 4)$. Laser sprzęgający dostrojono w pobliże przejść grupy C₃: $5P_{1/2}(F' = 3) \rightarrow 5D_{5/2}(F'' = 4, 3, 2)$, a dokładniej: pomiędzy rezonanse $F' = 3 \rightarrow F'' = 4$ i $F' = 3 \rightarrow F'' = 3$ (linia czarna). Linia czerwona - wiązka sprzęgająca wyłączona.

W widmie zarejestrowanym w obecności wiązki sprzęgającej, na rezonansie $F' = 3$ pojawiły się, oznaczone strzałkami, obszary ("okna") o podwyższonej transmisji. Są to obszary EIT - wymuszonej wiązką sprzęgającą, odpowiadające równoczesnym sprzężeniom

[†] Tam, gdzie nie będzie to budziło wątpliwości, rezonanse będą dla uproszczenia identyfikowane tylko liczbą kwantową F, F' lub F''

poziomu $F' = 3$ z poziomami $F'' = 4, 3, 2$. Wiązka sprzęgająca była dostrojona pomiędzy rezonanse $F' = 3 \rightarrow F'' = 4$ i $F' = 3 \rightarrow F'' = 3$. Widać, że w wyniku oddziaływania silnej wiązki sprzęgającej, rezonans absorpcyjny $F = 3 \rightarrow F' = 3$ uległ poszerzeniu.

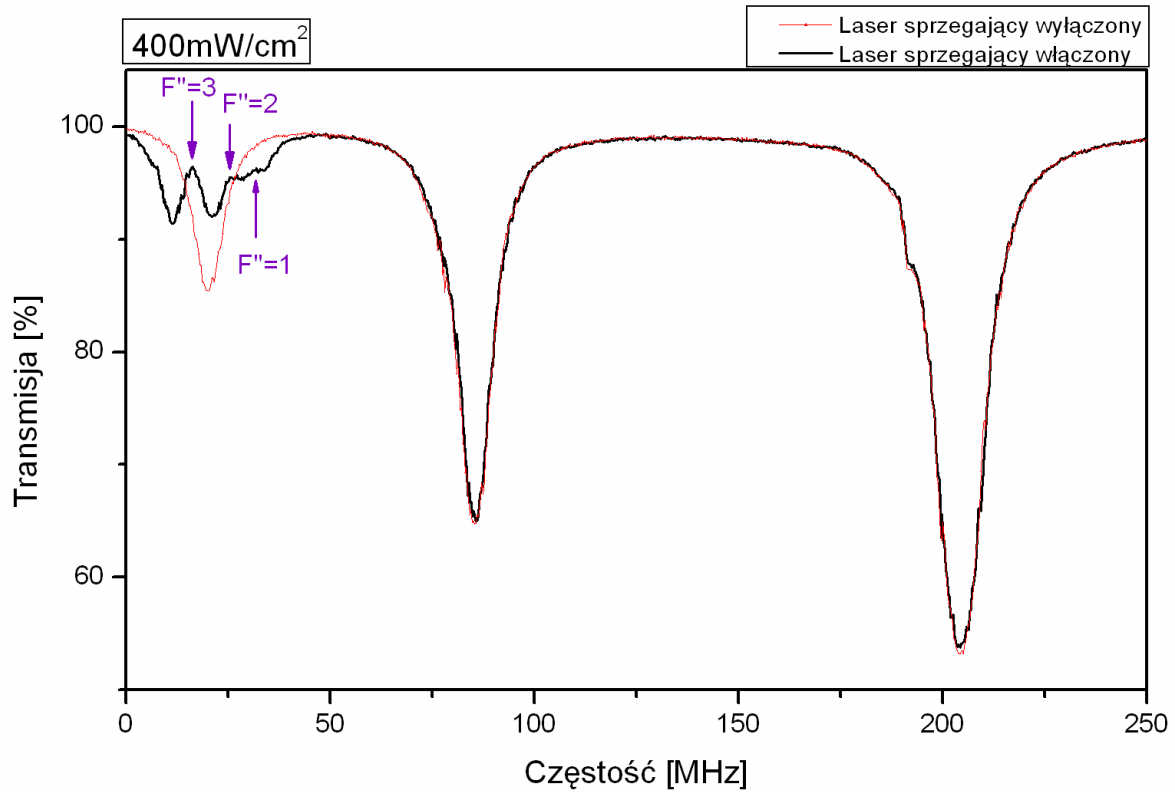
Wyznaczono odległość rezonansów EIT oznaczonych jako $F'' = 4$ i $F'' = 3$. Uzyskana wartość $d_{F''=4-F''=3} = 8,9 \pm 0,15 \text{ MHz}^\ddagger$ jest zgodna z odległością $9,0 \text{ MHz}$ [93]* pomiędzy poziomami $F'' = 3$ i $F'' = 4$ struktury nadsubtelnej stanu $5D_{5/2}$. Szerokość połówkową zarejestrowanych struktur EIT oszacowano na 5 MHz . Najgłębsze okno transmisji otrzymano w wyniku sprzężenia z poziomem $F'' = 4$, co jest zgodne z względnymi prawdopodobieństwami przejść $5P_{3/2}(F' = 3) \rightarrow 5D_{5/2}(F'' = 2, 3, 4)$ (por. (5.10)).

Podobny do rozważanego tutaj układ poziomów był rozważany przez innych autorów. W pracy [94] na Rys. 2 przedstawiono widmo EIT dla sprzężenia C_3 , otrzymane w komórce o temperaturze pokojowej. Autorom nie udało się jednak rozdzielić struktury poziomów F'' . Widmo z Rys. 5.4 można natomiast porównać z wynikami teoretycznymi i doświadczalnymi przedstawionymi w pracy [87], gdzie przedmiotem zainteresowania był schemat ze sprzężeniem C_3 w pułapce MOT. Na Rys. 5c w [87] najwyższą amplitudę ma okno EIT dla $F'' = 3$, zarówno dla przebiegów doświadczalnych, jak i teoretycznych. Pomiaru te były jednak wykonane, gdy częstość wiązki sprzęgającej była odstrojona o $\Delta_c = -2 \text{ MHz}$ od $F'' = 3$, a w niniejszej pracy o $\Delta_c \approx -4 \text{ MHz}$, co może wpływać na różnice w kształtach porównywanych widm.

Rys. 5.5 pokazuje widmo zarejestrowane w podobnych warunkach jak poprzednie, tym razem jednak laser sprzęgający dostrojono do grupy przejść C_2 (Rys. 5.3), a dokładniej pomiędzy rezonanse $F'' = 3$ i $F'' = 2$. Kształt struktury EIT powstałej na rezonansie $F' = 2$ jest zbliżony do rozważanej wyżej. Jednakże, w tym przypadku odległości pomiędzy sąsiednimi rezonansami EIT $F'' = 3, 2, 1$ można jedynie oszacować. Uzyskano odległości wynoszą odpowiednio: $d_{F''=3-F''=2} = 9,6 \pm 0,7 \text{ MHz}$ i $d_{F''=2-F''=1} = 5,7 \pm 1,2 \text{ MHz}$, można je porównać z odległościami struktury nadsubtelnej wynoszącymi odpowiednio $7,6 \text{ MHz}$ i $5,5 \text{ MHz}$. Natomiast odległość pomiędzy rezonansami $F'' = 3$ i $F'' = 1$ wynosi $d_{F''=3-F''=1} = 16 \pm 1 \text{ MHz}$ (wartość literaturowa: $13,1 \text{ MHz}$).

[‡] Podobnie jak w Rozdz. 3, wartości numeryczne częstości Rabięgo Ω , szerokości rezonansów Γ , częstości wiązek w i ich odstrojeń d jak również odległości wzajemne rezonansów podawane są z pominięciem czynnika $2p$, w jednostkach MHz.

* Odległości struktury nadsubtelnej stanów $^{85}\text{Rb}(5D_j)$ będą podawane za pracą [93]. Ze względu na bardzo dużą precyzję ($\pm 10 \text{ kHz}$) pomiarów relacjonowanych w [93], granice niepewności tych wartości pominięto.



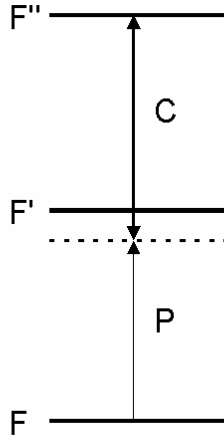
Rys. 5.5 Widmo transmisji wiązki próbkującej przez chmurę zimnych atomów ^{85}Rb . Laser próbkujący przestrajano przez przejścia $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2, 3, 4)$. Laser sprzęgający dostrojono w pobliże przejść $5P_{3/2}(F'=2) \rightarrow 5D_{5/2}(F''=3, 2, 1)$, a dokładniej: pomiędzy rezonanse do $F''=3$ i do $F''=2$ (linia czarna). Linia czerwona - wiązka sprzęgająca wyłączona.

Rezonanse dwufotonowe

Gdy częstota wiązki sprzęgającej w_c jest dostatecznie odstrojona od częstotci rezonansowych wszystkich trzech grup przejść $F' \rightarrow F''$ (C_2, C_3, C_4), wówczas przy skanowaniu częstotci w_p lasera próbkującego (P) można obserwować zarówno rezonanse jednofotonowe $F=3 \rightarrow F'=2, 3, 4$ jak i rezonanse dwufotonowe $F=3 \rightarrow F''=1, 2, 3, 4, 5$ (zgodnie z regułami wyboru dla przejść dwufotonowych: $\Delta F = 0, \pm 1, \pm 2$) dla częstotci spełniającej warunek rezonansu dwufotonowego:

$$w_p + w_c = \frac{DE_{FF''}}{h}, \quad (5.1)$$

gdzie $DE_{FF''}$ jest różnicą energii między poziomami F i F'' (por. Rys. 5.6).



Rys. 5.6 Schemat rezonansów dwufotonowych; C – wiązka sprzęgająca znacząco odstrojona od rezonansu $F' \rightarrow F''$; P – wiązka próbkująca.

Na Rys. 5.7 przedstawiono widma transmisji wiązki próbkującej dla różnych częstotliwości lasera sprzęgającego odstrojonego od poziomów struktury nadsubtelnej stanu $5P_{3/2}$ *. W wyniku przestrajania częstotliwości lasera sprzęgającego, położenia rezonansów dwufotonowych przemieszczają się w obrębie rejestrowanego widma. Efekt ten wykorzystywano do identyfikacji częstotliwości wiązki sprzęgającej względem struktury nadsubtelnej stanu $5P_{3/2}$.

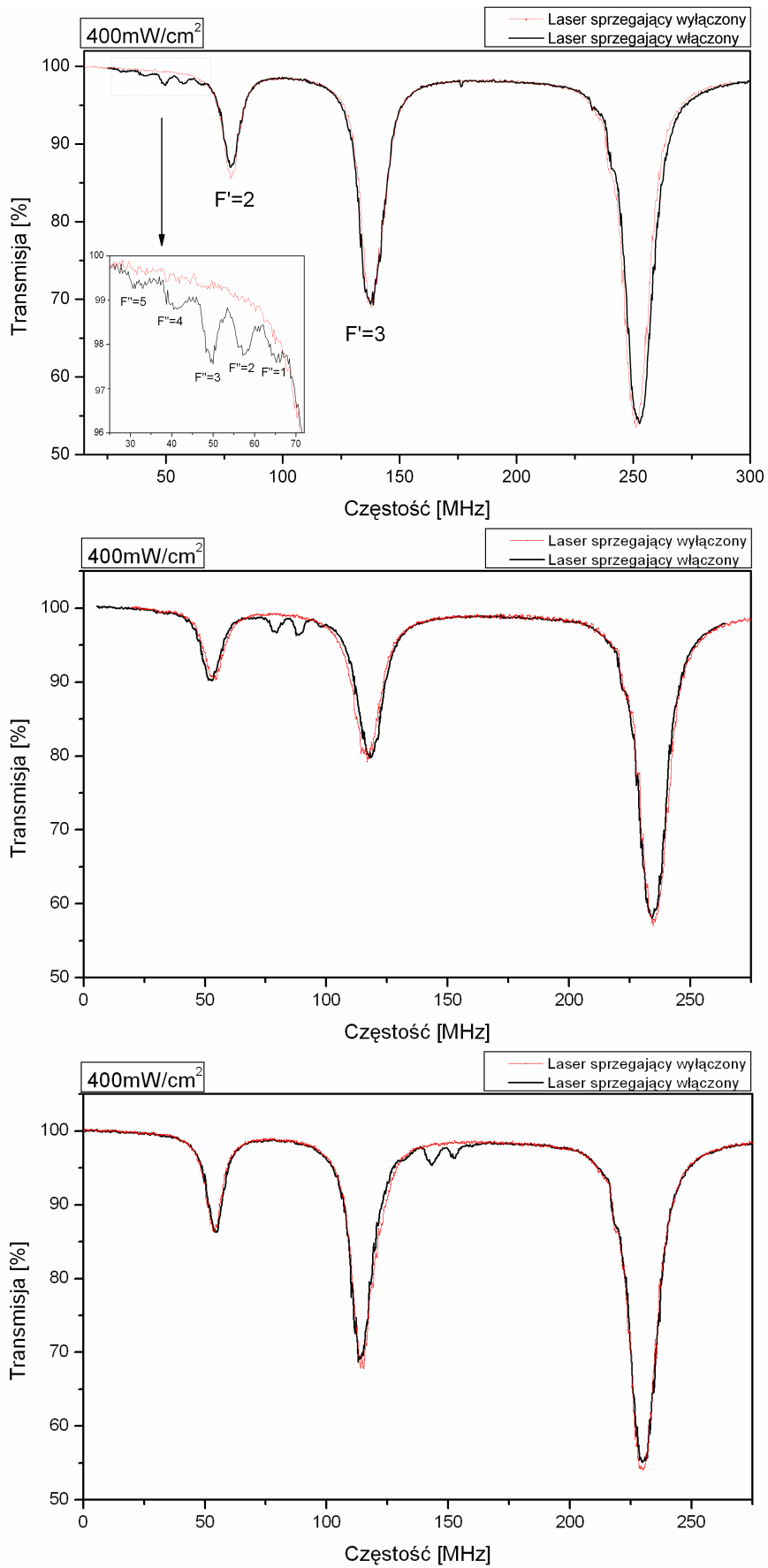
Przestrajanie lasera sprzęgającego powoduje również zmianę amplitud rezonansów dwufotonowych. Odpowiedzialne są za to mianowniki rezonansowe w drugim członie wzoru opisującego prawdopodobieństwo przejść dwufotonowych [36]:

$$A_{FF''} \approx \frac{g_{FF''}}{(w_{FF''} - w_c - w_p)^2 + (g_{FF''}/2)^2} + \left[\sum_{F'} \frac{1}{\hbar^2} \left(\frac{m_{FF'} m_{F'F''}}{w_{FF'} - w_p} + \frac{m_{FF''} m_{F''F'}}{w_{FF''} - w_c} \right) \right]^2 I_c I_p, \quad (5.2)$$

gdzie $g_{FF''}$ jest szerokością przejścia dwufotonowego, $m_{FF'}$ i $m_{F'F''}$ są elementami dipolowymi odpowiednich przejść, a $w_{FF'}$ i $w_{F'F''}$ ich częstotliwościami rezonansowymi.

Widać, że amplitudy $A_{FF''}$ rezonansów dwufotonowych zależą od iloczynów $m_{FF'} m_{F'F''}$ elementów macierzowych odpowiadających przejściom $F \rightarrow F'$ i $F' \rightarrow F''$, gdzie stan F' jest stanem pośrednim. A także od odstrojenia częstotliwości w_p i w_c (spełniających warunek (5.1)) od

* Uwaga: dla pokazywanych sekwencji widm, początek skali częstotliwości, a niekiedy i zakres przestrajania wiązki próbkującej są różne.



Rys. 5.7 Widma transmisji wiązki próbkującej, laser sprzęgający jest odstrojony od rezonansów $F' \rightarrow F''$. Widoczne są rezonanse dwufotonowe $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5D_{5/2}(F'')$

odpowiednich częstości rezonansowych $w_{FF'}$ i $w_{F''F'}$ (por. Rys. 5.6). Sumowanie ograniczono do stanów pośrednich F' , gdyż tylko one wnoszą niezaniebnywalny wkład do amplitud rozważanych rezonansów.

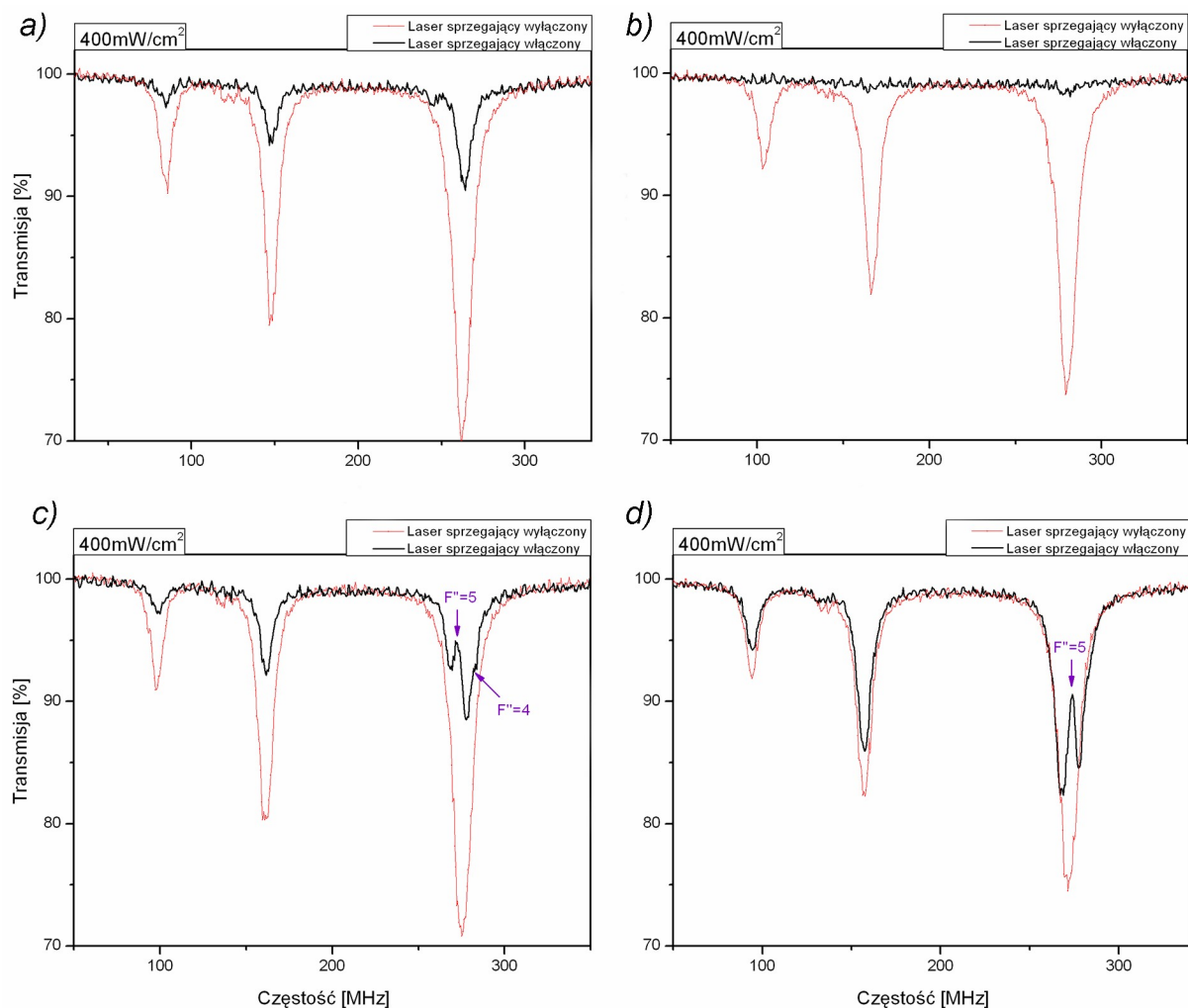
W zasadzie przy przestrajaniu częstości wiązki sprzęgającej powinno się obserwować wszystkie rezonanse dwufotonowe $F'' = 5, 4, 3, 2, 1$ o różnych amplitudach w różnych miejscach widma. Ze względu jednak na małą wartość iloczynów elementów macierzowych przejścia i/lub duże odstrojenia od właściwych* poziomów F' , w pewnych miejscach rejestrowanego widma niektóre rezonanse mogą mieć amplitudy bardzo małe, znikające w szumie (dwa dolne widma na Rys. 5.7).

W trakcie przestrajania częstości lasera sprzęgającego w okolicach poszczególnych rezonansów $F' \rightarrow F''$, obserwowano jak odpowiednie dwufotonowe piki absorpcyjne ewoluowały w minima absorpcji typu EIT.

Sprzężenie z poziomem $F' = 4$ biorącym udział w chłodzeniu.

Na Rys. 5.8 przedstawiono widma zarejestrowane w obecności wiązki sprzęgającej ($I_c = 400 \text{ mW/cm}^2$), której częstość dostrojono w pobliże grupy przejść C_4 , czyli rezonansów $F' = 4 \rightarrow F'' = 3, 4, 5$ (por. Rys. 5.3). Dostrojenie lasera sprzęgającego do tego zakresu częstości prowadziło do zakłócenia pracy pułapki, którego następstwem było znaczne zmniejszenie populacji zimnych atomów w chmurze (widoczne jest osłabienie absorpcji dla wszystkich F' jednocześnie). Na Rys 5.8a przedstawiono widmo otrzymane, gdy częstość lasera sprzęgającego ω_c była o kilka MHz większa od częstości $\omega_{(F'=4 \rightarrow F''=5)} - \delta$, gdzie $\delta < 0$ jest odstrojeniem częstości wiązki chłodzącej (por. Rys. 5.3). Widoczny jest mały pik rezonansu dwufotonowego $F' = 3 \rightarrow F'' = 5$ w pobliżu rezonansu odpowiadającego przejściu $F' = 3 \rightarrow F'' = 4$. Rys. 5.8b odpowiada sytuacji gdy $\omega_c = \omega_{(F'=4 \rightarrow F''=5)} + \delta$. W tych warunkach, praktycznie wszystkie atomy zostały uwolnione z pułapki. Na kolejnych dwóch rysunkach ω_c dostrojono w obszar $\omega_{(F'=4 \rightarrow F''=4)} > \omega_c \geq \omega_{(F'=4 \rightarrow F''=5)}$. Na widmach pojawiają się rezonanse EIT, na Rys. 5.8c są to rezonanse $F'' = 5$ i $F'' = 4$ (Rys. 5.8c), a na Rys. 5.8d silny rezonans $F'' = 5$.

* Takich, że $F' - F'' = 0, \pm 1$.

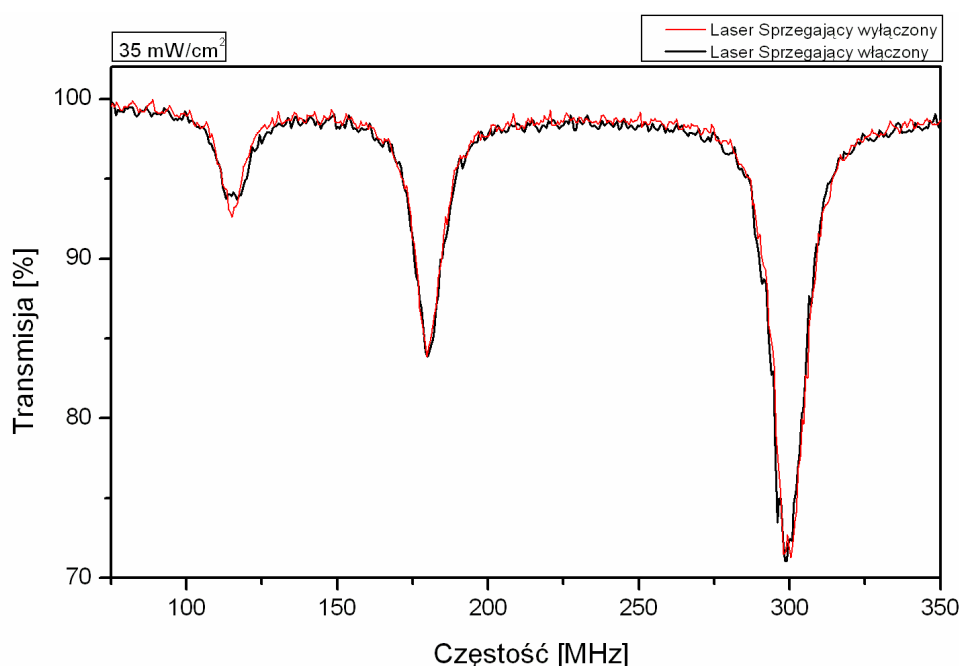


Rys. 5.8 Widma transmisji wiązki próbkującej, gdy częstota lasera sprzęgającego ω_c regulowano w pobliżu częstoty przejść $F' = 4 \rightarrow F''$, a) $\omega_c > \omega_{(F'=4 \rightarrow F''=5)} - \delta$, b) $\omega_c = \omega_{(F'=4 \rightarrow F''=5)} - \delta$, c) $\omega_{(F'=4 \rightarrow F''=4)} > \omega_c > \omega_{(F'=4 \rightarrow F''=5)}$, d) $\omega_c \sim \omega_{(F'=4 \rightarrow F''=5)}$.

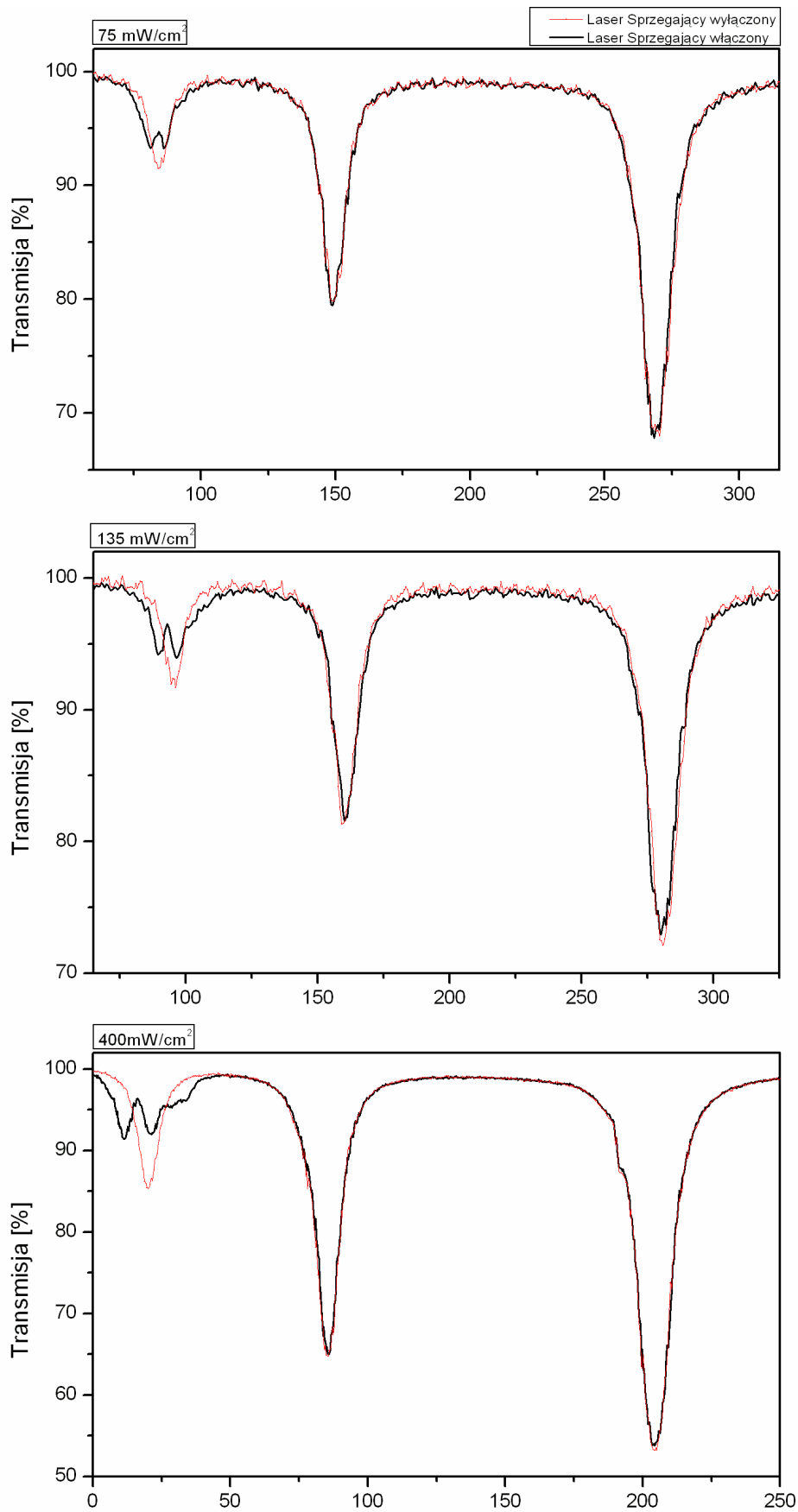
Rezonanse EIT z grupy C_4 nie były przedmiotem dalszych badań w niniejszej pracy, ze względu na bardzo niestabilną pracę pułapki dla tego zakresu częstoty ω_c . Prawdopodobnie główną przyczyną tej niestabilności (niszczenia populacji w pułapce) było silne dwufotonowe wzbudzenie metastabilnego stanu $5D_{5/2}$. Badania w zakresie rezonansów C_4 przeprowadzili natomiast Jin i in. [85] dla atomów w temperaturze pokojowej w komórce spektralnej.

5.5.2 Wpływ natężenia wiązki sprzęgającej na wydajność EIT

Zbadano wpływ natężenia wiązki sprzęgającej na kształt widm EIT. W tym celu wykonano dwie serie pomiarów dla linii absorpcyjnych: $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2)$ i $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$. W obu przypadkach wiązkę próbkującą przestrajano przez przejścia $F=3 \rightarrow F'=2, 3, 4$. Na Rys. 5.9 przedstawiono przykładowe widma transmisji wiązki próbkującej w obecności wiązki sprzęgającej dostrojonej do przejścia $F'=2 \rightarrow F''=3$. Natężenie wiązki sprzęgającej I_c zmieniano w zakresie 20 – 400 mW/cm² za pomocą płytki falowej $\lambda/2$, wstawionej przed PBS9 (Rys. 5.2). Z natężeniem rosła zarówno głębokość jak i szerokość rejestrowanych okien EIT. Wzrost natężenia wywoływał również coraz silniejsze poszerzanie przejścia $F=3 \rightarrow F'=2$, dzięki czemu możliwe było obserwowanie wielu okien EIT jednocześnie (np. okien $F''=1, 2, 3$ (por. Rys. 5.5) dla natężenia $I_c = 400$ mW/cm²).



Rys. 5.9 Widmo transmisji ⁸⁵Rb dla przejścia $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ z włączonym laserem sprzęgającym dostrojonym w pobliże przejścia $5P_{3/2}(F'=2) \rightarrow 5D_{5/2}(F''=3)$ (linia czarna) i z wyłączonym (linia czerwona). Natężenie wiązki sprzęgającej $I_c = 35$ mW/cm².



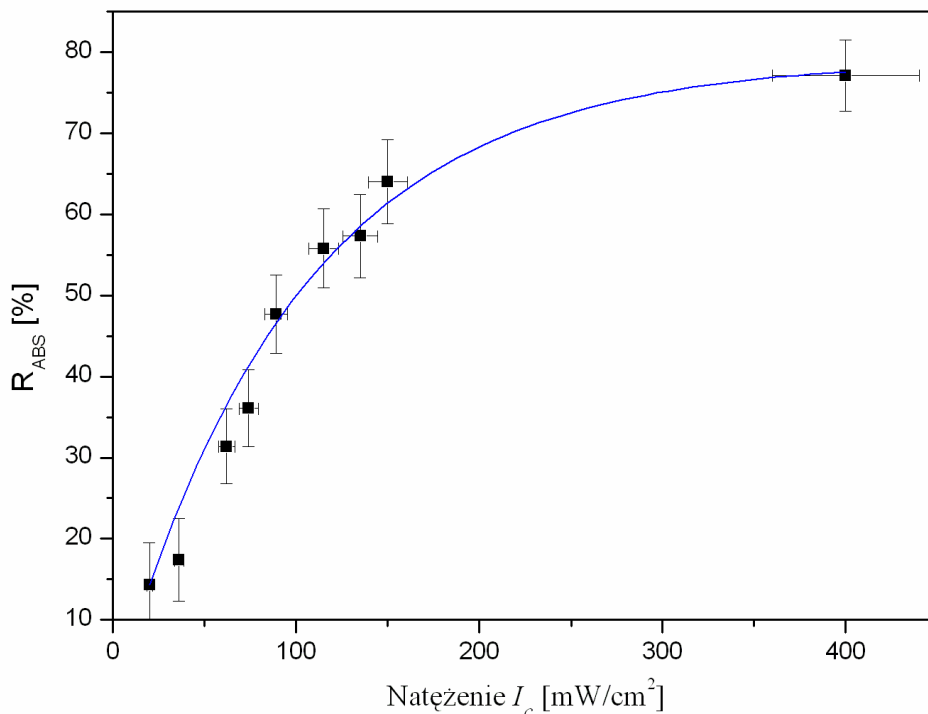
Rys. 5.9 - kontynuacja Widmo transmisji ^{85}Rb dla przejścia $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ z włączonym laserem sprzęgającym dostrojonym w pobliże przejścia $5P_{3/2}(F'=2) \rightarrow 5D_{5/2}(F''=3)$ (linia czarna) i z wyłączonym (linia czerwona). Kolejne widma zarejestrowano dla rosnących natężeń wiązki sprzęgającej.

Na podstawie widm przedstawionych na Rys. 5.9, oraz innych zarejestrowanych dla wartości pośrednich I_c , dla każdego I_c wyznaczono współczynnik $R_{ABS}(I_c)$ względnej redukcji absorpcji zdefiniowany jako:

$$R_{ABS} = \frac{|A_{EIT} - A|}{A} \times 100\%, \quad (5.3)$$

gdzie $A = 1 - T$ jest absorpcją wiązki próbkującej dla wyłączonej wiązki sprzęgającej (czerwone krzywe na Rys. 5.9), $A_{EIT} = 1 - T_{EIT}$ jest absorpcją przy włączonej wiązce sprzęgającej, natomiast T_{EIT} i T są odczytanymi z odpowiednich widm wartościami transmisji wiązki próbkującej.

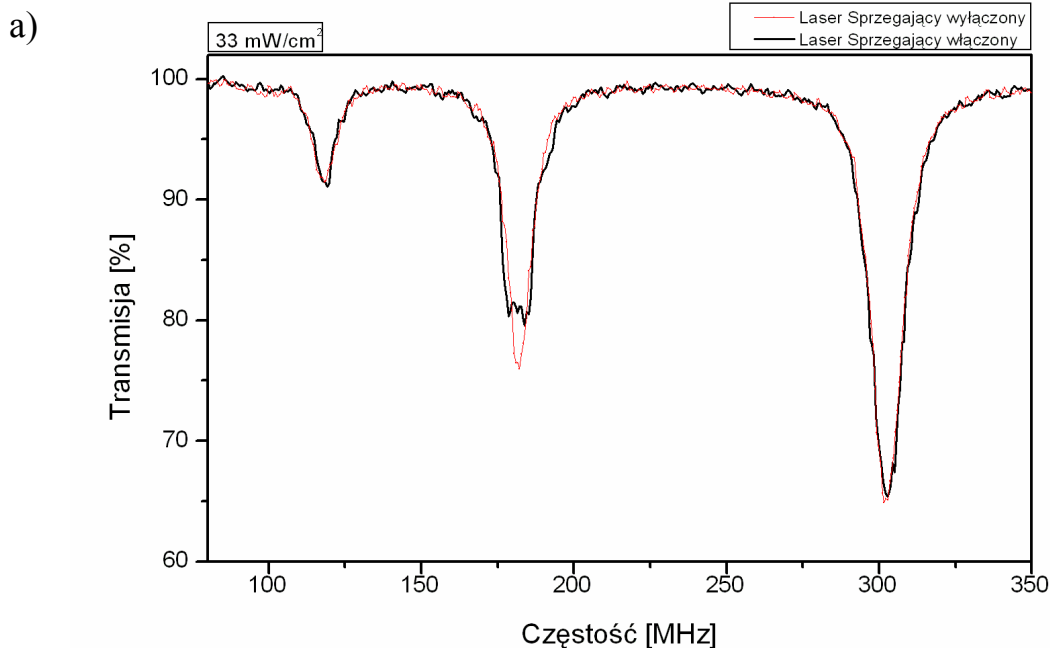
Współczynnik R_{ABS} określa zmianę względnej absorpcji wiązki próbkującej w po włączeniu wiązki sprzęgającej wywołującej zjawisko EIT. Wykres obrazujący tę zmianę dla rezonansu $F'' = 3$ w funkcji natężenia wiązki sprzęgającej przedstawiono na Rys. 5.10. Niebieska, dobrana arbitralnie i dopasowana do punktów krzywa, obrazuje tendencję wzrostu współczynnika R_{ABS} .



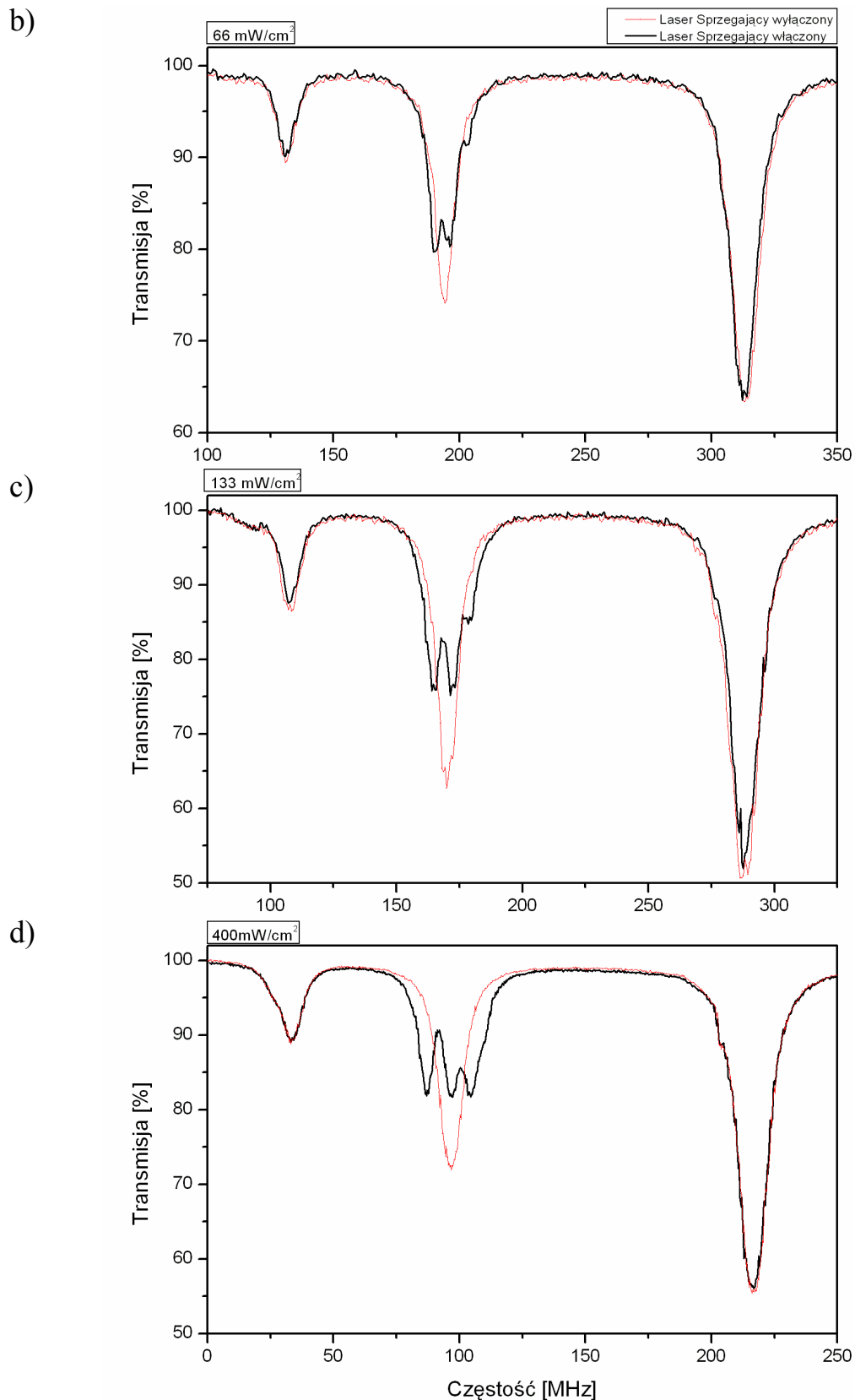
Rys. 5.10 Współczynnik względnej redukcji absorpcji R_{ABS} dla przejścia $5S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 2)$, rezonansu EIT $F'' = 3$ w funkcji natężenia wiązki sprzęgającej dostrojonej do przejścia $5P_{3/2}(F' = 2) \rightarrow 5D_{5/2}(F'' = 3)$. Kolorem niebieskim przedstawiono, arbitralnie dobraną krzywą obrazującą tendencję wzrostu współczynnika R_{ABS} .

Dla każdego punktu zależności $R_{ABS}(I_c)$ wyznaczono niepewności pomiaru. Na niepewność w osi y składają się: błąd związany ze stabilnością warunków w pułapce oraz niepewność odczytu amplitud rezonansów (T i T_{EIT}), natomiast w osi x: błąd w wyznaczeniu powierzchni przekroju poprzecznego wiązki sprzęgającej w rejonie chmury oraz niedokładność użytego miernika mocy lasera.

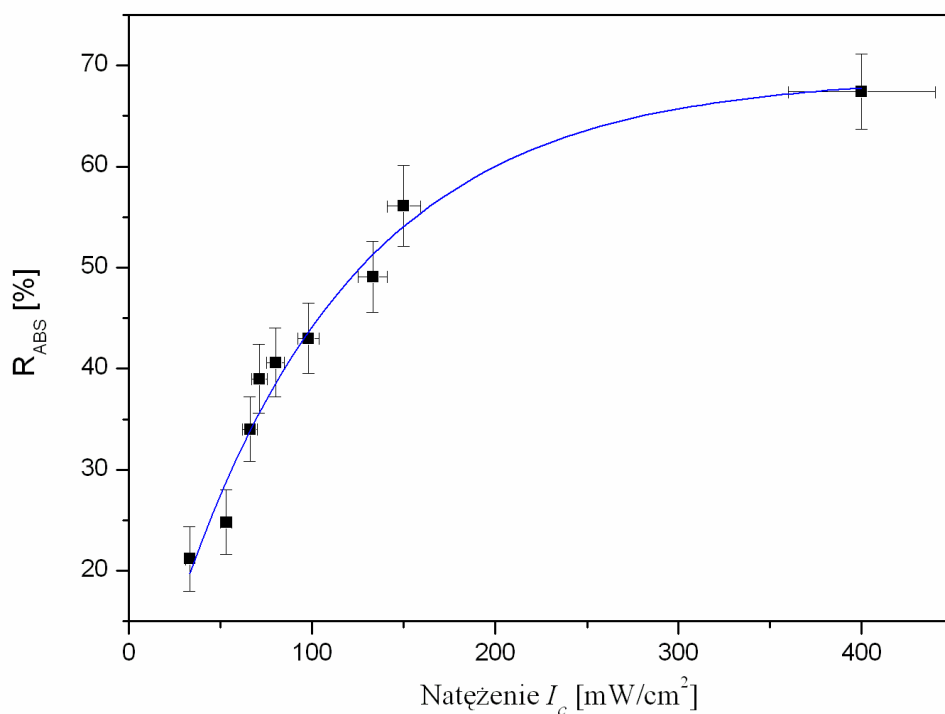
Na Rys. 5.11 przedstawiono widma transmisji wiązki próbkującej, gdy laser sprzęgający dostrojony był w rejon rezonansu $F' = 3 \rightarrow F'' = 4$ (w przypadku ostatniego wykresu pomiędzy poziomami $F'' = 4$ i $F'' = 3$). Natężenie wiązki sprzęgającej zmieniano w zakresie $33 \div 400 \text{ mW/cm}^2$. Podobnie jak w przypadku widm z Rys. 5.9, wzrost mocy wiązki sprzęgającej prowadził do pogłębienia i poszerzenia okien EIT. Jednakże w tym przypadku zależność ta była słabsza i ostatecznie przy mocy 400 mW/cm^2 współczynnik redukcji absorpcji R_{ABS} dla rezonansu $F'' = 4$ wynosił ok. 67 % (w porównaniu z 78 % na Rys. 5.10). Zależność współczynnika R_{ABS} od I_c przedstawiono na Rys. 5.12. Podobnie jak na Rys. 5.10 niebieskim kolorem wykreślono, arbitralnie dobraną krzywą obrazującą tendencję wzrostu współczynnika R_{ABS} . W §5.7 krzywe z Rys. 5.10 i Rys. 5.12 zostaną porównane z przewidywaniami modeli teoretycznych.



Rys. 5.11 Widmo transmisji ^{85}Rb dla przejścia $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ z włączonym laserem sprzęgającym dostrojonym w pobliże przejścia $5P_{3/2}(F' = 3) \rightarrow 5D_{5/2}(F'' = 4)$ (linia czarna) i z wyłączonym (linia czerwona). Natężenie wiązki sprzęgającej: $I_c = 33 \text{ mW/cm}^2$.



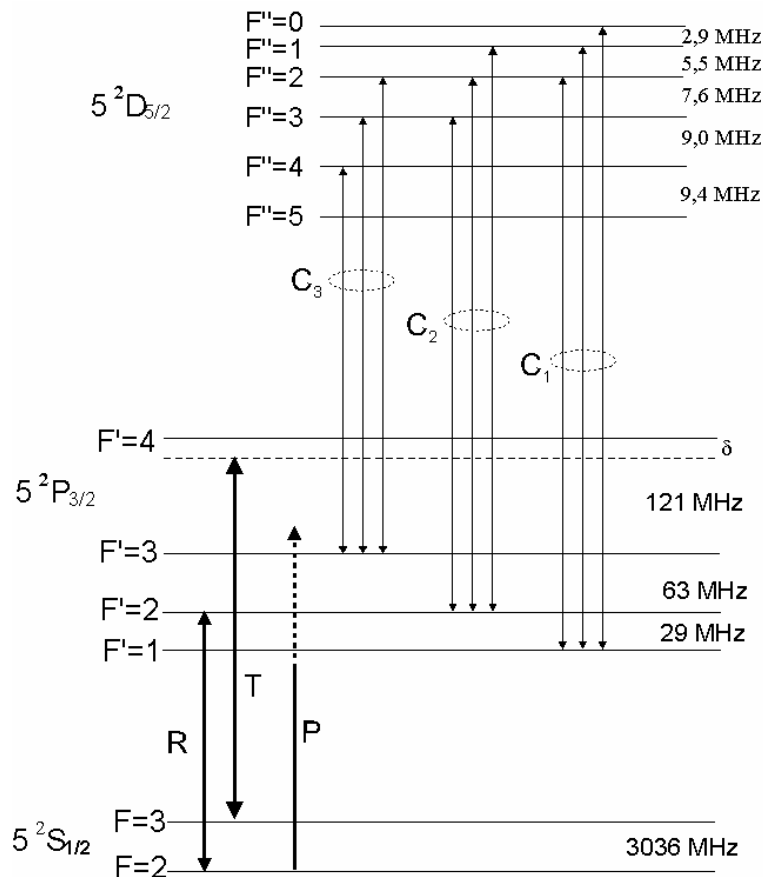
Rys. 5.11 - kontynuacja Widma transmisji dla przejścia $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ z laserem sprzegającym dostrojonym w pobliże przejścia $5P_{3/2}(F''=3) \rightarrow 5D_{5/2}(F''=4)$ (w przypadku ostatniego widma (d) w obszar pomiędzy rezonansami $F''=4$ i $F''=3$) (linia czarna). Kolorem czerwonym wykreślono widma przy wyłączonym laserze sprzegającym. Kolejne widma prezentują wyniki uzyskane przy zwiększonym natężeniu wiązki sprzegającej: b) $I_c = 66 \text{ mW/cm}^2$, c) $I_c = 133 \text{ mW/cm}^2$, d) $I_c = 400 \text{ mW/cm}^2$.



Rys. 5.12 Współczynnik względnej redukcji absorpcji R_{ABS} dla przejścia $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$, rezonansu EIT $F''=4$ w funkcji natężenia wiązki sprzęgającej dostrojonej do przejścia $5P_{3/2}(F'=3) \rightarrow 5D_{5/2}(F''=4)$. Kolorem niebieskim przedstawiono, arbitralnie dobraną krzywą obrazującą tendencję wzrostu współczynnika R_{ABS} .

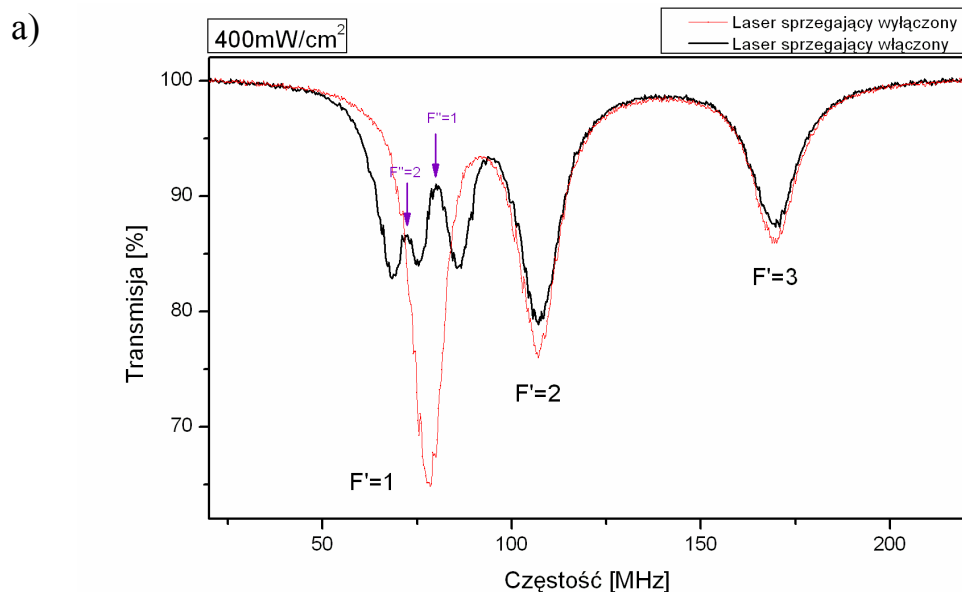
5.5.3 Wiązka próbująca ze stanu podstawowego $F = 2$

Kolejne widma zarejestrowano stosując schemat wzbudzenia z Rys. 5.13. Jako dolny poziom dla wiązki próbującej wykorzystano składową $5S_{1/2}(F=2)$ stanu podstawowego. Umożliwiło to rejestracje widm wiązki próbującej w zakresie przejść $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=1, 2, 3)$. Przedmiotem zainteresowania były rezonanse $F'=1$ i $F'=2$, odległe od siebie o 29 MHz. Częstość wiązki sprzęgającej dostrajano w rejon przejść: $5P_{3/2}(F'=1) \rightarrow 5D_{5/2}(F''=2, 1, 0)$ oraz $5P_{3/2}(F'=2) \rightarrow 5D_{5/2}(F''=3, 2, 1)$, oznaczonych na Rys. 5.13 odpowiednio jako C_1 i C_2 . Na kolejnych przedstawianych na Rys. 5.14 widmach częstość tę stopniowo zmieniano, uzyskując zróżnicowane kształty widm transmisji. Natężenie wiązki sprzęgającej I_c ustalono na 400 mW/cm^2 .

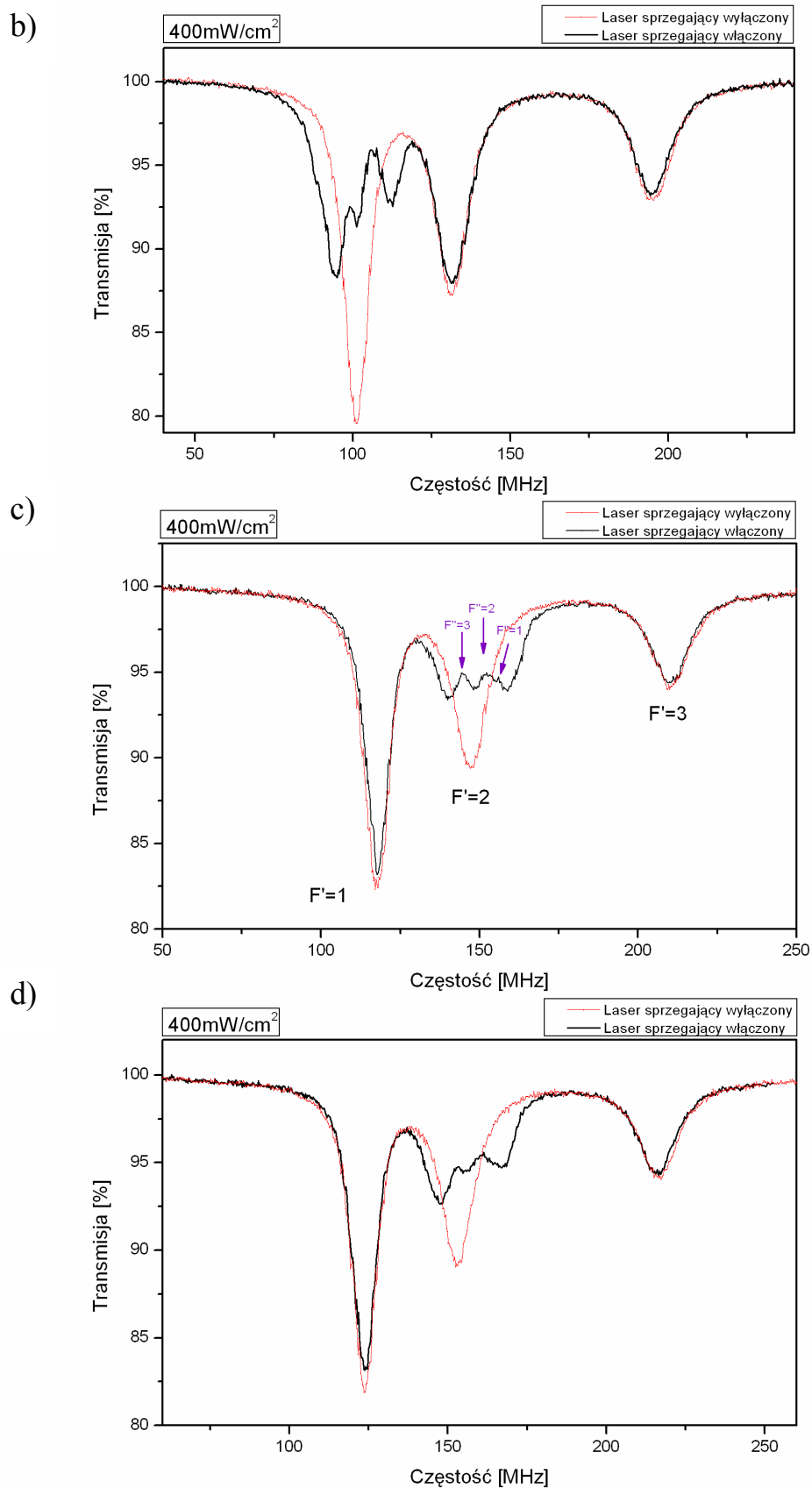


Rys. 5.13 Schemat struktury wybranych poziomów ^{85}Rb . Strzałkami zaznaczono częstości zastosowanych wiązek laserowych: T – chłodząca, R – repompująca, P – próbująca (część przerywana symbolizuje zakres jej przestrajania). $C_1 - C_3$ – grupy dozwolonych przejść $F' \rightarrow F''$; wiązka sprzęgająca sprzęga stany F' równocześnie ze wszystkimi stanami F'' w danej grupie C_n (sprzężenia C_3 nie stosowano).

Pierwsze widmo (Rys. 5.14a) przedstawia sytuację, gdy laser sprzęgający był dostrojony pomiędzy rezonanse grupy C₁: $F' = 1 \rightarrow F'' = 2$ oraz $F' = 1 \rightarrow F'' = 1$. Zarejestrowano okna EIT pochodzące od poziomów $F'' = 2$ i $F'' = 1$. Położenia rezonansu $F'' = 0$ nie udało się zidentyfikować, widoczne jest jednak poszerzenie prawego skrzydła rezonansu $F'' = 1$. Wyznaczona odległość pomiędzy oznaczonymi na rysunku, maksimami transmisji wynosi $d_{F''=2-F''=1} = 8 \pm 0,2$ MHz, jest więc znacząco większa od odległości pomiędzy poziomami struktury nadsubtelnej $F'' = 2$ i $F'' = 1$, wynoszącej 5,5 MHz. Następne widmo (b) zarejestrowano po obniżeniu częstości lasera sprzęgającego. Okna transmisji przemieściły się (o 3 MHz) w kierunku większych częstości (wiązki próbkującej) w obrębie rezonansu $F = 2 \rightarrow F' = 1$. Kierunek zmiany jest zgodny z warunkiem (4.9a) na rezonans EIT. Kolejne widmo (c) przedstawia obraz transmisji wiązki próbkującej, gdy laser sprzęgający dostrojono pomiędzy rezonanse grupy C₂: $F' = 2 \rightarrow F'' = 3$ i $F' = 2 \rightarrow F'' = 2$.



Rys. 5.14a Widmo transmisji wiązki próbkującej przez chmurę zimnych atomów ⁸⁵Rb. Laser próbkujący przestrajano przez przejście $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 1, 2, 3)$. Laser sprzęgający dostrojono w rejon przejść C₁ a ściślej pomiędzy rezonanse $F' = 1 \rightarrow F'' = 2$ i $F' = 1 \rightarrow F'' = 1$ (linia czarna). Linia czerwona – wiązka sprzęgająca wyłączona.



Rys. 5.14b Widma transmisji wiązki próbkującej przez chmurę zimnych atomów ^{85}Rb . Laser próbkujący przestrajano przez przejście $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=1, 2, 3)$. Laser sprzęgający dostrojono (b) w pobliże przejść C1: $5P_{3/2}(F'=1) \rightarrow 5D_{5/2}(F''=2, 1, 0)$ oraz (c), (d) przejść C2: $5P_{3/2}(F'=2) \rightarrow 5D_{5/2}(F''=3, 2, 1)$ (linia czarna). Linia czerwona - wiązka sprzęgająca wyłączona.

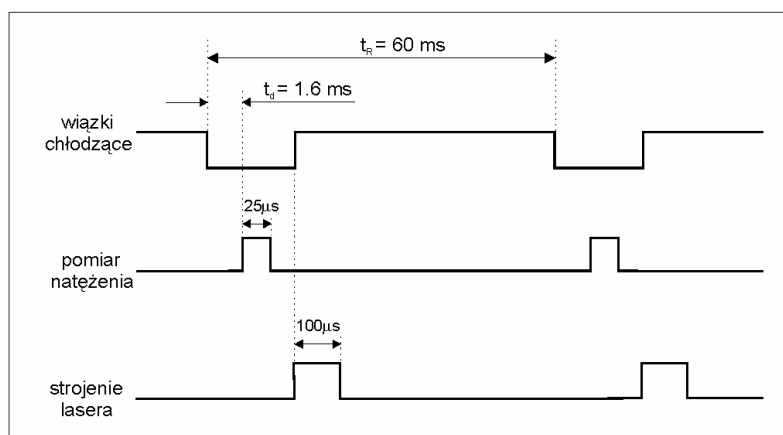
Zarejestrowana została struktura EIT składająca się z trzech rezonansów, odpowiadających sprzężeniom poziomu $F' = 2$ z poziomami $F'' = 3, 2, 1$. Zmierzone odległości pomiędzy zarejestrowanymi oknami EIT, wynoszą odpowiednio $d_{F''=3-F''=2} = 7,2 \pm 0,5$ MHz i $d_{F''=2-F''=1} = 5 \pm 1$ MHz. Uwzględniając dość duże błędy związane z niepewnością wyznaczenia częstości centralnej tych rezonansów, można powiedzieć, że ich odległości odpowiadają odległościom pomiędzy odpowiednimi poziomami struktury F'' (7,6 MHz i 5,5 MHz). Ostatnie z przedstawionych widm (d) zarejestrowano po kolejnym obniżeniu o kilka MHz częstości lasera sprzęgającego. Podobnie, jak poprzednio, okna przezroczystości przesunęły się w kierunku większych częstości wiązki próbującej.

W przypadku tych, jak i omawianych wcześniej w §5.5.1 widm, interesujące wydaje się pytanie o przyczynę rozbieżności między niektórymi wynikami pomiarów wzajemnych odległości okien EIT i bardzo dokładnymi (niepewność ± 10 KHz) odległościami struktury nadsubtelnej znanymi z literatury [93]. Rozbieżność ta może być spowodowana dryftem lub fluktuacją częstości lasera sprzęgającego. Jednym z powodów fizycznych może być (przynajmniej dla niektórych przejść) osiągnięcie natężenia wiązki sprzęgającej I_c , przy której wpływa ono na odległości rezonansów EIT (por. symulację teoretyczną na Rys. 2 w [87]).

Jednoznaczne rozstrzygnięcie powyższych wątpliwości można będzie otrzymać na gruncie teorii, gdy dla tego schematu zostaną przeprowadzone obliczenia, analogiczne do przedstawionych w niniejszej pracy (§4.4 i §5.8), a doświadczalnie, przez rejestrację widm EIT w bardziej kontrolowanych warunkach. Szczególnie istotne wydaje się zastosowanie układu aktywnej stabilizacji częstości lasera sprzęgającego, co nie jest proste w tym zakresie częstości (776 nm). Do stabilizacji rozważana jest możliwość wykorzystania układu opartego na dwufotonowej spektroskopii stanu $5D_{5/2}$, w którym pierwszy stopień wzbudzenia byłby realizowany z wykorzystaniem, części wiązki lasera chłodzącego. Planowane jest również przeprowadzenie doświadczenia przy większych mocach wiązki sprzęgającej za pomocą lasera diodowego ze wzmacniaczem typu *Tapered Amplifier* [95]. Zarówno obliczenia, jak i dalsze pomiary są przewidziane w ramach dalszej realizacji projektu, którego część stanowią przedstawiane tu badania.

5.5.4 Pomiary z wyłączeniem wiązek chłodzących

Aby ocenić wpływ laserów chłodzących na rejestrowane widma oraz na kształt rezonansów EIT, zastosowano technikę periodycznego zasłaniania wiązek chłodzących. Idea pomiarów polegała na rejestracji natężenia wiązki próbkującej w czasie, w którym wiązki chłodząca i repompująca były zasłonięte. Umożliwiło to rejestrację widm w “czystych” warunkach, bez ewentualnego zaburzenia wprowadzanego przez wiązki chłodzące. Do zasłaniania wiązek zastosowano zbudowany w tym celu przerywacz elektromagnetyczny, którego opis zamieszczono w §6.6. Aby uzyskać możliwie krótkie czasy całkowitego zasłonięcia i odsłonięcia, kluczowe było precyzyjne usytuowanie przerywacza względem ogniska wiązek chłodzących (w teleskopie TE, por. Rys. 2.2). Podczas tej operacji przerywacz wyzwalany był periodycznie, a jego pracę monitorowano za pomocą fotodiody ustawionej za teleskopem oraz oscyloskopu. Przerywacz, jak i cały cykl pomiarowy, sterowany był przyrządem DMS 2000. Na Rys. 5.15 przedstawiono diagram czasowy obrazujący sposób rejestracji widm. Sytuacja początkowa przed rozpoczęciem pomiaru była następująca: pułapka włączona, a jej parametry dobrane tak, aby wytworzyć chmurę o dużej liczbie atomów, laser sprzęgający włączony i dostrojony dożądanego przejścia, laser próbkujący włączony, a jego częstość ustawiona na początku przemiatanego obszaru. Cykl pomiarowy rozpoczynał się od wyłączenia (zasłonięcia) wiązek pułapkujących i pomiaru transmisji wiązki próbkującej dla częstości początkowej. Następnie, wiązki chłodzące były odsłaniane dla odtwarzania populacji atomów w pułapce.



Rys. 5.15 Diagram czasowy pomiaru z wyłączeniem wiązek chłodzących: t_d – opóźnienie pomiaru natężenia wiązki próbkującej względem impulsu zasłaniającego wiązki, t_R – czas pomiędzy kolejnymi wyłączeniami wiązek; wysoki stan sygnału „wiązki chłodzące” – wiązki odsłonięte, stan niski – wiązki zasłonięte.

W tym czasie przestrajano częstość lasera próbkującego o jeden krok, po czym ponownie zasłaniano wiązki laserów chłodzących, aby dokonać kolejnego pomiaru transmisji. Podczas każdego cyklu rejestrowano jeden punkt widma transmisji.

Po wyłączeniu wiązek chłodzących chmura zimnych atomów ekspanduje, atomy opuszczają centrum pułapki a ich liczba w obszarze pomiarowym maleje. Ponadto, następuje wzrost temperatury atomów, ponieważ doznają one zderzeń z termicznymi atomami otoczenia. Istotnym parametrem był czas opóźnienia t_d mierzony od momentu wysterowania przerywacza impulsem zasłaniającym do momentu rozpoczęcia pomiaru natężenia wiązki próbkującej. Czas ten powinien być możliwie krótki, aby atomy nie uległy znaczącemu podgrzaniu (co mogłoby spowodować poszerzenia rezonansów) oraz aby jak najmniejsza ich liczba zdążyła opuścić centrum pułapki (co osłabiałoby absorpcję). Z drugiej strony należało uwzględnić czas potrzebny do całkowitego zasłonięcia wiązek związany z ograniczoną szybkością skonstruowanego przerywacza. Po wielu próbach ustalono optymalną wartość parametru t_d na 1,6 ms. Równie ważny był odpowiedni dobór czasu trwania cyklu t_R . Dążono, aby czas ten był jak najkrótszy ze względu na ograniczoną stabilność częstości laserów pomiarowych, która podczas rejestracji widm wpływała na uzyskiwane wyniki (czas rejestracji $t_p = [\text{liczba punktów}] \cdot t_R \approx 1000 \cdot t_R$). Jednakże, zbyt krótki czas t_R , nie pozwalał na odbudowanie populacji atomów w pułapce, a co za tym idzie uzyskanie stacjonarnych (w czasie trwania pomiaru) warunków pomiarowych. Ustalono $t_R = 60$ ms jako wartość optymalną.

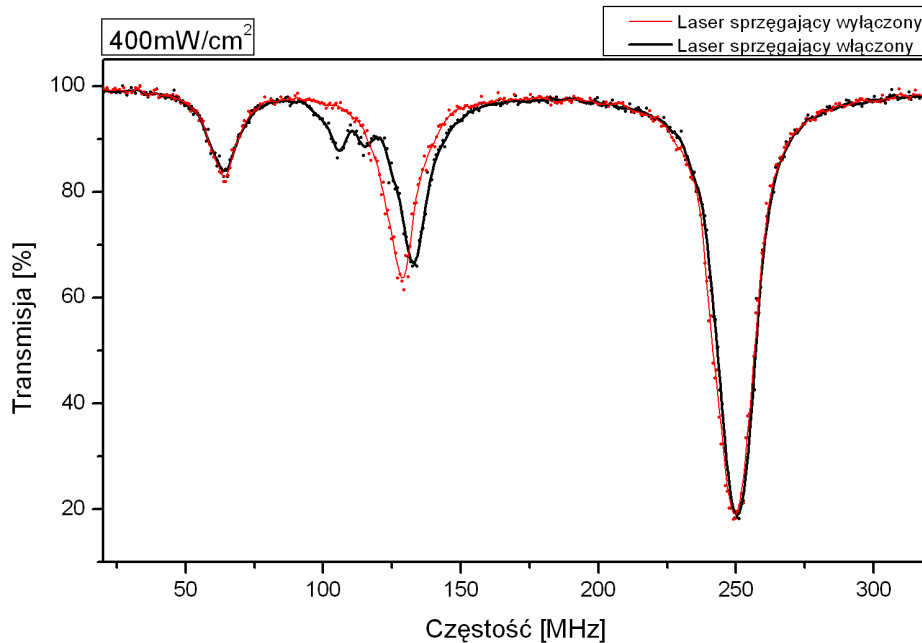
Na Rys. 5.16 przedstawiono widma zarejestrowane przy użyciu metody wyłączania wiązek chłodzących. Zgodnie ze schematem na Rys. 5.3 (§5.5.1), laser próbkujący przestrajano przez przejścia $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2, 3, 4)$, a lasera sprzęgający dostrajano w pobliże grupy rezonansów $5P_{3/2}(F'=3) \rightarrow 5D_{5/2}(F''=4, 3, 2)$, oznaczonych na Rys. 5.3 jako C_3 . W przypadku widm (a) i (b) z Rys. 5.16, częstość lasera sprzęgającego była większa od częstości przejść $F'=3 \rightarrow F''=4, 3$. Kolejne widmo (c) zostało zarejestrowane, gdy częstość wiązki sprzęgającej dostrojono pomiędzy rezonanse $F'=3 \rightarrow F''=4$ i 3 , podobnie jak w przypadku widma przedstawionego na Rys. 5.4. Widmo (d) zarejestrowano z laserem sprzęgającym dostrojonym w pobliże rezonansu $F'=3 \rightarrow F''=4$.

Porównując widma z Rys. 5.16 otrzymane w warunkach wyłączanej pułapki, z widmami uzyskanymi w pułapce działającej (np. Rys. 5.4), widać że amplitudy odpowiednich pików absorpcyjnych wiązki próbkującej, zarejestrowanych bez sprzężenia

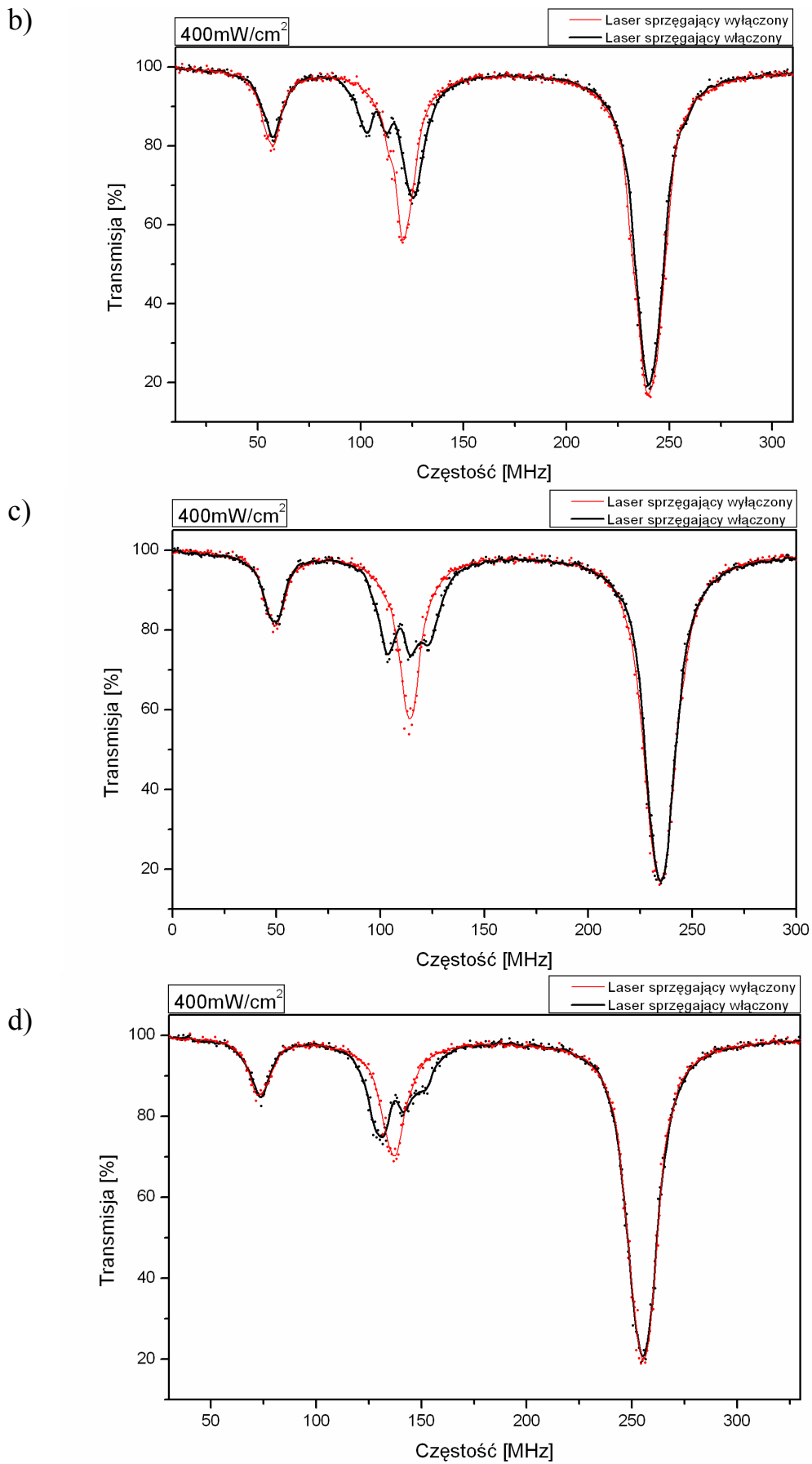
(czerwona linia) są większe na widmach z Rys. 5.16. Zapewne przyczyniło się do tego kilka czynników. Po pierwsze, w pułapce zgromadzono teraz znacznie więcej atomów (dzięki użyciu dużej mocy $P_{trap} = 20$ mW wiązki chłodzącej). Po drugie, pomiar nie był zakłócany przez nasycenie przejścia $F = 3 \rightarrow F' = 4$ wytwarzane wiązką chłodzącą. W efekcie, dla przejścia $F = 3 \rightarrow F' = 4$ (Rys. 5.16) osiągnięto absorpcję wynoszącą około 85 %, czyli prawie dwukrotnie większą niż rejestrowana na analogicznych widmach z Rys. 5.11. Wyraźny był również wzrost absorpcji dla pozostałych rezonansów ($F' = 2$ i $F' = 3$).

Wpływ zastosowanej metody pomiaru na kształt rezonansów EIT jest dobrze widoczny, gdy porównamy widmo (c) z widmem z Rys. 5.4 zarejestrowanym w podobnych warunkach, ale przy pracującej w sposób ciągły pułapce. Obserwowane różnice (szum, poszerzenie i spływanie rezonansów EIT) można przypisać użytej technice pomiaru. Gdy wyłączano wiązki chłodzące, pomiar transmisji wiązki próbkującej wykonywano bez uśredniania, a każdy punkt widma rejestrowany był dla nowej chmury ochłodzonych atomów. Odtwarzanie chmury mogło wprowadzać fluktuacje warunków pomiarowych.

a)



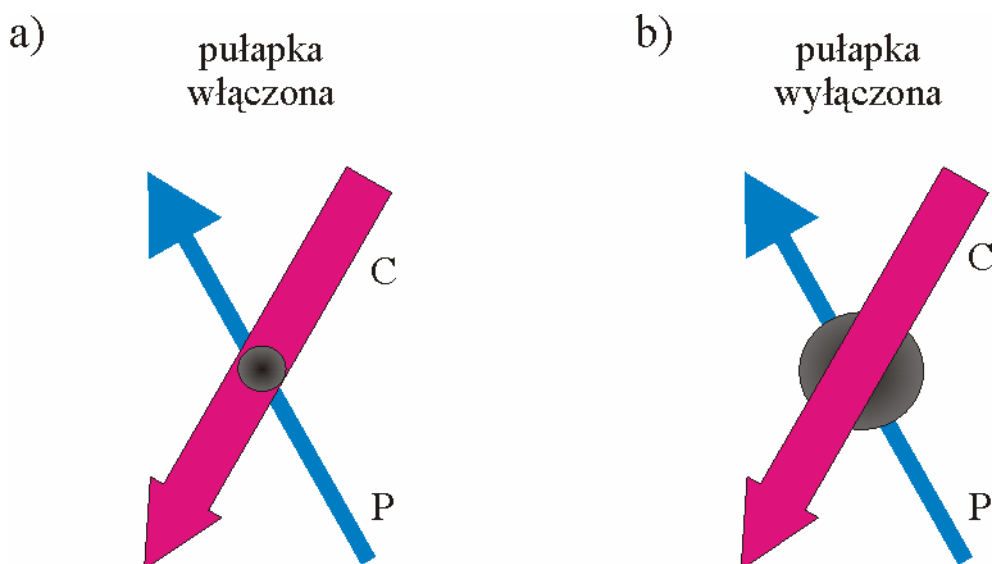
Rys. 5.16a Widmo transmisji wiązki próbkującej przez chmurę zimnych atomów po wyłączeniu wiązek pułapki: chłodzącej i repompującej. Laser próbkujący przestrajano przez kolejne przejścia $5S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 2, 3, 4)$, a laser sprzęgający dostrajano w pobliże grupy przejść, $P_{1/2}(F' = 3) \rightarrow 5D_{5/2}(F'' = 4, 3, 2)$ (linia czarna). Linia czerwona - wiązka sprzęgająca wyłączona. Kolejne widma były rejestrowane przy stopniowo zmniejszanej częstotliwości ω_c wiązki sprzęgającej: (a), (b) $\omega_c > \omega_{F'=3 \rightarrow F''=4, 3}$; (c) $\omega_{F'=3 \rightarrow F''=4} < \omega_c < \omega_{F'=3 \rightarrow F''=3}$ (por. Rys. 5.4); (d) $\omega_c = \omega_{F'=3 \rightarrow F''=4}$.



Rys. 5.16b podpis na poprzedniej stronie (Rys. 5.16a)

Przy wyłączeniu wiązek, czas pomiędzy rejestracjami kolejnych punktów widma był wielokrotnie dłuższy, niż w pomiarach w pułapce pracującej w sposób ciągły (60 ms w porównaniu z 2 ms - stąd pomiar całego widma trwał 30 s, a nie 2 s; por. §5.3). W związku z tym narastały błędy powstałe na skutek dryftu częstości laserów pomiarowych oraz z powodu niestabilności warunków panujących w pułapce MOT. W metodzie wyłączania wiązek zwiększył się także niekorzystny wpływ pola magnetycznego od cewek kwadrupolowych. Gdy chmura atomów rozszerza się, zwiększa się długość obszaru w którym zachodzi absorpcja. W absorpcji uczestniczą więc także atomy znajdujące się dalej od centrum pułapki, a więc w silniejszym polu magnetycznym (por. §3.3.3). Uwolnione z pułapki atomy charakteryzowały się również większą prędkością. Wszystkie te czynniki powodowały, niewielkie, ale zauważalne poszerzenie rezonansów EIT.

Porównując widma uzyskane w warunkach włączonej i wyłączonej pułapki, widzimy również, że nastąpiło wyraźne spłylenie rezonansów EIT. Współczynnik redukcji absorpcji R_{ABS} zdefiniowany przez (5.3), wyniósł dla widm rejestrowanych w wyłączonej pułapce średnio 55 % (dla okna EIT: $F' = 3 \rightarrow F'' = 4$), w porównaniu z $R_{ABS} = 67 %$ dla widma w pułapce działającej (obie wartości dla $I_c = 400 \text{ mW/cm}^2$). Prawdopodobną przyczyną zmniejszenia współczynnika R_{ABS} jest termiczne rozszerzanie chmury po wyłączeniu pułapki, które powoduje, że wszystkie atomy oddziałują z wiązką sprzęgającą. Ilustruje to Rys. 5.17.



Rys. 5.17 Ilustracja warunków rejestracji widma: a) przy włączonej pułapce; b) po pewnym czasie od wyłączenia pułapki. Strzałkami oznaczono wiązki laserów (P) – próbkującego, (C) – sprzęgającego, ciemny okrąg symbolizuje chmurę zimnych atomów. Po wyłączeniu pułapki, chmura rozszerza się termicznie i dlatego nie wszystkie atomy oddziałują z polem wiązki sprzęgającej (C).

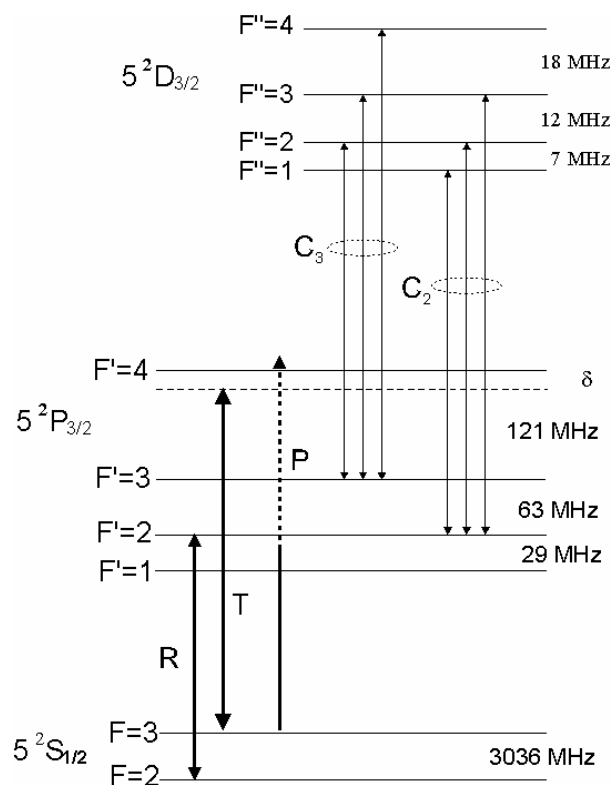
Wykonane pomiary widm nie pozwalają stwierdzić, czy metoda wyłączania wiązek chłodzących może przynieść korzyści. Żeby to stwierdzić, należy udoskonalić układ pomiarowy wprowadzając następujące modyfikacje:

- Wykonać układ elektroniczny umożliwiający szybkie wyłączanie także kwadrupolowego pola magnetycznego, synchronicznie z zasłanianiem wiązek.
- Skrócić czas potrzebny do pełnego zasłonięcia wiązek, przerywając je nie mechanicznie, a na przykład za pomocą modulatora akustooptycznego.
- Wprowadzić aktywną stabilizację laserów pomiarowych oraz udoskonalić układ stabilizacji laserów pułapki, aby można było wykonywać dłużej trwające pomiary (również z uśrednianiem), bez obawy występowania dryftów laserów pomiarowych i zmiany warunków chłodzenia atomów.
- Zmodyfikować geometrię wiązek pomiarowych tak, aby były one kolinearne. Dzięki temu, wszystkie atomy oddziałujące z wiązką próbkującą, będą sprzęgane wiązką sprzęgającą (por. Rys. 5.17).

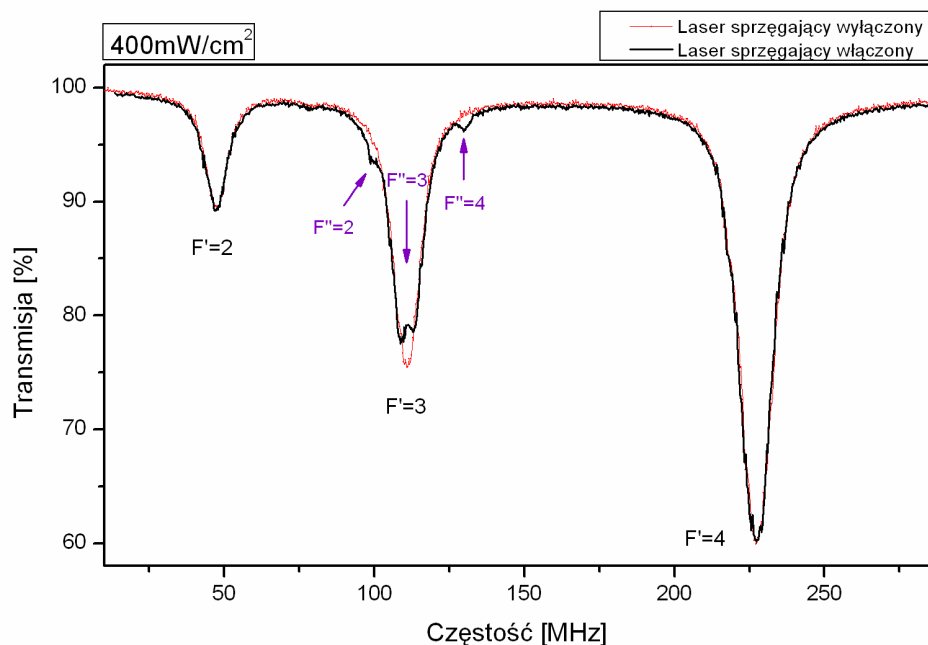
5.6 EIT w układzie schodkowym - sprzężanie do stanu $5D_{3/2}$

Zarejestrowano także widma EIT w układzie schodkowym, w którym stan $5D_{3/2}$ był stanem najwyższym. Schemat wybranych stanów z zaznaczeniem struktury nadsubtelnej stanu $5D_{3/2}$ i grupami przejść $F' \rightarrow F''$, przedstawiono na Rys. 5.18.

Częstość wiązki próbkującej przestrajano przez przejścia $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2, 3, 4)$. Na Rys. 5.19 przedstawiono widmo zarejestrowane w obecności wiązki sprzęgającej dostrojonej do przejścia $5P_{3/2}(F'=3) \rightarrow 5D_{3/2}(F''=3)$. Na piku absorpcyjnym $F'=3$, powstaje minimum EIT związane ze sprzężeniem $F'=3 \rightarrow F''=3$. Natomiast u jego podstawy widać rezonanse, które mają prawdopodobnie charakter dwufotonowych przejść absorpcyjnych $F=3 \rightarrow F''=2$ oraz $F=3 \rightarrow F''=4$, wspomaganych bliskością pośredniego stanu $F'=3$. Dwufotonowy charakter można przypisać zwłaszcza rezonansowi $F''=4$. Podobne rezultaty osiągnięto, gdy laser sprzęgający dostrojono do przejścia $5P_{3/2}(F'=2) \rightarrow 5D_{3/2}(F''=2)$ (Rys. 5.20). W tym przypadku zarejestrowane zostało minimum absorpcji dla sprzężenia $F'=2 \rightarrow F''=2$, natomiast inne rezonanse były znacznie słabiej widoczne. Ich przybliżone położenia zaznaczono strzałkami.

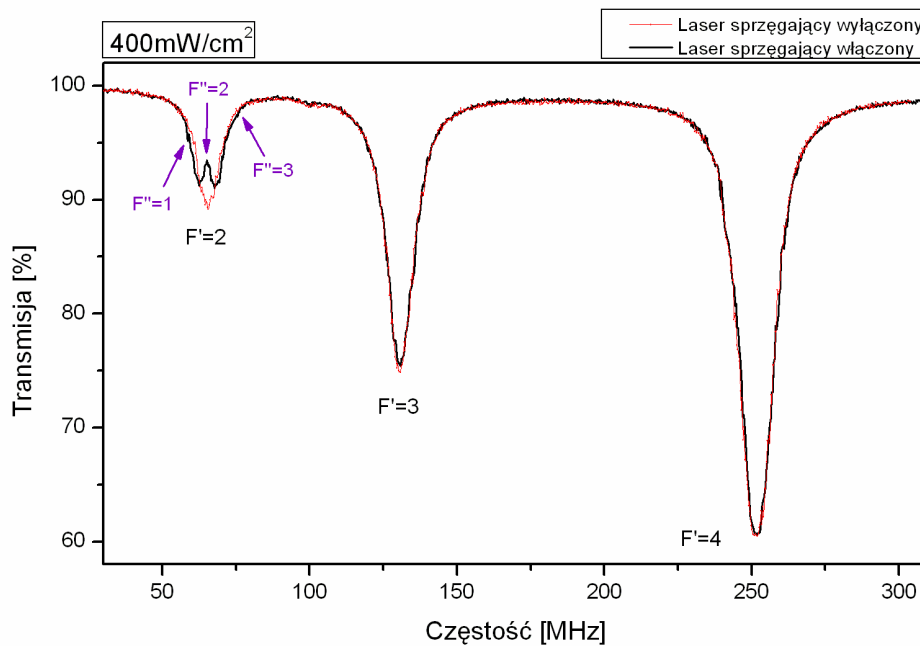


Rys. 5.18 Schemat struktury wybranych poziomów ^{85}Rb . Strzałkami zaznaczono częstotliwości zastosowanych wiązek laserowych: T – chłodząca, R – repompująca, P – próbkująca (część przerywana symbolizuje zakres jej przestrajania), C_2 , C_3 – grupy dozwolonych przejść $F' - F''$.



Rys. 5.19 Widmo transmisji wiązki próbkującej przestrajanej przez przejście $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2, 3, 4)$. Czarnym kolorem przedstawiono widmo dla wiązki sprzęgającej o natężeniu $I_c = 400\text{ mW/cm}^2$ dostrojonej do przejścia $5P_{3/2}(F'=3) \rightarrow 5D_{3/2}(F''=3)$, a kolorem czerwonym, widmo referencyjne, gdy wiązka sprzęgająca była wyłączona.

Ze względu na mniejsze prawdopodobieństwa przejścia do stanu $5D_{3/2}$, w porównaniu z $5D_{5/2}$, obserwowane zjawisko EIT dla tego stanu jest znacznie słabsze. Podobne co do wartości osłabienie absorpcji, jak zarejestrowane dla stanu $5D_{3/2}$ z użyciem wiązki sprzęgającej o natężeniu $I_c = 400 \text{ mW/cm}^2$, osiągnięto dla stanu $5D_{5/2}$ przy natężeniu ok. 40 mW/cm^2 . Nie zaobserwowano również poszerzenia rezonansów absorpcyjnych F' wywołanego silną ($I_c = 400 \text{ mW/cm}^2$) wiązką sprzęgającą (por. widma na Rys. 5.11).



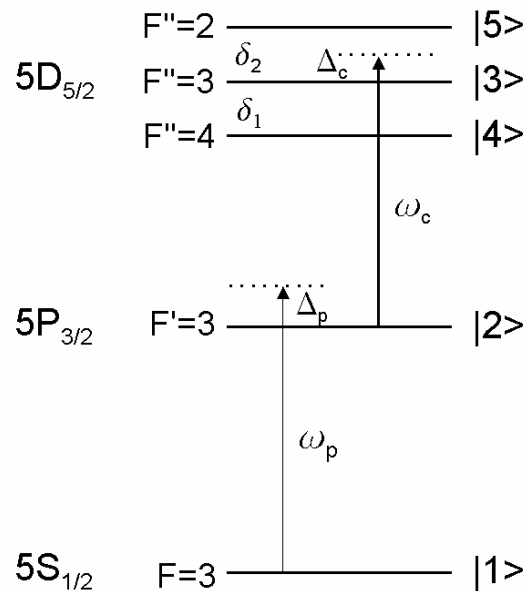
Rys. 5.20 Widmo transmisji wiązki próbkującej przestrajanej przez przejście $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2, 3, 4)$. Czarnym kolorem przedstawiono widmo dla wiązki sprzęgającej o natężeniu $I_c = 400 \text{ mW/cm}^2$ dostrojonej do przejścia $5P_{3/2}(F'=2) \rightarrow 5D_{3/2}(F''=2)$. Kolorem czerwonym, widmo referencyjne, gdy wiązka sprzęgająca była wyłączona.

Autorzy pracy [94] stosując wiązkę sprzęgającą o natężeniu $4,4 \text{ W/cm}^2$ dostrojoną, tak jak na Rys. 5.18, do grupy przejść C_3 , obserwowali w komórce spektralnej w temperaturze pokojowej wyraźne i dobrze rozdzielone okna EIT od składowych $F''=3$ i $F''=4$. Zapewne, chcąc uzyskać wyraźną strukturę EIT z udziałem stanu $5D_{3/2}$ w pułapce MOT, należałoby dysponować laserem sprzęgającym o natężeniu większym niż stosowane w niniejszej pracy (400 mW/cm^2).

5.7 Porównanie wyników z przewidywaniami modelu pięciopoziomowego

W tym podrozdziale porównamy kształt wybranych widm doświadczalnych EIT otrzymanych w schemacie schodkowym (§5.5) z wynikami obliczeń teoretycznych opartych na pięciopoziomowym modelu przedstawionym w §4.4. Ponadto porównamy doświadczalne zależności współczynnika względnej redukcji absorpcji R_{ABS} (5.3) od natężenia wiązki sprzęgającej z przewidywaniami modelu pięciopoziomowego i trójpoziomowego.

Na Rys. 5.21 przedstawiono ponownie, rozpatrywany w §4.4 (Rys. 4.4), schemat pięciopoziomowego atomu. Kolejne poziomy utożsamiono z odpowiednimi stanami nadsubtelnymi rzeczywistego atomu ^{85}Rb .



Rys. 5.21 Zastosowany model atomu pięciopoziomowego z przyporządkowaniem rzeczywistych poziomów atomu ^{85}Rb ; $d_1 = 9,0$ MHz, $d_2 = 7,6$ MHz. w_p i w_c są częstościami wiązek: próbkującej i sprzęgającej, a Δ_p i Δ_c ich dostrojeniami od odpowiednich poziomów.

Zgodnie z przyporządkowaniem, odległości pomiędzy poziomami wynoszą odpowiednio: $w_{34} = d_1 = 9$ MHz, $w_{53} = d_2 = 7,6$ MHz (por. Rys. 5.3). Określimy teraz pozostałe parametry występujące w układzie równań w §4.4. Szybkości spontanicznego zaniku dla stanów $|3\rangle$, $|4\rangle$, $|5\rangle$ wynoszą $g^n = 2\pi \times 0,677$ MHz [96], a dla stanu $|2\rangle$ $g_{21}^n = 2\pi \times 6,06$ MHz [97]. Ich wartości są równe szerokościom naturalnym poziomów wyrażonym w częstościach kołowych (odpowiednio Γ^n i Γ_{21}^n).

W równaniach (4.15) występują trzy częstości Rabięgo związane z przejściami indukowanymi wiązką sprzęgającą. Częstość Rabięgo Ω_c dla przejścia $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ jest określona wyrażeniem:

$$\Omega_c = \frac{\mathbf{m}_{32} E_c}{\mathbf{h}}, \quad (5.4)$$

gdzie \mathbf{m}_{32} jest elementem macierzowym momentu dipolowego przejścia $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$, a E_c amplitudą pola optycznego.

Częstości Rabięgo dla przejść $|2\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ i $|2\rangle \leftrightarrow |5\rangle$ są natomiast wyrażone przez iloczyny (por. (4.15b)): $\Omega_{42} = a_{42} \Omega_c$, $\Omega_{52} = a_{52} \Omega_c$. Współczynniki a_{42} i a_{52} zdefiniowano w (4.16). Odpowiedniki rozważanych w ramach modelu stanów w rzeczywistym atomie składają się z wielu podpoziomów różniących się liczbą kwantową m_F . Elementy macierzowe przejścia pomiędzy odpowiednimi parami podpoziomów różnią się. Dla przejścia pomiędzy dwoma stanami* $|a\rangle = |F', m_{F'}\rangle$ i $|b\rangle = |F, m_F\rangle$ element macierzowy \mathbf{m}_{ab} wyraża się wzorem:

$$\langle F', m_{F'} | \mathbf{m} | F, m_F \rangle = \langle F' || \mathbf{m} || F \rangle (-1)^{F'-m_{F'}} \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ -m_{F'} & q & m_F \end{pmatrix}_{3j}, \quad (5.5)$$

gdzie $q = 0$ dla przejść p i $q = \pm 1$ dla przejść s^\pm , wyrażenie $\begin{pmatrix} & & \\ & & \\ & & \end{pmatrix}_{3j}$ jest symbolem $3j$ Wignera, a \mathbf{m} jest operatorem momentu dipolowego. $\langle F' || \mathbf{m} || F \rangle$ jest (niezależnym od m_F , $m_{F'}$ i q) zredukowanym elementem macierzowym przejścia.

Zredukowane elementy macierzowe $\langle I' J' F' || \mathbf{m} || I J F \rangle \equiv \langle F' || \mathbf{m} || F \rangle$ wyznaczono korzystając z zależności redukującej do bazy J [98]:

$$\langle F' || \mathbf{m} || F \rangle = (-1)^{I'+J+F+1} \sqrt{(2F+1)(2F'+1)} \times \begin{Bmatrix} J & 1 & J' \\ F' & I & F \end{Bmatrix}_{6j} \langle J' || \mathbf{m} || J \rangle, \quad (5.6)$$

gdzie $\langle J || \mathbf{m} || J' \rangle$ jest zredukowanym elementem macierzowym przejścia $J \rightarrow J'$, a

* Dla rozważanych przejść $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle, |4\rangle, |5\rangle$ poziomom o liczbach kwantowych F i F' w prezentowanych wzorach odpowiadają zgodnie z Rys. 5.21 poziomy F' i F'' .

wyrażenie $\{ \}_{6j}$ jest symbolem $6j$ Wignera [99]. Dla przejścia $5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ w ^{85}Rb $\langle J \| \mathbf{m} \| J' \rangle = 2,334 \text{ a.u.}$ [96][†].

W celu porównania wyników doświadczalnych z przewidywaniami rozważanego modelu obliczono częstość Rabięgo określoną wyrażeniem:

$$\Omega_c^{FF'} = \frac{\langle F' \| \mathbf{m} \| F \rangle E_c}{\mathbf{h}}, \quad (5.7)$$

w którym amplituda pola sprzęgającego wyznaczona z natężenia I_c wiązki sprzęgającej wynosi (por. (4.12)):

$$E_c = \left(2 \sqrt{\frac{m_0}{e_0}} I_c \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (5.8)$$

gdzie m_0 , e_0 to odpowiednio przenikalności magnetyczna i elektryczna próżni.

Współczynniki, przez które po prawej stronie wyrażenia (5.5) mnożony jest element macierzowy $\langle F' \| \mathbf{m} \| F \rangle$ są liczbami ułamkowymi, których wartości bezwzględne (dla $q = 0$) zawierają się w zakresie $0,1 \div 0,3$ (zostały one policzone dla odpowiednich przejść i umieszczone w Dodatku B w Tabeli B.2). Zatem należy oczekiwać, że obliczona na podstawie wzoru (5.7) częstość $\Omega_c^{FF'}$ jest kilkukrotnie większa od efektywnej częstości Rabięgo „uśrednionej” po wszystkich dozwolonych przejściach między podpoziomami magnetycznymi w rzeczywistym atomie, dla której przyjęto oznaczenie Ω_c . Wprowadzając współczynnik proporcjonalności k ($k < 1$) można napisać:

$$\Omega_c = k \Omega_c^{FF'}, \quad (5.9)$$

Dla wiązki sprzęgającej o natężeniu $I_c = 400 \text{ mW/cm}^2$ dla przejścia $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ obliczona z (5.7) częstość Rabięgo wynosi $\Omega_c^{FF'} = 37 \text{ MHz}$.

[†] Definicje zredukowanych elementów macierzowych $\langle J \| \mathbf{m} \| J' \rangle$ mogą się różnić w zależności od konwencji przyjętych przez autorów źródła. Na przykład Steck [100] korzysta z konwencji, w której zredukowany element macierzowy jest mniejszy o czynnik $\sqrt{2J+1}$ niż używany w niniejszej pracy. Pociąga to za sobą różnice w postaci wzorów redukcyjnych. W niniejszej pracy zadbano, aby zachować zgodność definicji $\langle J \| \mathbf{m} \| J' \rangle$ z postacią wzorów redukcyjnych.

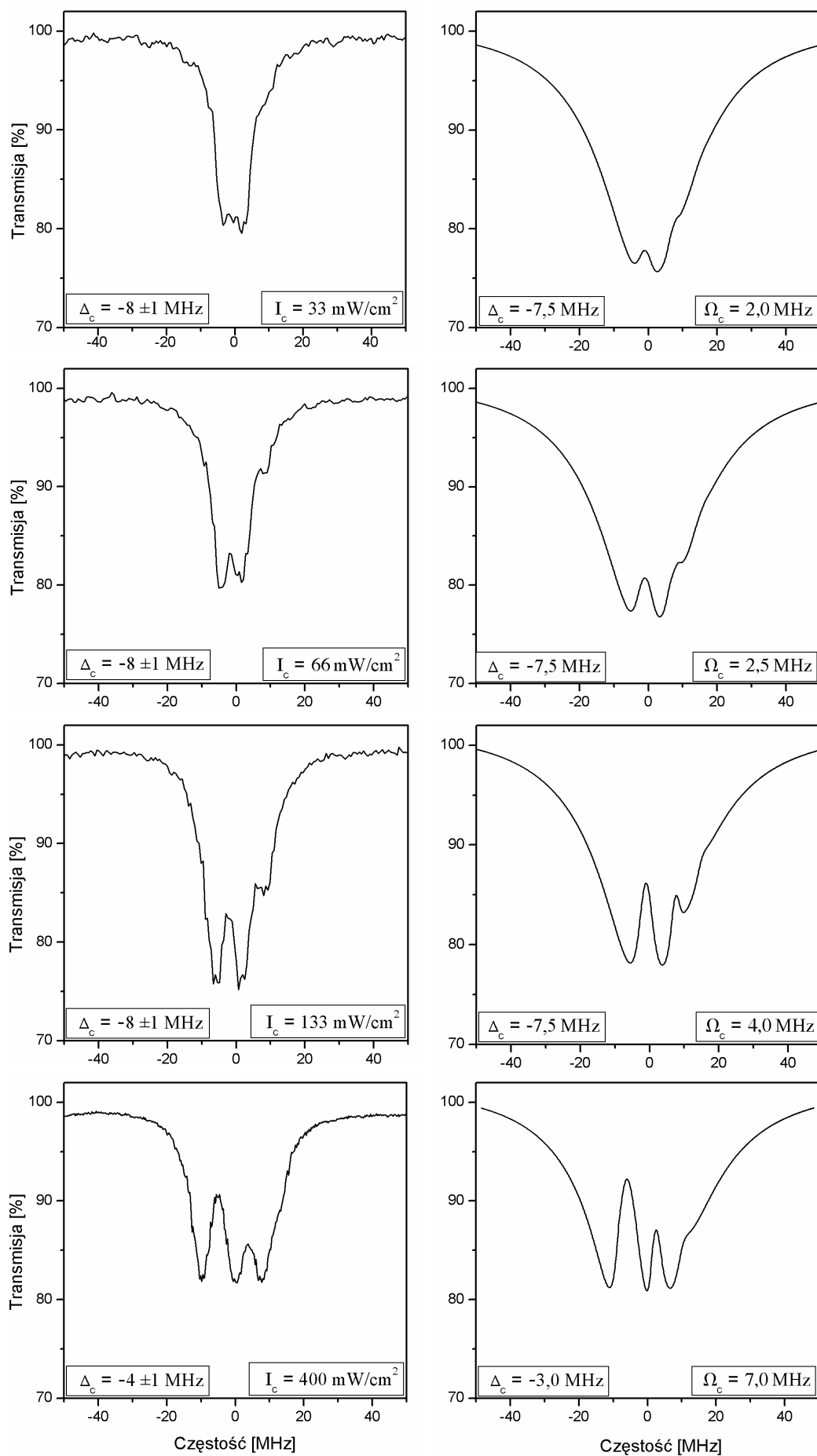
Korzystając ze wzoru (5.6) wyznaczono też względne stosunki a_{32} , a_{42} , a_{52} (por. (4.16) i (4.15b)) odpowiednich zredukowanych elementów macierzowych:

$$a_{32} \equiv 1, \quad a_{42} = 1,46, \quad a_{52} = 0,43. \quad (5.10)$$

Na Rys. 5.22 przedstawiono doświadczalne (lewa kolumna) i teoretyczne (prawa kolumna) widma EIT dla rozważanego schematu. Wiązka próbkująca jest przemiatana w pobliżu rezonansu $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ ($5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$). Krzywe doświadczalne są widmami z Rys. 5.11, przy czym oś x przedstawiono w zakresie ± 50 MHz względem tego rezonansu. Odpowiadające im widma teoretyczne wyznaczono w ramach przedstawionego modelu pięciopoziomowego. Dla każdego widma podano odstrojenie Δ_c wiązki sprzęgającej od rezonansu $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ ($5P_{3/2}(F'=3) \rightarrow 5D_{5/2}(F''=3)$) oraz natężenie I_c (widma doświadczalne) i częstość Rabięgo Ω_c (widma teoretyczne) wiązki sprzęgającej. Podczas numerycznego rozwiązywania równania (4.43) modyfikowano wartości parametrów tak, aby dopasować je do warunków doświadczenia. Uwzględniano w ten sposób na przykład, nieuwzględnione w modelu, poszerzenie poziomów związane z obecnością pułapkującego pola magnetycznego (por. §3.3.3) oraz aparaturowe poszerzenie wynikające z niezerowej szerokości linii laserowych (por. §2.4). Najlepszą zgodność widm teoretycznych z doświadczalnymi uzyskano dla wartości współczynnika $k = 0,18$ skalującego częstość $\Omega_c^{FF'}$ (por. (5.9)). Zadana szybkość zaniku obsadzenia dla stanów $|3\rangle$, $|4\rangle$, $|5\rangle$ wynosiła $\gamma = 2\pi \times 1$ MHz. Widać, że szerokości rezonansów EIT zostały dobrze odwzorowane. Natomiast przyjęta wartość $\gamma_{21} = 2\pi \times 20$ MHz okazała się zbyt duża, czego skutkiem jest nadmierne poszerzenie teoretycznych rezonansów absorpcyjnych $F = 3 \rightarrow F' = 3$.

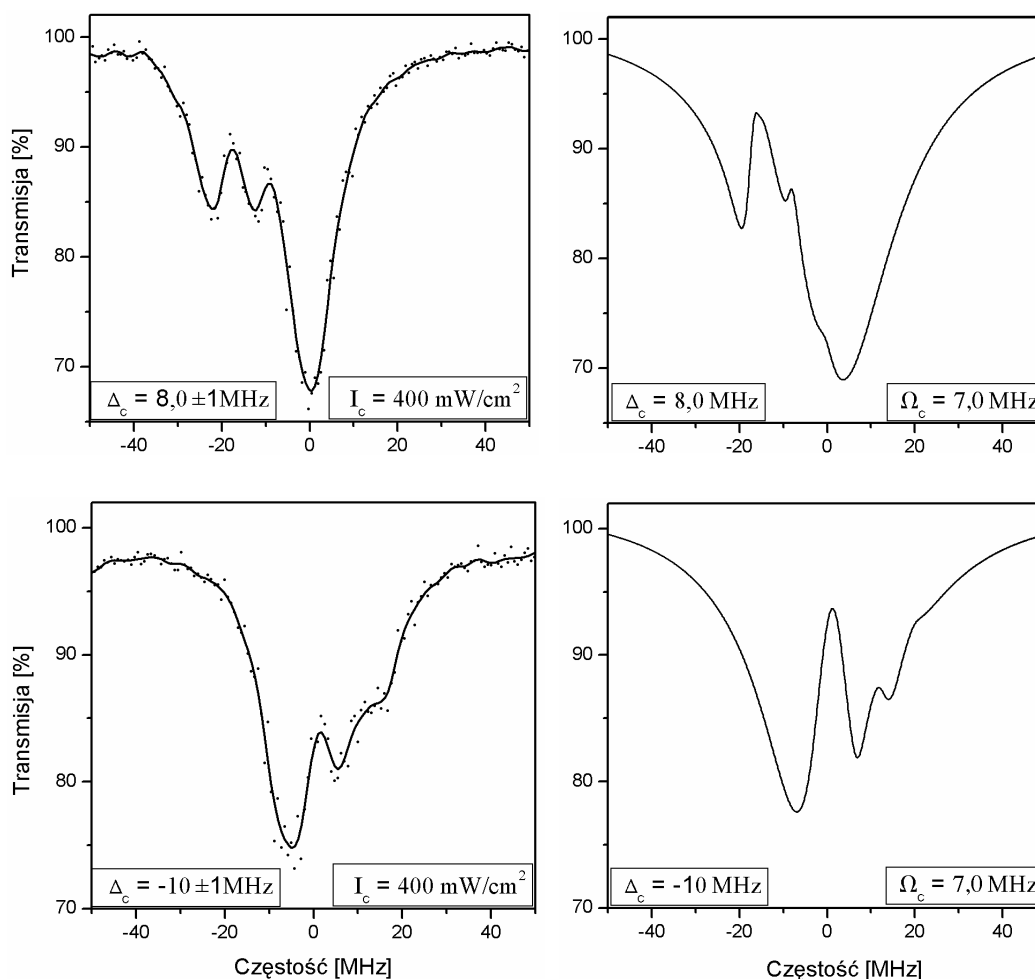
Na Rys. 5.23 widma doświadczalne zarejestrowane z $I_c = 400$ mW/cm² metodą wyłączenia pułapki (por. §5.5.4 i Rys 5.16), dla dwóch wartości odstrojenia wiązki sprzęgającej Δ_c , porównano z odpowiednimi widmami teoretycznymi. Podobnie jak na Rys. 5.22, krzywe teoretyczne odwzorowują zasadniczy kształt krzywych doświadczalnych, jednakże na widmach doświadczalnych głębokości okien EIT są mniejsze niż na widmach teoretycznych. Prawdopodobnie, główną tego przyczyną są opisane w §5.5.4 niedoskonałości w technice wyłączenia wiązek.

Okazuje się, że pięciopoziomowy model dobrze odtwarza obserwowane widma. Różnice mogą być spowodowane niedoskonałością modelu, który nie uwzględnia



Rys. 5.22 Porównanie widm EIT w schemacie schodkowym zarejestrowanych doświadczalnie (lewa kolumna) i obliczonych na podstawie modelu 5-cio poziomowego (prawa kolumna). Krzywe zarejestrowano dla różnych natężeń I_c wiązki sprzęgającej odstrojonej od rezonansu $5P_{3/2}(F=3) \rightarrow 5D_{5/2}(F'=3)$ o Δ_c . Wiazkę próbującą przestrajano przez przejście $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$.

podpoziomów magnetycznych m_F i polaryzacji wiązek. Ponadto różnice mogą być wynikiem błędów w ocenie parametrów doświadczenia, takich jak Δ_c oraz I_c dla wyników pomiarów, a w przypadku widm z Rys. 5.23, niedoskonałości techniki doświadczalnej.



Rys. 5.23 Widma EIT w schemacie schodkowym dla przejścia $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$. Wiązka sprzęgająca o natężeniu $I_c = 400$ mW była odstrojona od rezonansu $5P_{3/2}(F'=3) \rightarrow 5D_{5/2}(F''=3)$ o Δ_c . Krzywe eksperymentalne (lewa kolumna) zarejestrowano bezpośrednio po wyłączeniu pułapki. Po prawej stronie przedstawiono wyniki teoretyczne dla tych samych wartości odstrojenia Δ_c i częstości Rabiego Ω_c .

W §5.5.2 zdefiniowano współczynnik R_{ABS} (5.3) względnej redukcji absorpcji. Wyznaczono również doświadczalne zależności R_{ABS} od natężenia I_c wiązki sprzęgającej (Rys. 5.10 i Rys. 5.12). Na Rys. 5.24 ponownie umieszczono uzyskane punkty doświadczalne z Rys. 5.12 oraz przedstawiono dwie krzywe teoretyczne. Kolorem czerwonym wykreślono krzywą otrzymaną na podstawie modelu pięciopoziomowego, natomiast kolorem zielonym, krzywą wyznaczoną w ramach modelu trójpoziomowego [56], zastosowanego dla stanów $|1\rangle, |2\rangle, |4\rangle$ z Rys. 5.21. Aby wyznaczyć zależność współczynnika $R_{ABS}(I_c)$ w ramach

modelu trójpoziomowego skorzystano ze wzorów (4.1) i (4.8) z uwzględnieniem warunku ścisłego rezonansu ($\Delta_1 = \Delta_2 = 0$). Otrzymano wyrażenie na współczynnik absorpcji wiązki próbkującej:

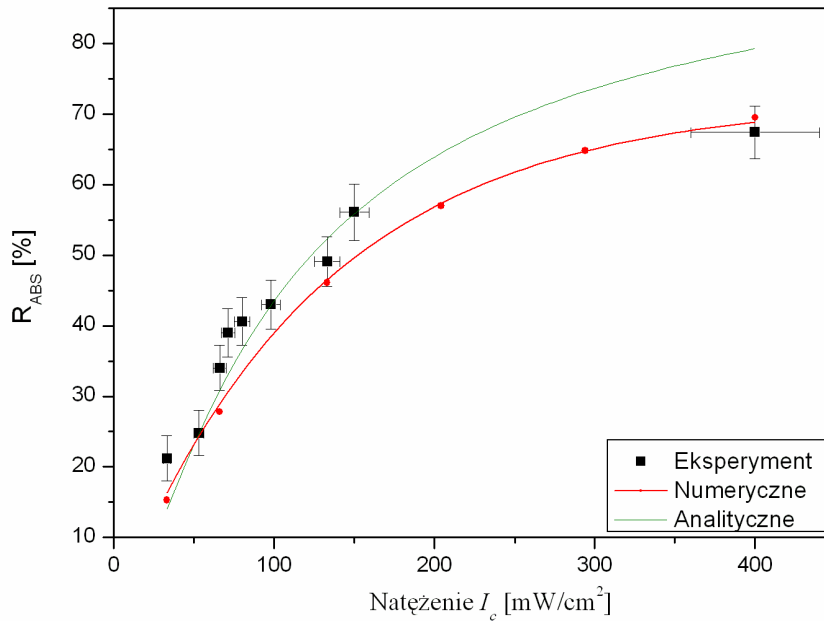
$$a(w_p^0) = \frac{m_{21}^2 g_{31} N k}{\hbar e_0 (g_{21} g_{31} + W_c^2)}. \quad (5.11)$$

Użyte symbole zostały wyjaśnione w §4.1. Ponieważ absorpcja $A = 1 - T$, a transmisja T dana jest wzorem $T = e^{-aL}$ (gdzie L jest długością absorbującego ośrodka), to korzystając z definicji współczynnika R_{ABS} (5.3) i wzoru (5.11) otrzymujemy:

$$R_{ABS} = 1 - (1 - e^{-\frac{kLN g_{31} m_{21}^2}{\hbar e_0 (g_{21} g_{31} + \Omega_c^2)}}) (1 - e^{-\frac{kLN m_{21}^2}{\hbar e_0 g_{21}}})^{-1}. \quad (5.12)$$

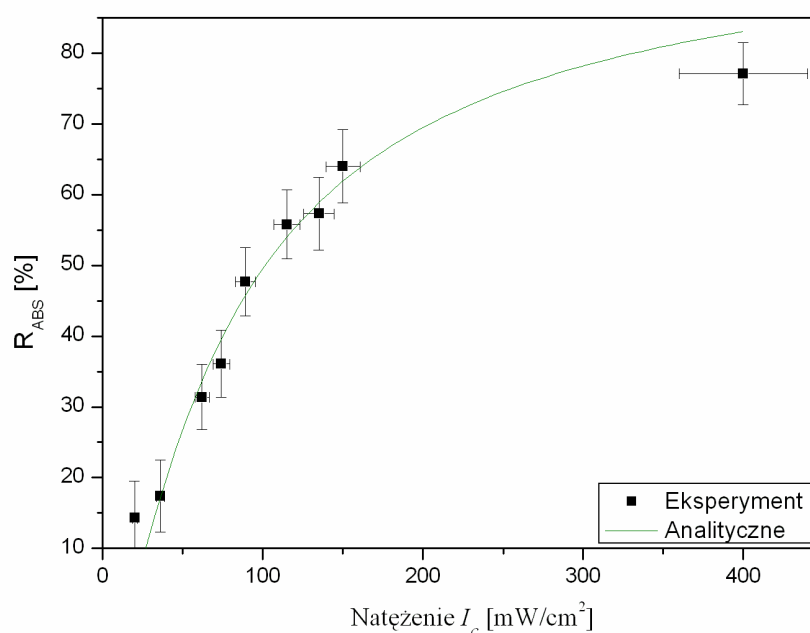
Po uwzględnieniu, że $g_{21} = \Gamma_2 / 2$, $g_{31} = \Gamma_3 / 2$ (por. (4.3)), gdzie Γ_2 i Γ_3 są szybkościami zaniku obsadzeń odpowiednich stanów; $\Omega_c = x \sqrt{I_c}$, gdzie $x / 2p = 3,5 \times 10^2$ MHz \times cm²/mW jest współczynnikiem wynikającym ze wzorów (5.8) i (5.9), otrzymujemy:

$$R_{ABS}(I_c) = 1 - (1 - e^{-\frac{2kLN m_{21}^2}{\hbar e_0 \Gamma_2 (1 + \frac{4x^2 I_c}{\Gamma_2 \Gamma_3})}}) (1 - e^{-\frac{2kLN m_{21}^2}{\hbar e_0 \Gamma_2}})^{-1}. \quad (5.13)$$



Rys 5.24 Zależność współczynnika redukcji absorpcji względnej R_{ABS} dla przejścia $F = 3 \rightarrow F' = 3$ od natężenia wiązki sprzęgającej dostrojonej do rezonansu $F' = 3 \rightarrow F'' = 4$. Kolor czarny – wyniki doświadczalne. Czerwona krzywa przedstawia wyniki obliczeń numerycznych uzyskane w ramach modelu pięciopoziomowego. Zielona krzywa przedstawia wyniki uzyskane z formuły analitycznej (5.13) w ramach modelu trójpoziomowego.

Najlepsze dopasowanie krzywej $R_{ABS}(I_c)$ wyznaczonej w ramach modelu trójpoziomowego względem punktów doświadczalnych (Rys. 5.24) uzyskano dla następujących parametrów $N = 4 \times 10^9 \text{ at./cm}^3$, $\Gamma_{21} = 1,5 \times \Gamma_{21}^n$, $\Gamma_{31} = 1,4 \times \Gamma^n$. Przyjęta szerokość poziomu Γ_{31} ($\approx 1 \text{ MHz}$) jest zgodna z użytą do obliczeń w ramach modelu pięciopoziomowego. Natomiast szerokość Γ_{21} ($\approx 9 \text{ MHz}$) odpowiada szerokości Γ_3 przejścia $F = 3 \rightarrow F' = 3$ zarejestrowanej doświadczalnie (Rys. 3.5a). Na Rys. 5.25 przedstawiono zależność współczynnika R_{ABS} dla przejścia $F = 3 \rightarrow F' = 2$ w funkcji natężenia I_c wiązki sprzęgającej dostrojonej do rezonansu $F' = 2 \rightarrow F'' = 3$. Wykorzystano punkty doświadczalne z Rys. 5.10, natomiast zieloną krzywą przedstawiono teoretyczną zależność $R_{ABS}(I_c)$ uzyskaną w ramach modelu trójpoziomowego dla stanów (1) $\Rightarrow F = 3$; (2) $\Rightarrow F' = 2$; (3) $\Rightarrow F'' = 3$. Najlepszą zgodność z punktami doświadczalnymi uzyskano dla parametrów: $N = 4 \times 10^9 \text{ at./cm}^3$, $\Gamma_{21} = 1,5 \times \Gamma_{21}^n$, $\Gamma_{31} = 1,3 \times \Gamma^n$.



Rys 5.25 Zależność współczynnika redukcji absorpcji względnej R_{ABS} dla przejścia $F = 3 \rightarrow F' = 2$ od natężenia wiązki sprzęgającej dostrojonej do rezonansu $F' = 2 \rightarrow F'' = 3$. Kolor czarny – wyniki doświadczalne. Kolorem zielonym przedstawiono krzywą analityczną na podstawie modelu trójpoziomowego.

Przedstawione na wykresie 5.24 wyniki obliczeń numerycznych w ramach modelu pięciopoziomowego są w dość dobrej zgodności z przebiegiem punktów doświadczalnych R_{ABS} . Również model trójpoziomowy dobrze opisuje wyniki doświadczalne z Rys. 5.24 oraz Rys. 5.25. Dla największej mocy I_c widać jednak pewną niezgodność (zwłaszcza dla przypadku z Rys. 5.24). Można to tłumaczyć tym, że dla wyższych natężeń I_c wpływ pozostałych (niewzględnianych w tym modelu) rezonansów ($|2\rangle \rightarrow |4\rangle$, $|2\rangle \rightarrow |5\rangle$) staje się

znaczący. Model trójpoziomowy nie powinien być zatem stosowany w warunkach, gdy częstość Rabięgo wiązki sprzęgającej jest porównywalna z odległością jednego ze sprzęganych stanów do innych stanów.

5.8 Pomiary w schemacie lambda

W poprzednich podrozdziałach skupiono uwagę na prezentacji zasadniczej części niniejszej rozprawy: wyników dotyczących zjawiska EIT w zimnych atomach ^{85}Rb , obserwowanego dla kaskadowej konfiguracji poziomów. Innym, często rozważanym zarówno w pracach teoretycznych jak i doświadczalnych, trójpoziomowym modelem jest schemat lambda (Rys. 4.1b). W schemacie tym dwa blisko położone dolne poziomy (pomiędzy którymi brak jest przejścia elektrycznego dipolowego) łączą z trzecim, wzbudzonym poziomem dozwolone przejścia dipolowe. Dolne poziomy mogą odpowiadać np. różnym składowym nadsubtelnyemu stanowi podstawowego atomu. Omówienia wielu ważnych efektów nieliniowej spektroskopii laserowej obserwowanych (między innymi) w tej konfiguracji dokonano w klasycznej monografii Letochowa i Czebotajewa [101]. Z kolei artykuł Arimonda [102] daje przegląd prac teoretycznych i doświadczalnych dotyczących nowych zjawisk wynikających z kwantowej interferencji amplitud prawdopodobieństwa. Pierwszymi doniesieniami dotyczącymi obserwacji (w parach Sr) zjawiska EIT w konfiguracji lambda były prace grupy Harrisa [51] oraz [103]. Wśród wielu późniejszych prac wykonywanych w różnych środowiskach i warunkach, najbardziej interesujące z punktu widzenia niniejszej rozprawy są trzy prace dotyczące badań w zimnych atomach Rb [104-106].

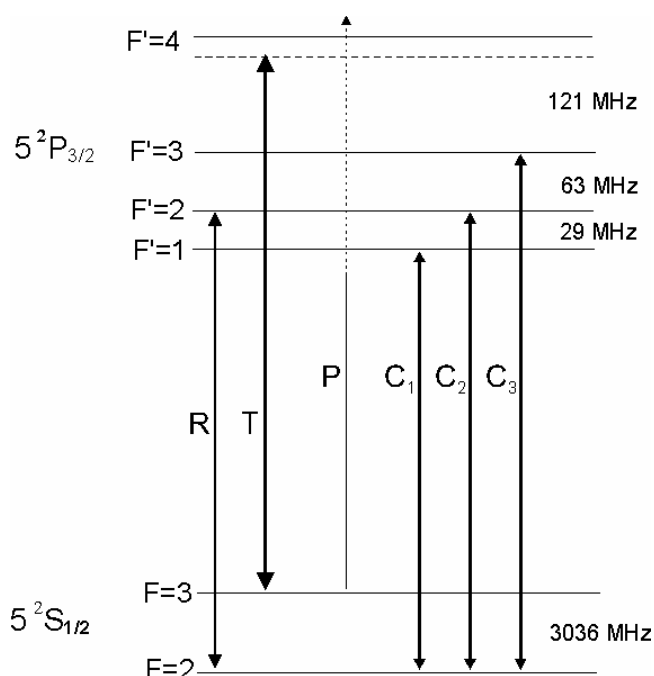
W tym podrozdziale zostaną przedstawione, uzyskane w pułapce MOT, wstępne wyniki doświadczenia dotyczące modyfikacji absorpcji w konfiguracji lambda. Dokonana zostanie również interpretacja uzyskanych rezultatów. W badaniach wykorzystano składowe nadsubtelne przejścia D_2 rubidu ^{85}Rb . Zachętę do wykonania pomiarów stanowił fakt, iż w wynikach literaturowych stwierdzono pewne rozbieżności dotyczące obserwacji zjawiska EIT w konfiguracji lambda w zimnych atomach rubidu. Rezultaty przedstawione w pracach Hopkinsa [104] (dla izotopów ^{87}Rb i ^{85}Rb) oraz Chena [105] i Yana [106] (dla izotopu ^{87}Rb) zostaną porównane z wynikami otrzymanymi w ramach niniejszej pracy.

Podczas gdy Hopkins [104] donosi o otrzymaniu silnych sygnałów EIT, to z prac Chena oraz Yana można wysnuć wniosek, że w warunkach i konfiguracjach stosowanych przez Hopkinsa obserwacje powinny dać inne rezultaty. Jak wyniknie z dalszych rozważań obecna wersja naszego układu pomiarowego stwarza pewne ograniczenia dla obserwacji

sygnałów EIT w schemacie lambda. Planując niezbędne modyfikacje układu pomiarowego, postanowiono w celu zebrania doświadczeń, dokonać wstępnej rejestracji absorpcji dla tej konfiguracji. Dodatkowym argumentem był fakt, że obecna wersja układu pozwalała na odtworzenie warunków pomiarowych z pracy [104] i weryfikację otrzymanych tam rezultatów.

Warunki pomiarów

Podobnie jak w przypadku konfiguracji schodkowej, obserwacje prowadzono w środowisku zimnych atomów ^{85}Rb , we włączanej pułapce MOT, przy użyciu układu i procedury pomiarowej omówionych w §5.2. Na Rys. 5.26 przedstawiono schemat poziomów ^{85}Rb istotnych dla rozpatrywanej sytuacji. Strzałki symbolizują częstotliwości wykorzystywanych wiązek laserowych: chłodzącej (T), repompującej (R), próbkującej (P) oraz sprzęgającej (C). Moc wiązki chłodzącej ($P_{\text{trap}} = 5 \text{ mW}$) dobrano postępując podobnie jak to przedstawiono w §5.4 dla konfiguracji schodkowej. Dla średnicy ok. 16 mm uzyskano (sumaryczne, pochodzące od trzech par wiązek) natężenie $I_{\text{trap}} = 5 \text{ mW/cm}^2$ w centrum pułapki. Natężenia wiązek repompującej i próbkującej pozostawiono bez zmian, wynosiły one odpowiednio $I_{\text{rep}} = 5 \text{ mW/cm}^2$ oraz $I_{\text{prob}} = 100 \text{ }\mu\text{W/cm}^2$.



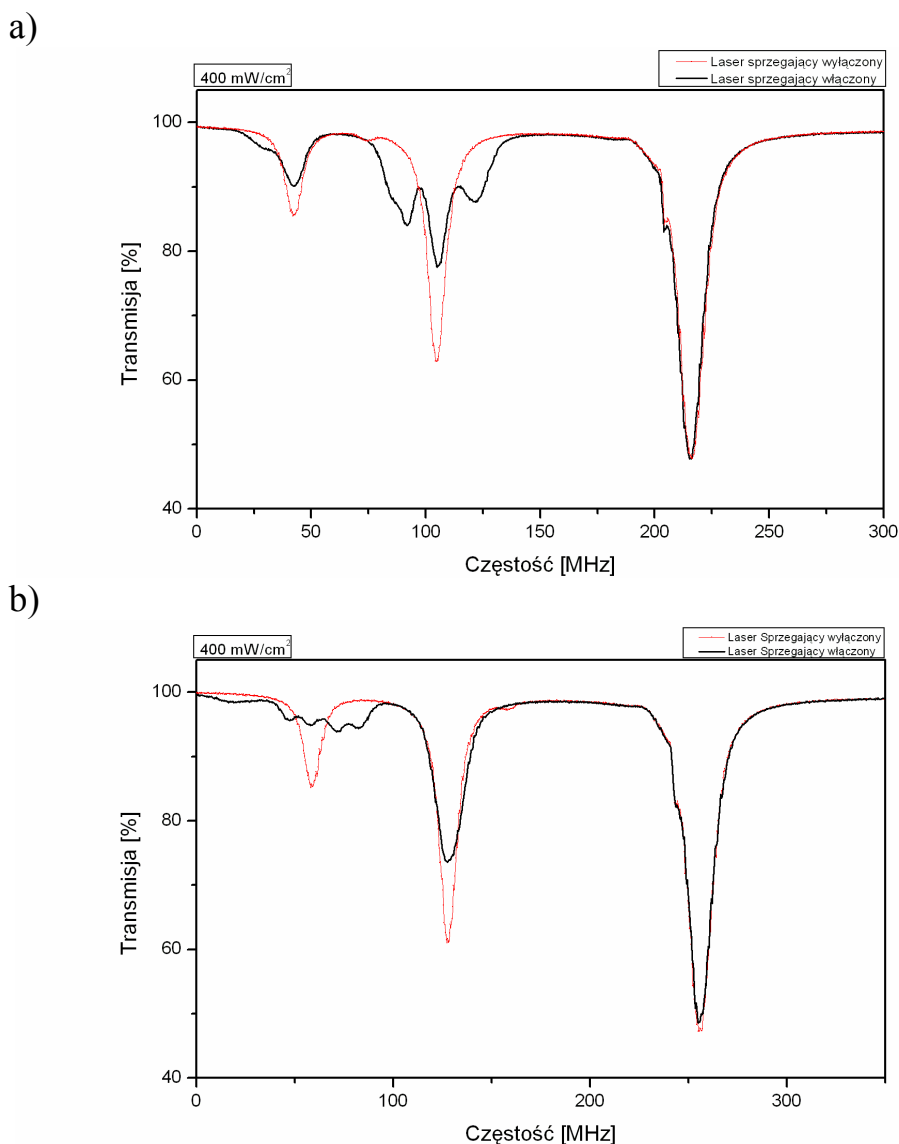
Rys. 5.26 Schemat poziomów atomów ^{85}Rb oddziałujących z wiązkami laserowymi w rozpatrywanym schemacie lambda. Strzałkami oznaczono częstotliwości wiązek laserowych: T – chłodzącej, R – repompującej, P – próbkującej, C₁, C₂, C₃ – sprzęgającej. (Sprężenie C₁ nie było próbkowane, gdyż dla wiązki próbkującej przejście $F = 3 \rightarrow F' = 1$ jest zabronione)

Maksymalne natężenie wiązki sprzęgającej wynosiło $I_c = 400 \text{ mW/cm}^2$, wykonywano również pomiary dla mniejszych wartości I_c .

Wiązkę próbkującą (P) przestrajano przez linie $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2, 3, 4)$, a jej widmo transmisji było rejestrowane. Natomiast wiązkę sprzęgającą dostrajano kolejno do częstości wybranych w obszarze przejść $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=1, 2, 3)$, co na Rys. 5.26 oznaczono strzałkami odpowiednio C_1, C_2, C_3 . Obie wiązki: próbkująca i sprzęgająca były liniowo spolaryzowane, a ich płaszczyzny polaryzacji były wzajemnie prostopadłe. Wiązki przecinały się w centrum chmury zimnych atomów pod kątem około 50° .

Zarejestrowane widma i ich konfrontacja z rezultatami innych autorów

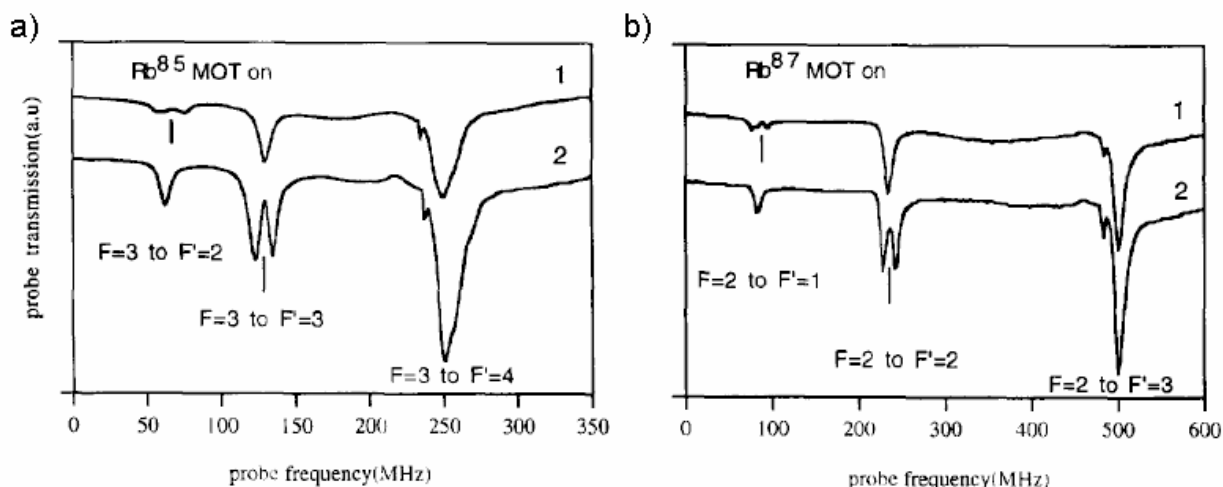
Na Rys. 5.27 przedstawiono (kolorem czarnym) widma transmisji wiązki próbkującej przestrajanej przez przejścia $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2, 3, 4)$ w obecności wiązki sprzęgającej. Odniesieniem są widma zarejestrowane bez wiązki sprzęgającej (przedstawione kolorem czerwonym). Widmo z Rys. 5.27a uzyskano dla wiązki sprzęgającej dostrojonej do przejścia $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$. Zgodnie z oczekiwaniem, dla częstości rezonansowej $F=3 \rightarrow F'=3$ obserwuje się zwiększenie transmisji. Modyfikacja ta nie ma jednak charakteru typowego dla zjawiska EIT okna położonego w centralnej części pików absorpcji. W obszarze rezonansu powstała złożona, potrójna struktura widmowa, w której centrum występuje lokalne minimum transmisji, którego szerokość jest zbliżona do szerokości rezonansu bez sprzężenia. Podobnie w widmie przedstawionym na Rys. 5.27b, zarejestrowanym, gdy wiązkę sprzęgającą dostrojono do przejścia $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2)$, w obszarze linii $F=3 \rightarrow F'=2$ widzimy złożoną strukturę (nie uzyskano pojedynczego maksimum - okna transmisji). Dla częstości rezonansowej przejścia $F=3 \rightarrow F'=2$ widać minimum, a nie maksimum transmisji. Aby wykluczyć możliwość, że przyczyną omawianej sytuacji było błędne określenie częstości lasera sprzęgającego, zarejestrowano szereg widm, w których laser sprzęgający był stopniowo przestrajany. Wybór widm przedstawiono na Rys. 5.35. Kolejne widma rejestrowano dla stopniowo zmniejszanej częstości lasera sprzęgającego. W interesującym obszarze, w pobliżu rezonansów $F=3 \rightarrow F'=3$ oraz $F=3 \rightarrow F'=2$, krok zmian był mniejszy. Ostatnie widmo (13) pokazuje transmisję bez wiązki sprzęgającej. Na żadnym z zarejestrowanych widm nie występują jednak maksima (okna) transmisji odpowiadające częstościom rezonansów $F'=2$ lub $F'=3$.



Rys. 5.27 Widma transmisji zarejestrowane dla schematu poziomów lambda. Wiązkę próbną przestrajano przez zakres: $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2, 3, 4)$. Wiązkę sprzęgającą o natężeniu $I_c = 400 \text{ mW/cm}^2$ dostrojono do rezonansu: a) $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$ (przejście C_3); b) $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2)$ (przejście C_2). Linia czerwona - transmisja bez wiązki sprzęgającej.

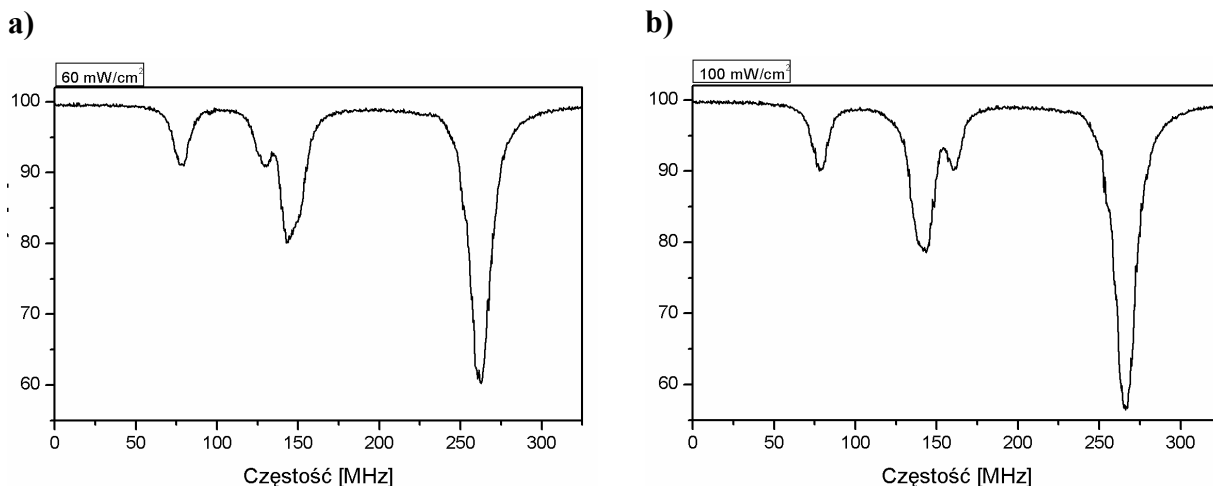
Hopkins [104] zastosował dla izotopu ^{85}Rb identyczny schemat doświadczenia (zgodny z Rys. 5.26) i polaryzacje wiązek (sprzęgającej i próbkującej) jak w niniejszej pracy. Natomiast dla izotopu ^{87}Rb zastosował schemat taki jak w pracy Chena [105]. Na Rys. 5.28 przedstawiono wybrane z otrzymanych w [104] widm. Widoczne są na nich głębokie okna transmisji EIT dla wszystkich sprzęganych przejść. Jest to niezgodne z naszymi obserwacjami z Rys. 5.27. Wśród szczegółów różniących warunki doświadczenia [104] i naszych pomiarów, najważniejszym było użycie przez Hopkinsa blisko 5-cio krotnie mniejszego

natężenia wiązki sprzęgającej ($I_c = 84 \text{ mW/cm}^2$). Aby sprawdzić jak parametr ten wpływa na widma, i czy można w ten sposób wyjaśnić obserwowane rozbieżności, dokonano rejestracji



Rys. 5.28 Widma transmisji EIT w schemacie lambda otrzymane w pracy [104], a) dla izotopu ^{85}Rb , laser próbkujący przestrajany przez przejścia: $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2, 3, 4)$, laser sprzęgający dostrojony do przejścia: krzywa (1): $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2)$; krzywa (2) $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$; b) izotop ^{87}Rb , laser próbkujący przestrajany przez przejścia: $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=1, 2, 3)$, laser sprzęgający dostrojony do przejścia: krzywa (1): $5S_{1/2}(F=1) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=1)$; krzywa (2) $5S_{1/2}(F=1) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2)$.

szeregu widm dla $I_c < 400 \text{ mW/cm}^2$. Dwa z nich przedstawiono na Rys. 5.29. Oba widma zarejestrowano z wiązką sprzęgającą odstrojoną nieco (o Δ_c) od przejścia $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$. Warunki rejestracji widm były następujące: (a) $I_c = 60 \text{ mW/cm}^2$,



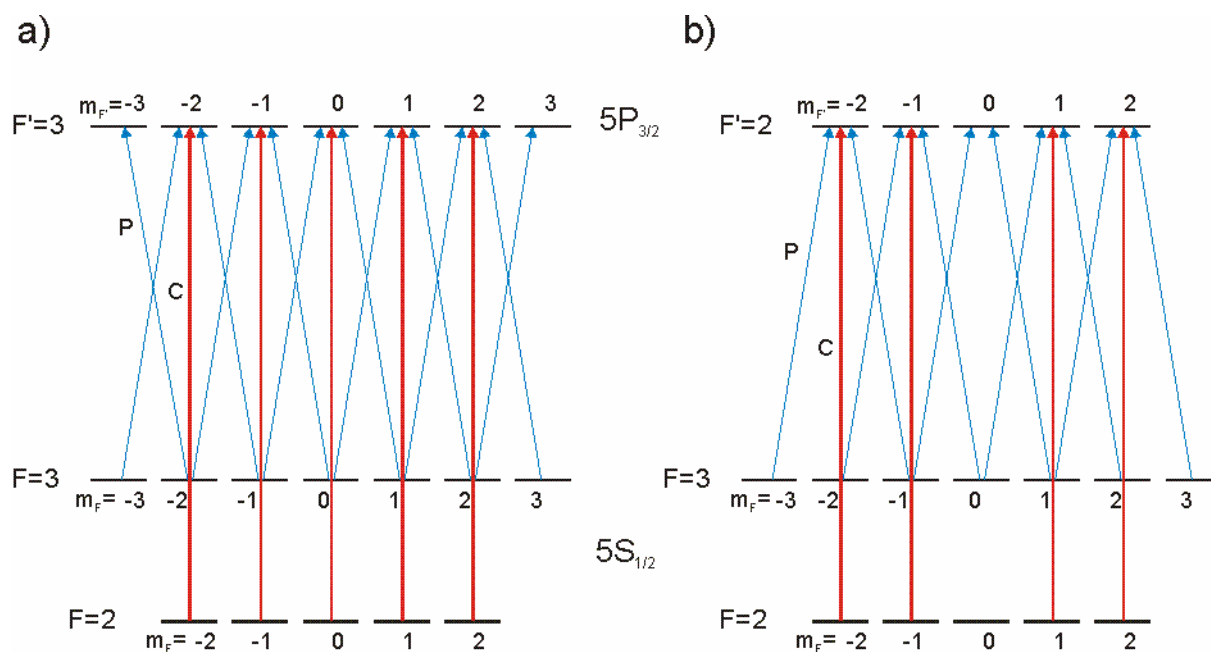
Rys. 5.29 Widma transmisji zarejestrowane w schemacie lambda. Częstość wiązki próbkującej przestrajano przez przejścia $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2, 3, 4)$, wiązkę sprzęgającą o natężeniu I_c odstrojono o Δ_c od rezonansu $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$: a) $\Delta_c = -2 \text{ MHz}$, $I_c = 60 \text{ mW/cm}^2$; b) $\Delta_c = 5 \text{ MHz}$, $I_c = 100 \text{ mW/cm}^2$.

$\Delta_c = -2 \text{ MHz}$; (b) $I_c = 100 \text{ mW/cm}^2$, $\Delta_c = 5 \text{ MHz}$. Na zamieszczonych widmach widać (podobnie jak na Rys. 5.27a i Rys. 5.35) wyraźny centralny pik absorpcji i boczne pasma

Autlera-Townesa (A-T), których położenia są zależne od Δ_c . Natomiast, nie zaobserwowano struktury EIT, a tym samym nie udało się potwierdzić rezultatów [104]. Odstrojenie nie miało wpływu na możliwość zarejestrowania zjawiska EIT. Podczas ciągłego przestrajania częstości lasera sprzęgającego i rejestracji widm na ekranie oscyloskopu obserwowano jedynie przemieszczające się składowe pasm boczných A-T.

Interpretacja uwzględniająca strukturę podpoziomów magnetycznych

Rozważmy teraz szczegółowo, podobnie jak to zrobiono w pracy [105], strukturę poziomów biorących udział w badanym procesie jak również indukowane polem świetlnym przejścia pomiędzy tymi poziomami. Na Rys. 5.30 przedstawiono schematy z uwzględnieniem podpoziomów magnetycznych (a) dla sprzężenia C_3 , (b) dla sprzężenia C_2 . W pomiarach wykorzystywano wiązki spolaryzowane liniowo, o wektorach polaryzacji wzajemnie prostopadłych. Oś kwantyzacji wybrano w kierunku wektora polaryzacji wiązki sprzęgającej.



Rys. 5.30 Schemat wzbudzenia zeemanowskich podpoziomów magnetycznych wiązками laserowymi o liniowych, prostopadłych polaryzacjach w układzie lambda. Niebieskimi strzałkami oznaczono przejścia wywołane wiązką próbkującą (P), a czerwonymi (C), wiązką sprzęgającą. a) schemat odpowiadający Rys. 5.27a; b) schemat odpowiadający Rys. 5.27b.

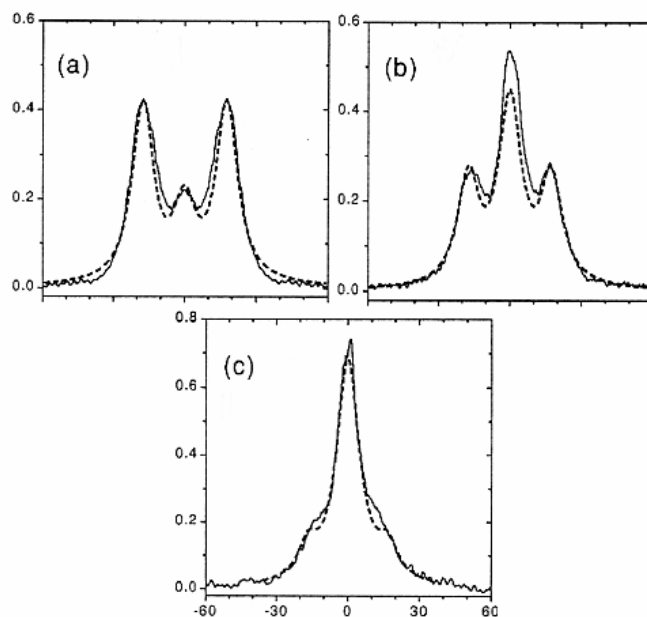
Czerwonymi strzałkami zaznaczono przejścia π wywołane wiązką sprzęgającą zachodzące bez zmiany liczby kwantowej m_F (zgodnie z regułą $\Delta m_F = 0$), z wyjątkiem zabronionego

przejścia $m_F = 0 \leftrightarrow m_{F'} = 0$, gdy $F = F'$. Niebieskimi strzałkami zaznaczono przejścia wywołane wiązką próbkującą. Wiązkę tę, o prostopadłym (do osi kwantyzacji) kierunku płaszczyzny polaryzacji, przedstawiono jako złożenie wiązek o polaryzacjach kołowych s^+ i s^- , dla których reguły wyboru dopuszczają przejścia $\Delta m_F = \pm 1$.

Na Rys. 5.30a pokazano schemat wzbudzenia odpowiadający rezonansowi $F' = 3$ z Rys. 5.27a. Widać, że dwa skrajne podpoziomy $m_{F'} = \pm 3$ stanu $F' = 3$, które wnoszą wkład do absorpcji wiązki próbkującej (przez przejścia: $(F = 3, m_F = -2) \rightarrow (F' = 3, m_{F'} = -3)$ i $(F = 3, m_F = 2) \rightarrow (F' = 3, m_{F'} = 3)$, nie oddziałują z wiązką sprzęgającą. Od tych niesprzężonych przejść absorpcyjnych powstaje pik absorpcyjny w centrum linii, czyli w miejscu w którym spodziewano się okna transmisji EIT. Analogiczny schemat wzbudzenia, dla rezonansu $F' = 2$ widma z Rys. 5.27b, przedstawiono na Rys. 5.30b. W tym przypadku, przejście $m_F = 0 \rightarrow m_{F'} = 0$ jest zabronione gdyż, $F = F'$. Rezultatem jest brak oddziaływania podpoziomu $(F' = 2, m_{F'})$ z wiązką sprzęgającą. W konsekwencji, podobnie jak w przypadku (a), w centrum linii powstaje pik absorpcji od przejść $(F = 3, m_{F'} = 0) \rightarrow (F' = 2, m_F = \pm 1)$, który nie jest modyfikowany oddziaływaniem z wiązką sprzęgającą.

W obu przypadkach zatem, przejścia pomiędzy niesprzężonymi podpoziomami powodują, że w części centralnej rezonansu $F \rightarrow F'$ znajduje się pik absorpcyjny, który może maskować obserwację okna EIT. Po jego obu stronach rejestrowane są maksima absorpcyjne powstałe wskutek rozszczepienia A-T (czyli dynamicznego efektu Starka) pozostałych linii absorpcyjnych od przejść do sprzężonych podpoziomów m_F . W warunkach ścisłego rezonansu dla wiązki sprzęgającej ($\Delta_c = 0$), rozczepienie to jest równe częstości Rabięgo Ω_c , a poza rezonansem, uogólnionej częstości Rabięgo Ω'_c (3.1).

Podobne wyniki uzyskane w pułapce MOT, w schemacie lambda, lecz dla izotopu ^{87}Rb , przedstawiono w pracy [105]. Prezentowane tam widma są zbliżone do naszych. Na Rys. 5.31 przedstawiono otrzymane w [105] profile absorpcyjne $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 2)$ (por. Rys. B.1). Poszczególne krzywe zostały zarejestrowane dla liniowo spolaryzowanych wiązek (próbkującej i sprzęgającej) o różnych wzajemnych konfiguracjach. Widoczne jest duże podobieństwo profili przedstawionych na Rys. 5.27a oraz na Rys. 5.31b. Jednakże, widmo z Rys. 5.27a zostało zarejestrowane dla prostopadłych polaryzacji wiązek, a widmo z Rys. 5.31b dla polaryzacji nachylonych pod kątem 45° . Rozbieżność ta, może wynikać z różnych rozkładów obsadzeń podpoziomów m_F w obu porównywanych doświadczeniach.



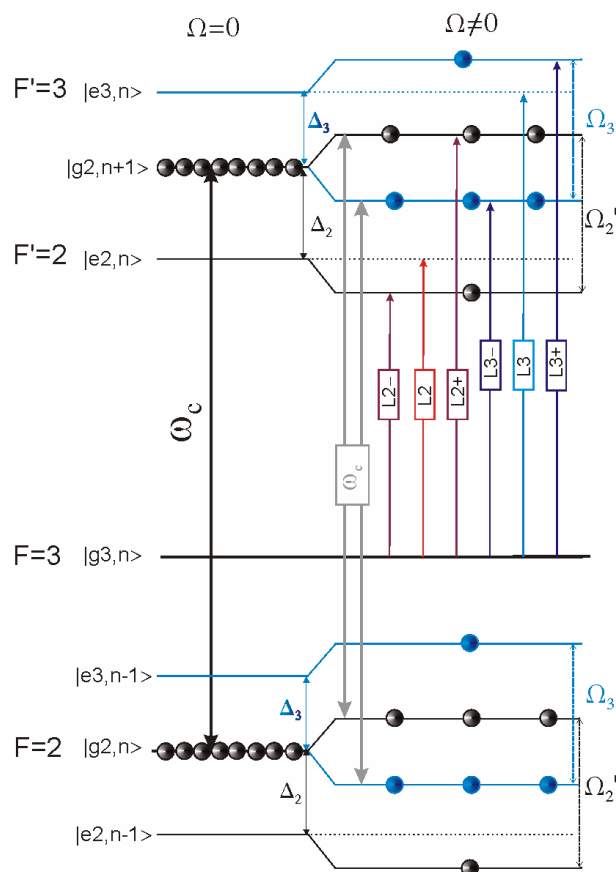
Rys. 5.31 Widma absorpcji w schemacie lambda dla przejścia $5S_{1/2} (F=2) \rightarrow 5P_{3/2} (F'=2)$ w rubidzie ^{87}Rb uzyskane w pracy [105]. Wiązka sprzęgająca była dostrojona do rezonansu $5S_{1/2} (F=1) \rightarrow 5P_{3/2} (F'=2)$. Użyto wiązek liniowo spolaryzowanych o wektorach polaryzacji wzajemnie: a) prostopadłych, b) obróconych o kąt 45° , c) równoległych. Zamieszczono przebiegi doświadczalne (linia ciągła) jak i rezultaty obliczeń (linia przerywana).

Analizując Rys. 5.30 można zauważyć, że w schemacie b) jest możliwe uzyskanie wydajnego zjawiska EIT, o ile zamienimy częstości wiązki próbkującej i sprzęgającej. Wówczas możliwe będzie sprzężenie wiązką sprzęgającą wszystkich podpoziomów m_F , do których zachodzi absorpcja wiązki próbkującej. Przeprowadzenie takiego doświadczenia w pracującej pułapce MOT jest o tyle trudne, że silna wiązka sprzęgająca dostrojona do rezonansu $5S_{1/2} (F=3) \rightarrow 5P_{3/2} (F'=3)$ (o wspólnym stanie dolnym z przejściem chłodzącym) uniemożliwi efektywne pułapkowanie atomów. Problem ten można rozwiązać wyłączając periodycznie pułpkę na czas pomiaru transmisji (por. §5.5.4), i synchronicznie tylko na czas trwania tego pomiaru włączać wiązkę sprzęgającą. Tego typu rozwiązanie, dla podobnego schematu, dla linii D_1 w izotopie ^{87}Rb , zastosowali Yan [106]. Otrzymali oni 100% transmisję wiązki próbkującej na częstości rezonansowej, przy stosunkowo niewielkim ($\Omega_c = 2\Gamma$) natężeniu wiązki sprzęgającej.

Wykonanie analogicznych pomiarów nie było możliwe w naszym układzie, gdyż nie dysponujemy możliwością szybkiego przełączania wiązki sprzęgającej.

Interpretacja zarejestrowanych widm w obrazie atomu ubranego

Dokonyamy teraz próby uproszczonej, fenomenologicznej analizy złożonego kształtu zarejestrowanych (Rys. 5.35) widm. W tym celu odwołamy się do modelu atomu ubranego (wprowadzonego w §3.3.1 oraz §3.3.2) [42]. Rozpatrując schemat z Rys. 5.26, wybrano cztery, istotne dla badanego procesu, poziomy reprezentujące składowe nadsubtelne $F = 2, 3$ oraz $F' = 2, 3$ odpowiednio stanów: podstawowego $5S_{1/2}$ i wzbudzonego $5P_{3/2}$ atomu ^{85}Rb . Przejścia $F = 2 \rightarrow F' = 2$ oraz $F = 2 \rightarrow F' = 3$ są nasycane silną wiązką promieniowania o częstotliwości ω_c i odstrojeniach od rezonansów odpowiednio Δ_2 oraz Δ_3 . Powoduje to rozszczepienia odpowiednich rezonansów. Słaba wiązka próbkująca sonduje własności absorpcyjne tego układu na innym (rozpoczynającym się od poziomu $F = 3$)[‡] Ilustrację tej sytuacji w obrazie atomu ubranego przedstawiono na Rys. 5.32.

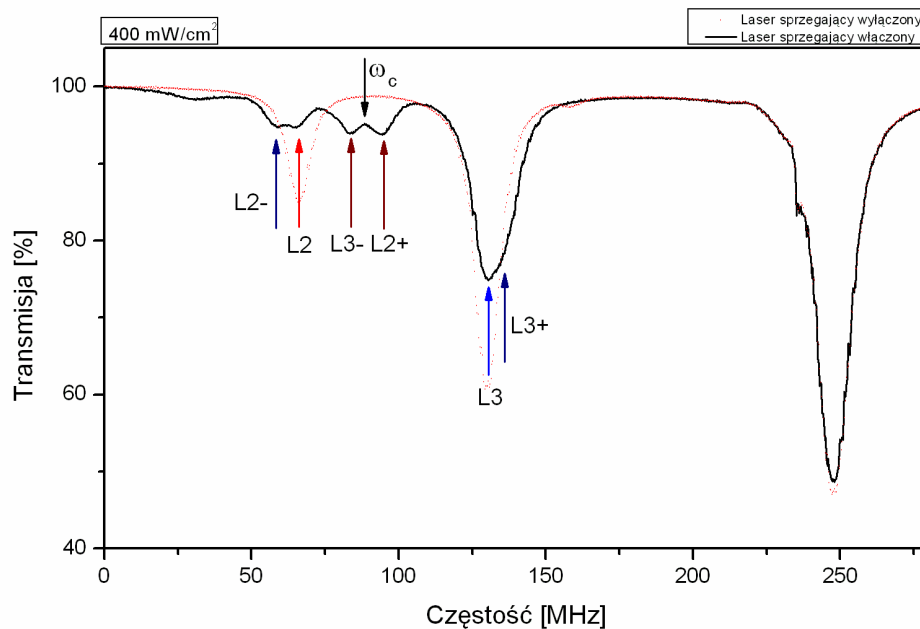


Rys. 5.32 Schemat struktury poziomów ^{85}Rb ubranych polem wiązki sprzęgającej ω_c . Wiązka sprzęgająca jest odstrojona od przejść $F = 2 \rightarrow F' = 2$ i $F = 2 \rightarrow F' = 3$ odpowiednio o Δ_2 i Δ_3 , a Ω_2' i Ω_3' są uogólnionymi częstotliwościami Rabi'ego tych przejść.

[‡] Co różni ten schemat od schematu omawianego w §3.3.2

Stosując oznaczenia podobne do używanych w §3.3.2, strzałki L2, L3 przypisano liniom rezonansowym związanym z przejściami $F=3 \rightarrow F'=2$ oraz $F=3 \rightarrow F'=3$ w atomie nieubranym, natomiast $L2_{\pm}$, $L3_{\pm}$ - odpowiednim liniom rozszczepionym (efekt A-T). Wielkości Ω_2' i Ω_3' są uogólnionymi częstotliwościami Rabiego (3.1) wiązki sprzęgającej dla przejść $F=2 \rightarrow F'=2$ i $F=2 \rightarrow F'=3$ odpowiednio.

Na Rys. 5.33 przedstawiono wybrane widmo (nr 7 z Rys. 5.35). Wiązka sprzęgająca ($I_c=400 \text{ mW/cm}^2$) o częstotliwości ω_c jest tu odstrojona o $-42(1) \text{ MHz}$ od przejścia $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$ (tzn. $\Delta_3 = -42 \text{ MHz}$, $\Delta_2 = 21 \text{ MHz}$, gdyż odległość rezonansów $F'=2$ i $F'=3$ wynosi 63 MHz).



Rys. 5.33 Widmo transmisji wiązki próbkującej przestrajanej przez przejścia $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2, 3, 4)$. Wiązkę sprzęgającą o natężeniu $I_c=400 \text{ mW/cm}^2$ odstrojono od przejścia $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$ o $\Delta_c = -42 \text{ MHz}$. Strzałkami zaznaczono zidentyfikowane (objaśnienie w tekście) rezonanse. Przedstawione widmo jest widmem nr 7 z Rys. 5.35.

Wyróżnione strzałkami charakterystyczne elementy struktury tego widma można przypisać przejściom zaznaczonym na Rys. 5.32 (kolory strzałek dla odpowiadających sobie przejść na obu rysunkach uzgodniono). Identyfikacji dokonano wykorzystując wzory (3.3a,b) (por. również Tabela B.2), określające częstotliwości ($\omega_{L2_{\pm}}$, $\omega_{L3_{\pm}}$) odpowiednich, rozszczepionych rezonansów. Do wzorów tych wprowadzono wyznaczone odstrojenia oraz częstotliwości Rabiego. Uzyskano bardzo dobrą zgodność częstotliwości obliczonych z zarejestrowanymi doświadczalnie położeniami maksimów absorpcyjnych.

Dla objaśnienia kształtu zarejestrowanych widm (Rys. 5.35) przyjęto, że pochodzą one ze złożenia przyczynków:

- (i) od rozszczepionych (efektem A-T) składowych obu linii absorpcyjnych oraz
- (ii) od rezydualnej absorpcji pochodzącej z przejść pomiędzy niesprzężonymi podpoziomami m_F .

Podjęto próbę symulacji wybranych przebiegów w ramach tego modelu. Dla uproszczenia przyjęto, że każdy z układów lambda $F = 3 \rightarrow F' = 3 \leftrightarrow F = 2$ i $F = 3 \rightarrow F' = 2 \leftrightarrow F = 2$ można traktować oddzielnie, a następnie zsumować przyczynki od amplitud rezonansów od obu układów. W tym celu wykorzystano analityczną postać wzorów[§] (przedstawionych w Tabeli B.2) określających położenia, amplitudy i szerokości lorentzowskich rezonansów pochodzących z rozszczepienia sprzężonych poziomów.

Zastosowano wyznaczone doświadczalnie parametry: szerokości (niezaburzonych wiązką sprzęgającą) rezonansów Γ_2 (dla linii L2), Γ_3 (dla linii L3) oraz częstości Rabiego Ω_2, Ω_3 . Jako szerokości rezonansów $F' = 2, F' = 3$ przyjęto wartości wyznaczone (w porównywalnych warunkach i skorygowane o efekt A-T) w §3.3.3: $\Gamma_2 = 8$ MHz, $\Gamma_3 = 9$ MHz. Częstość Rabiego $\Omega_3 = 31$ MHz wyznaczono z położenia pasm bocznych A-T na widmie z Rys. 5.27a. Częstość Rabiego Ω_2 wyznaczono z zależności: $\Omega_2 = h \cdot \Omega_3$, gdzie $h = 1,1$ jest stosunkiem odpowiednich, wyznaczonych z (5.6) zredukowanych elementów macierzowych (dla przejść pomiędzy odpowiednimi składowymi nadsubtelnymi). Amplitudy „początkowe” $A_{F=2}, A_{F=3}$ rezonansów $L2\pm$ i $L3\pm$, odpowiadające amplitudom odpowiednich nienasyconych rezonansów, wzięto z widm doświadczalnych (§3.3.3). W sposób całkowicie empiryczny wprowadzono amplitudy A_{L2} i A_{L3} rezonansów L2, L3, pochodzących od niesprzężonych podpoziomów m_F (dobrano je tak, aby możliwie dobrze odtworzyć strukturę doświadczalną). Aby ułatwić porównanie krzywych teoretycznych z widmami doświadczalnymi na wykresach umieszczono również rezonans pochodzący od poziomu $F' = 4$, który (z powodu reguł wyboru) nie oddziałuje z wiązką sprzęgającą. Jego parametry: szerokość $\Gamma_4 = 12$ MHz, oraz amplitudę $A_{F=4} \approx 1,4 A_{F=3}$ wprowadzono na podstawie wyników z §3.3.3. Odstrojenie Δ_3 wiązki sprzęgającej stanowiło zmienny parametr w funkcji którego dokonano numerycznej symulacji widm, jako sumy odpowiednich lorentzianów ($\Delta_2 = 63$ MHz – Δ_3). Symulacji dokonano stosując pakiet obliczeniowy Mathematica, f-my Wolfram.

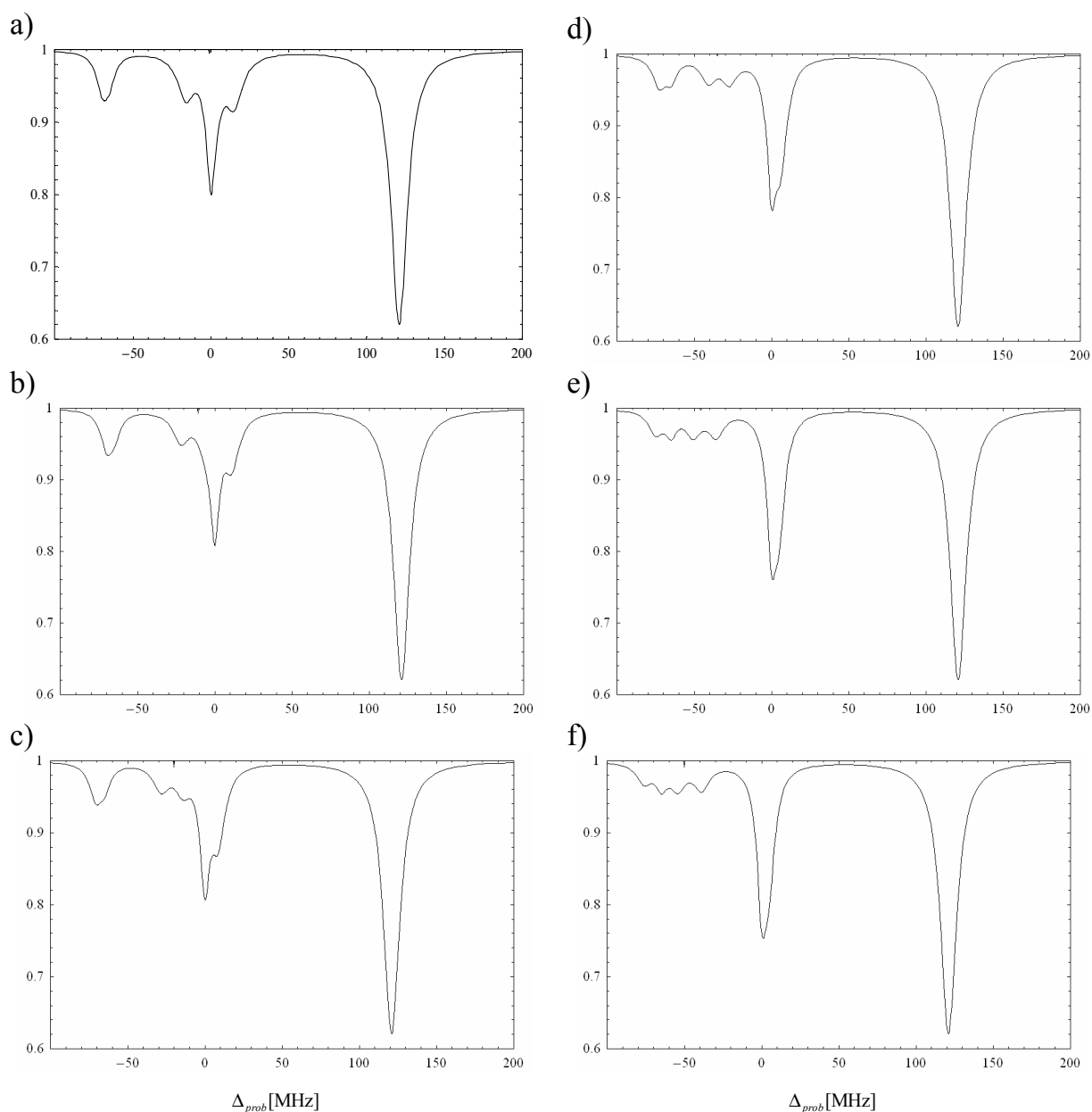
[§] Umieszczone w Tabeli B.2 wzory odnoszące się do rezonansów $L4\pm$, mają zastosowanie jedynie w przypadku rozważanym w §3.3.2, gdzie wiązka próbkująca i pompująca mają wspólny dolny poziom.

Uzyskane rezultaty dobrze odtwarzały ogólny kształt oraz położenia wszystkich obserwowanych struktur w całym zakresie przestrajania wiązki sprzęgającej. A zatem przyjęte założenia, co do pochodzenia obserwowanych struktur, okazały się w znacznej mierze trafne. Jednakże, nie udało się odtworzyć wzajemnych relacji amplitudowych w obszarze pomiędzy rezonansami $F' = 2$ oraz $F' = 3$, czyli w obszarze występowania linii L2+ oraz L3-. Stwierdzono, że modelowane amplitudy (A_{L2+} , A_{L3-}) linii były ok. 10-krotnie mniejsze od obserwowanych. Aby uzyskać zgodność z doświadczeniem dokonano modyfikacji wyrażeń opisujących amplitudy (Tabela B.2) tych rezonansów, dodając do nich wyznaczoną empirycznie stałą $\Delta_A = 0,05A_3$. Warto podkreślić, że zmiana ta wpływa znacząco na kształt widm tylko w wąskim (ok. ± 20 MHz) przedziale częstości pomiędzy rezonansami $F' = 2$, $F' = 3$, poza tym obszarem znaczenie poprawki jest zanedbywalne. Uzyskane dla tak zmodyfikowanych warunków symulacje przedstawiono na Rys. 5.34. Widać dobrą zgodność z przebiegami doświadczalnymi (Rys. 5.35.)

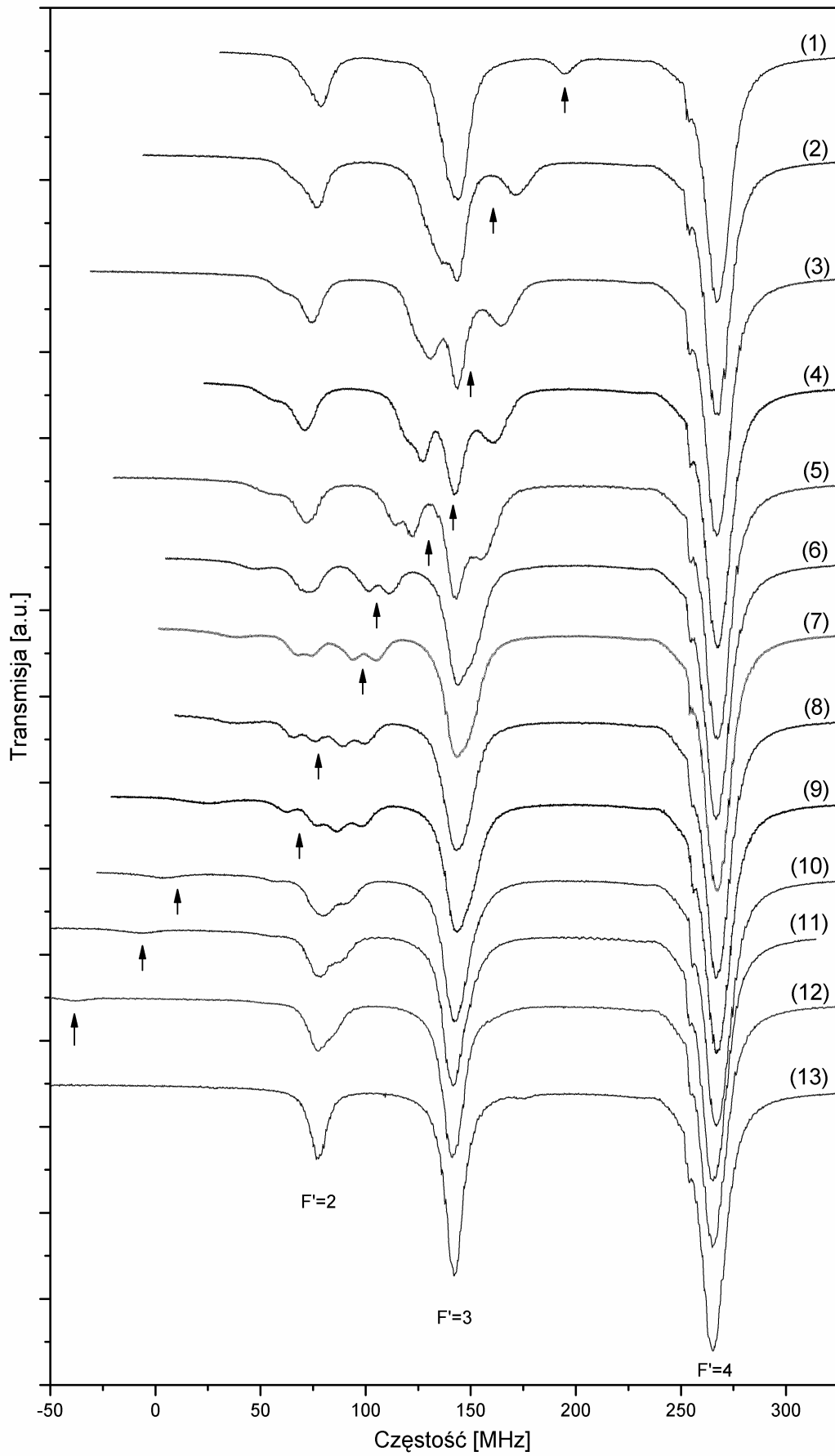
Przypomnijmy, że w opisanych symulacjach dokonano pewnego uproszczenia. W sytuacji realizowanej doświadczalnie wiązka sprzęgająca oddziałuje jednocześnie** z dwoma przejściami ($F = 2 \rightarrow F' = 2$, $F = 2 \rightarrow F' = 3$), a wiązka próbkująca sonduje własności absorpcyjne ($F = 3 \rightarrow F' = 2, 3, 4$) tego czteropoziomowego schematu. Natomiast w przeprowadzonych obliczeniach układ ten potraktowano jako sumę dwóch niezależnych, układów trójpoziomowych. Tym samym nie uwzględniono modyfikacji, indukowanego wiązką sprzęgającą rozkładu obsadzeń rozszczepionych poziomów $F' = 2$ oraz $F' = 3$, wywołanej ich bliskością, a w konsekwencji wpływu tej modyfikacji na amplitudy linii. Jest to zapewne jeden z przyczynków powodujących opisaną wyżej niezgodność symulowanych amplitud A_{L2+} i A_{L3-} z amplitudami zarejestrowanymi doświadczalnie. Innym czynnikiem, wpływającym na te amplitudy mogą być, nieuwzględnione w symulacji, dwufotonowe rezonanse ramanowskie. Dodatkowo, podobnie jak w modelu pięciopoziomowym dla konfiguracji kaskadowej, nie uwzględniono tu polaryzacji wiązek i struktury podpoziomów m_F . Co zapewne również miało wpływ na kształt i amplitudy otrzymanych rezonansów.

** odległość składowych $F' = 2$ i $F' = 3$ wynosi 63 MHz podczas gdy częstości Rabięgo przejść odpowiednio $\Omega_2 = 34$ MHz oraz $\Omega_3 = 31$ MHz.

Zbadano widma zimnych atomów ^{85}Rb w układzie lambda. Nie zarejestrowano jednak okien transmisji EIT. Fakt ten wytłumaczono maskowaniem okna EIT przez pik absorpcji od stanów magnetycznych m_F niesprzężonych wiązką sprzęgającą. Nie udało się zatem potwierdzić, uzyskanych w tych samych warunkach, wyników przedstawionych w pracy Hopkinsa [104]. Zarejestrowane widma zinterpretowano w obrazie atomu ubranego. Pomimo zastosowanych przybliżeń, otrzymano dobrą zgodność symulowanych numerycznie widm z wynikami doświadczalnymi.



Rys. 5.34 Symulowane widma w dla układu lambda otrzymane w ramach modelu atomu ubranego. Wiązkę próbkującą przemiatano przez przejścia $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2, 3, 4)$. Kolejne widma wykreślono dla zmniejszonej częstości wiązki sprzęgającej o natężeniu $I_c = 400 \text{ mW/cm}^2$.



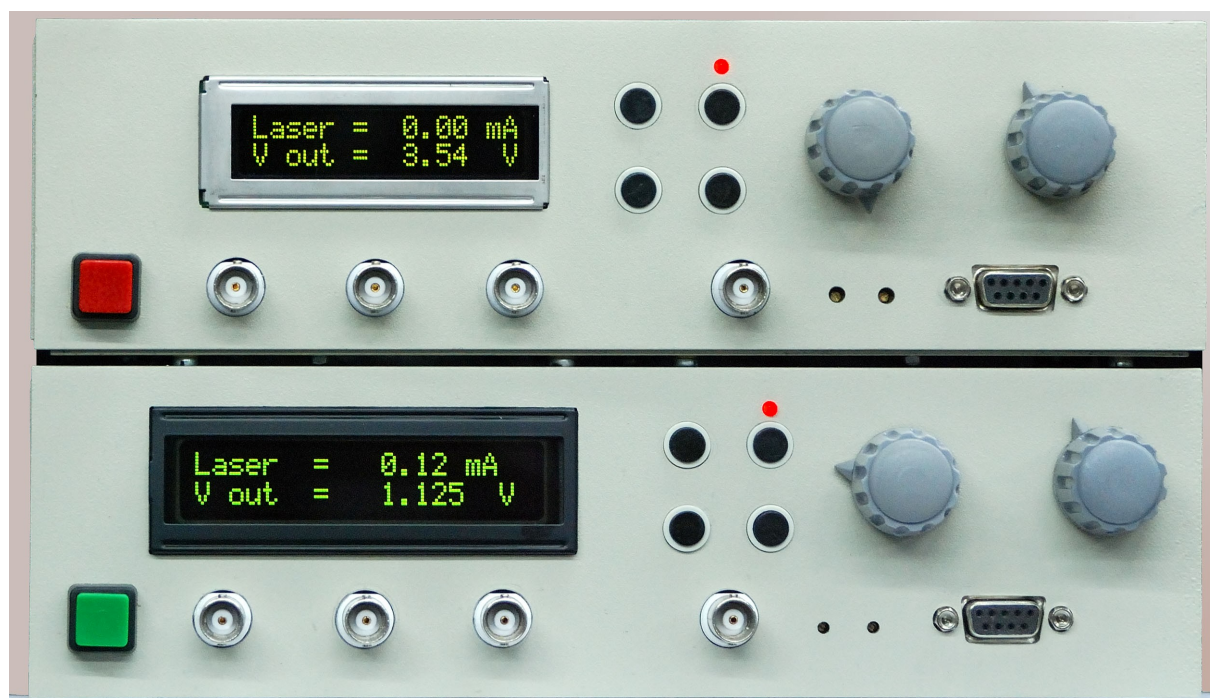
Rys. 5.35 Widma transmisji wiązki próbującej przestrajanej przez strukturę nadsubtelną przejść $5S_{1/2}(F' = 2, 3, 4) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 2, 3, 4)$ dla schematu lambda. Kolejne widma rejestrowano dla zmniejszanej częstości (w zakresie częstości przejść $5S_{1/2}(F' = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 4, 3, 2, 1)$) wiązki sprzęgającej o natężeniu $I_c = 400 \text{ mW/cm}^2$. Dla każdego widma strzałką zaznaczono przybliżoną częstość względną wiązki sprzęgającej. Widmo (13) zarejestrowano z wyłączoną wiązką sprzęgającą.

Rozdział 6. Zbudowane elementy aparatury

Przeprowadzenie badań EIT w środowisku zimnych atomów, które opisano w Rozdz. 5, wymagało zbudowania złożonego układu doświadczalnego. Układ ten składał się z dwóch zasadniczych części: (i) układu pułapki, którego zadaniem było przygotowanie środowiska zimnych atomów oraz (ii) układu pomiarowego do badania zjawisk koherentnych w tym środowisku. W sumie, podczas pomiarów wykorzystywano jednocześnie pięć laserów diodowych wraz z nieodzowną do ich pracy aparaturą towarzyszącą (kontrolery prądu i temperatury, układy strojenia i detekcji). Zbudowanie tak złożonego układu doświadczalnego wymagało uzupełnienia posiadanej aparatury o szereg urządzeń elektronicznych. Z przyczyn ekonomicznych, znaczna ich część została zaprojektowana i skonstruowana przez autora niniejszej pracy. W kolejnych podrozdziałach zamieszczono ich krótkie opisy.

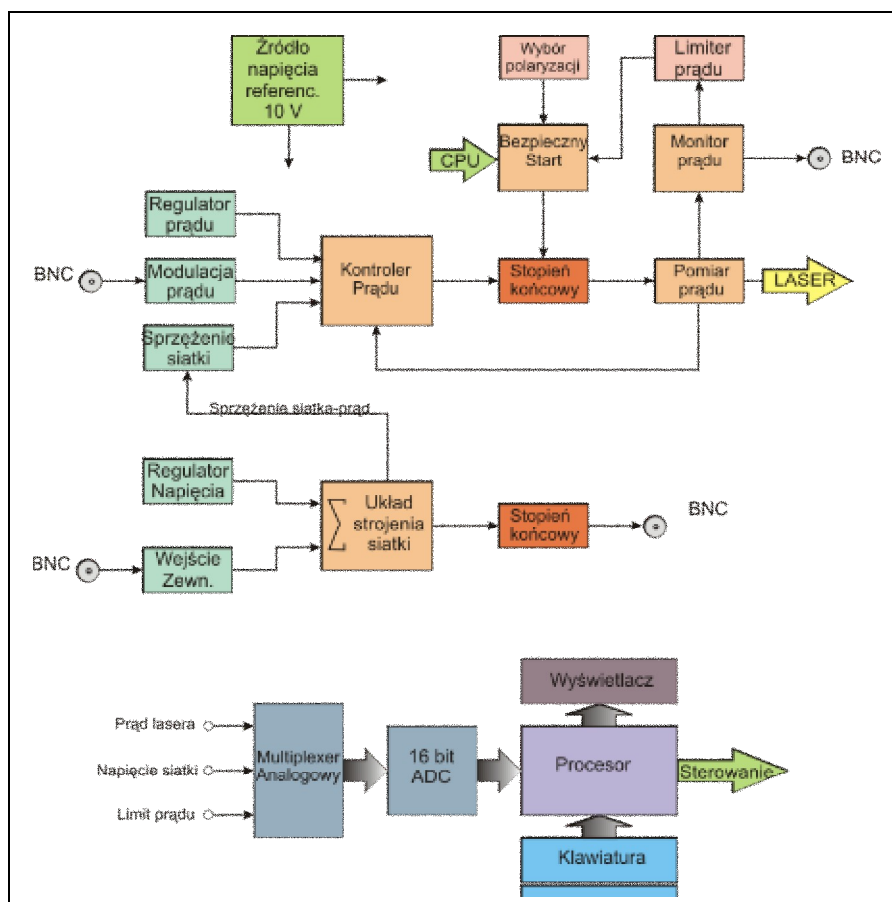
6.1 Kontroler lasera

Do zasilania laserów diodowych zostały zaprojektowane i zbudowane kontrolery DLC 300 (Rys. 6.1). Podstawowym zadaniem kontrolera jest dostarczenie stabilnego, wolnego od zakłóceń i precyzyjnie regulowanego prądu.



Rys. 6.1 Kontrolery laserów diodowych DLC 300

Na Rys. 6.2 przedstawiony jest schemat blokowo funkcjonalny kontrolera. Konstrukcja oparta jest na mikroprocesorze Atmel AT90S8515 [107]. Do jego podstawowych zadań należy sterowanie funkcjami kontrolera oraz przetwarzanie danych (i ich prezentacja na wyświetlaczu) z 16 bitowego przetwornika analogowego-cyfrowego ADS1110 [108]. Przetwornik ten wraz analogowym multiplekserem zbudowanym na układzie scalonym CD4066 [109], odpowiada za pomiar parametrów pracy kontrolera. Prąd wyjściowy kontrolera zasilający regulowany jest za pomocą 10-obrotowego potencjometru w zakresie $0 \div 150$ mA. W razie potrzeby zakres ten można poszerzyć do 500 mA, przez zmianę rezystancji odpowiedniego rezystora (umieszczonego we wnętrzu obudowy). Stabilność prądu wyjściowego wnosi ok. $1 \mu\text{A} / 30$ min. Kontroler posiada też niezależny ogranicznik prądu, stanowiący zabezpieczenie diody laserowej przed przekroczeniem dozwolonej wartości prądu. Limit prądu ustawia się regulatorem umieszczonym w otworze na płycie czołowej. Aby odizolować precyzyjne układy stabilizacji prądu od wpływu zakłóceń elektromagnetycznych, obudowa kontrolera wykonana jest z metalu (stal i aluminium).



Rys. 6.2 Schemat blokowo-funkcjonalny kontrolera prądu DLC 300

Poprzez wejście BNC na przednim panelu prąd lasera może być modulowany zewnętrznym napięciem z zakresu $\pm 15V$ z współczynnikiem $1 \text{ mA} / V$.

Kontroler wyposażono w dodatkowe wyjście napięciowe, umożliwiające podłączenie siłownika piezoelektrycznego dla strojenia położenia siatki dyfrakcyjnej lasera ECDL. Wartość napięcia regulowana jest potencjometrem, umieszczonym na przednim panelu, w zakresie $\pm 15 V$. Kontroler posiada wbudowany sumator, który pozwala na dodanie do napięcia sterującego siatką lasera dodatkowego, zewnętrznego sygnału napięciowego doprowadzonego do jednego z wejść BNC. Takie rozwiązanie ułatwia strojenie lasera przez zewnętrzne przyrządy, takie jak, system DMS 2000 (opisany w §6.4) lub układy aktywnej stabilizacji częstości. Aby z wielokrotnie zakres jednodomowego strojenia lasera przy pomocy siatki dyfrakcyjnej, w kontrolerze zastosowano sprzężenie regulacji napięcia siatki i prądu diody. Współczynnik tego sprzężenia $\Delta I_{\text{lasera}} / \Delta I_{\text{siatki}}$, można dostosować do właściwości konkretnego lasera za pomocą regulatora umieszczonego w otworze na przednim panelu. DLC 300 pozwala na zastosowanie diod laserowych o dwóch typach wyprowadzeń: z tzw. uziemioną katodą lub uziemioną anodą. Przełączenia dokonuje się wewnątrz kontrolera przy pomocy dwóch opisanych odpowiednio zworek: SW1 i SW2.

W kontrolerze zaimplementowano funkcje zabezpieczające laser przed uszkodzeniem podczas operacji włączanie i wyłączania:

- (i) „miękki start” – Po naciśnięciu przycisku „start/stop” na panelu czołowym, laser zostanie włączony wówczas gdy wewnętrzne napięcia zasilające osiągną ustalone wartości. Jeżeli podczas pracy lasera nastąpi zanik zasilania, ponowne jego pojawienie się nie spowoduje uruchomienia lasera.
- (ii) „slow start” – po naciśnięciu przycisku „start/stop” prąd diody laserowej narasta łagodnie do wartości zadanej przez ok. 0,5 s.
- (iii) Antystatyczne – 0,2 s po wyłączeniu lasera mikroprocesor zwalnia przekaźnik zamontowany w obudowie lasera, który zwiera anodę i katodę diody laserowej. Przy włączaniu, 0,1 s przed uruchomieniem prądu diody, przekaźnik zostaje ponownie wysterowany rozwierając anodę i katodę lasera.

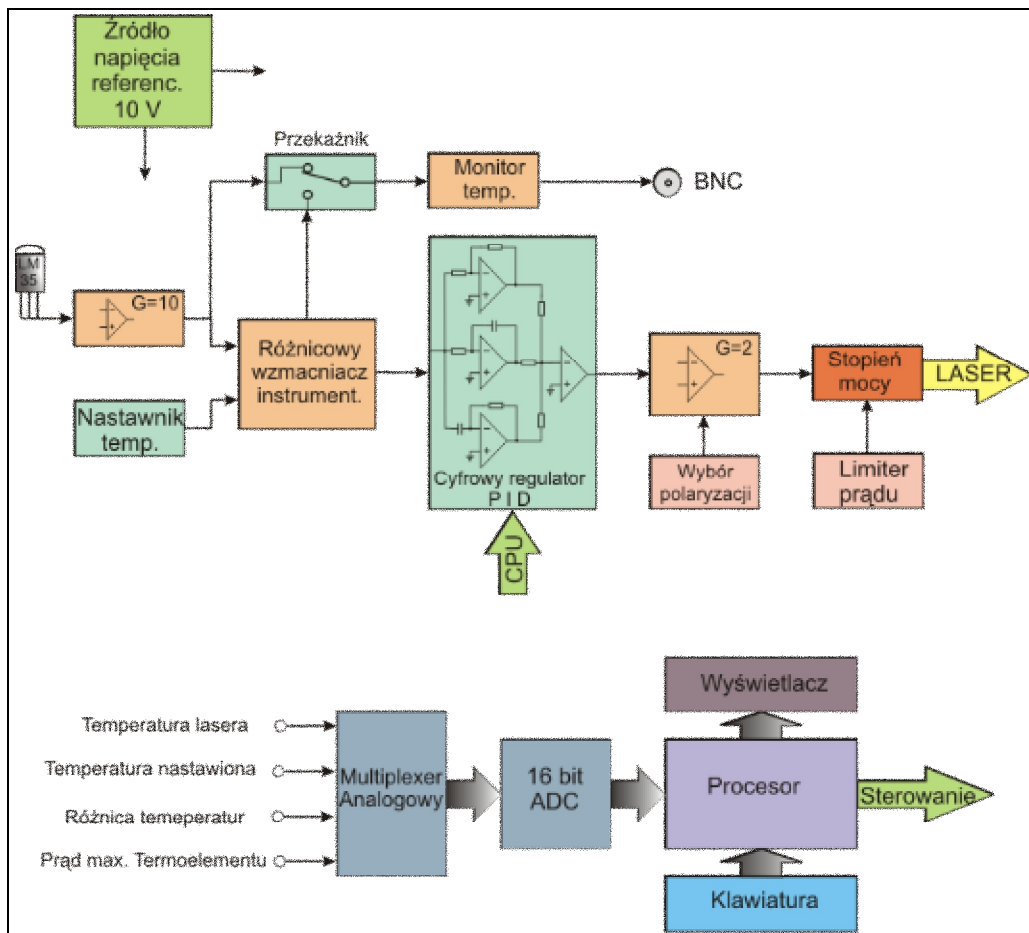
6.2 Kontroler temperatury

Zadaniem kontrolera temperatury (Rys. 6.3) jest utrzymywanie stałej, zadanej temperatury głowicy laserowej przez sterowanie prądem płynącym przez element termoelektryczny. Kontroler umożliwia regulację temperatury w zakresie od $0 \div 60^{\circ}\text{C}$ i stabilizowanie jej ze względną dokładnością $\pm 0,001^{\circ}\text{C}$.



Rys. 6.3 Precyzyjny stabilizator temperatury.

Na Rys. 6.4 przedstawiony jest schemat blokowo-funkcjonalny urządzenia. Kontroler przystosowano do współpracy z czujnikiem temperatury LM35 [26] o czułości $10 \text{ mV} / ^{\circ}\text{C}$. Sygnał z czujnika po wstępnym wzmacnieniu o 20 dB trafia do scalonego wzmacniacza instrumentalnego INA128 [110], który mierzy różnicę pomiędzy napięciem z czujnika (temperaturą mierzoną), a napięciem z nastawnika (temperaturą zadaną). Wzmacniacz ten pracując ze wzmacnieniem 20 dB, generuje sygnał różnicowy (ΔT) o współczynniku $1 \text{ V} / ^{\circ}\text{C}$, który podawany jest do analogowego regulatora PID. W układzie regulatora PID, użyto układ cyfrowej regulacji nastawów, do budowy którego wykorzystano scalone potencjometry cyfrowe DS1267-100 [111]. Poszczególne współczynniki P-I-D z zakresu $0 \div 255$ ustawia się za pomocą klawiatury w menu, a następnie zostają one zapisywane przez mikroprocesor do pamięci EEPROM (ang. *Electrically-Erasable Programmable Read-Only Memory*).



Rys. 6.4 Schemat blokowo-funkcjonalny stabilizatora temperatury.

Urządzenie zostało wyposażone w wyświetlacz alfanumeryczny typu PLED (Polymer LED). Mogą być na nim wyświetlone wszystkie parametry pracy stabilizatora: współczynniki P-I-D, temperatura zadana (T_0), temperatura bieżąca (T) oraz różnica temperatur ($\Delta T = T - T_0$). Rozdzielczość prezentowanych temperatur wynosi $10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}$. Jednakże, gdy wartość bezwzględna różnicy temperatur $|\Delta T| < 0,5 \text{ } ^\circ\text{C}$, to różnicę tę można obserwować z dokładnością $10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}$ *. Kontroler dostarcza do elementu termoelektrycznego prąd o natężeniu maksymalny 3 A do elementu termoelektrycznego. Istnieje możliwość ograniczenia tego prądu przy pomocy nastawu na przednim panelu. Na wyjściu BNC dostępne jest napięcie proporcjonalne do temperatury bieżącej (o współczynniku $100 \text{ mV} / ^\circ\text{C}$), bądź do różnicy temperatur ($1 \text{ V} / ^\circ\text{C}$), w zależności od bieżącej konfiguracji urządzenia w menu. Napięcie to

* Dopóki $|\Delta T| > 0,5 \text{ } ^\circ\text{C}$, wyświetlana jest różnica temperatur uzyskiwana w wyniku odjęcia przez mikroprocesor: $T - T_0$. Natomiast gdy $|\Delta T| < 0,5 \text{ } ^\circ\text{C}$, to wyświetlana jest różnica temperatur mierzona za układem INA128. Różnica w rozdzielczość wynika więc ze wzmocnienia sygnału wnoszonego przez INA128.

wykorzystywano do rejestracji zmian temperatury głowicy laserowej podczas dobierania współczynników P–I–D.

6.3 Sumator, regulator offsetu

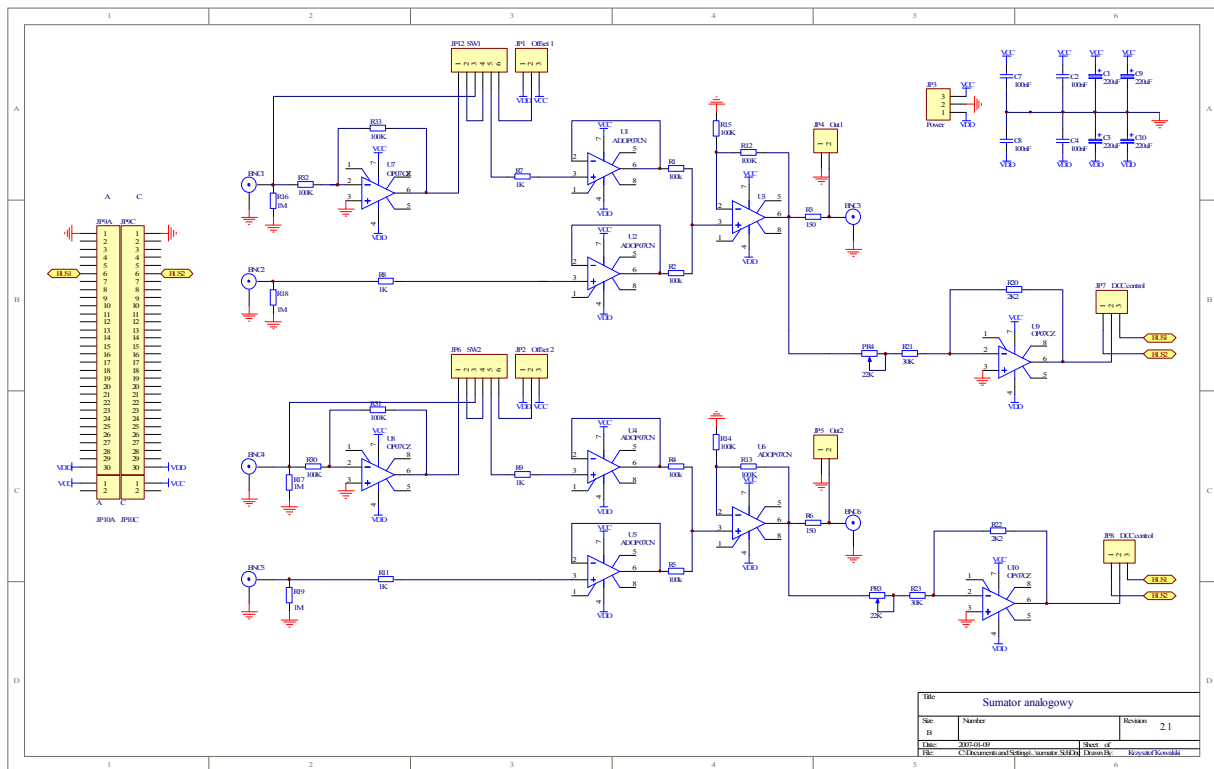
Obsługa pałapki oraz wykonywane doświadczenia wymagały przeprowadzenia wielu operacji na sygnałach analogowych. Z tego powodu zaprojektowano i zbudowano precyzyjne sumatory analogowe (Rys. 6.5) z możliwością dodawania napięcia offsetowego.



Rys. 6.5 Analogowe sumatory napięć.

Sumatory zostały skonstruowane jako moduły do posiadanego zestawu Toptica, z którym integrują się przez tylną szynę krawędziową. Każde z urządzeń składa się z dwóch niezależnych kanałów, z których każdy posiada: dwa wejścia, wyjście, 10-obrotowy regulator offsetu, włącznik napięcia offsetowego oraz przełącznik umożliwiający negację jednego z wejść. Sumator w zależności od położenia przełączników realizuje następujące funkcje:

- $U_{OUT} = U_{IN1} + U_{IN2}$
- $U_{OUT} = U_{IN1} - U_{IN2}$
- $U_{OUT} = U_{IN1} + U_{offset}$



Rys. 6.6 Schemat sumatora analogowego

Napięcia wejściowe, wyjściowe jak i offsetowe sumatora zawierają się w granicach od ± 15 V względem masy.

Sumator może również być wykorzystywany jako źródło napięcia strojącego położenie siatki dyfrakcyjnej lasera ECDL. Możliwe jest wtedy sprzężenie regulacji tego napięcia (U_{siatki}) z regulacją prądu (I_{lasera}) kontrolera DCC100 (firmy Toptica) przez tylną szynę modułowego zestawu Toptica. Sprzężenie to konfiguruje się zworkami JP7 i JP8 na płycie sumatora. Każda ze zworek umożliwia sprzężenie jednego z kanałów sumatora z jednym z dwóch kanałów (Ch1 lub Ch2) systemu Toptica[†]. Współczynniki sprzężenia $\Delta I_{\text{lasera}} / \Delta U_{\text{siatki}}$ dla obu kanałów regulowane są potencjometrami PR3 i PR4 umieszczonymi na płycie drukowanej.

[†] Wybór kanału (Ch1 lub Ch2) zależy od usytuowania modułu kontrolera DCC100 (z którym chcemy sprzężać sumator) w obudowie (*racku*) systemu Topica.

6.4 DMS 2000 - System cyfrowego strojenia lasera i rejestracji danych pomiarowych

Wykonywanie pomiarów spektroskopowych w środowisku zimnych atomów wymagało użycia szybkiego i precyzyjnego rejestratora sygnałów analogowych, który dodatkowo wytwarzałby programowalne napięcie przestrajające laser.



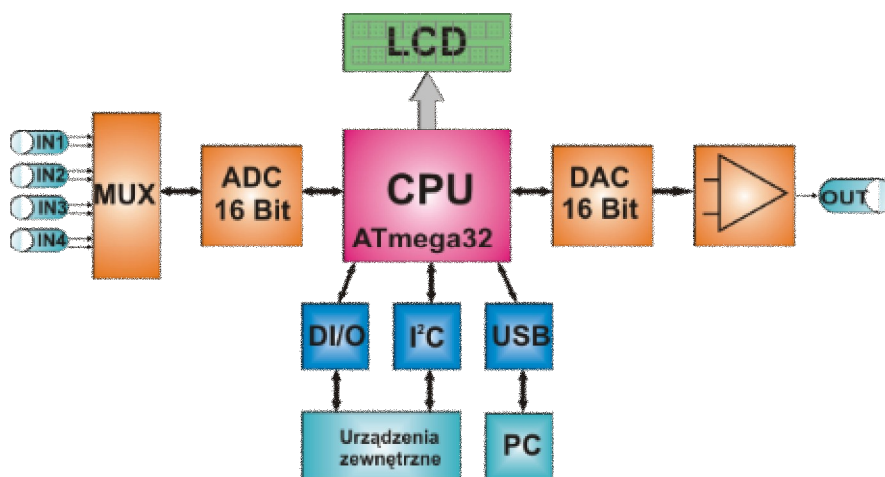
Rys. 6.7 System rejestracji danych pomiarowych DMS 2000.

Został, więc zaprojektowany i zbudowany rejestrator sygnałów analogowych DMS 2000. Schemat blokowy rejestratora przedstawiony jest na Rys. 6.8. Urządzenie posiada 4 analogowe wejścia bipolarne o zakresie $\pm 10\text{V}$ dla rejestracji sygnałów analogowych. Sygnały te przetwarzane są przez szybki, 16 bitowy, przetwornik analogowo-cyfrowy ADS7825 [112] typu SAR (ang. *Successive Approximation Register*), którego czas konwersji wynosi $25\ \mu\text{s}$. Dane w postaci cyfrowej trafiają przez 8 bitową magistralę do procesora ATmega32 [113] firmy ATMEL, gdzie następuje ich obróbka.

DMS 2000 posiada również 16 bitowy przetwornik cyfrowo-analogowy DAC706 [114]. Jego zadaniem jest generowanie napięcia przestrajającego laser pomiarowy poprzez sterowanie położeniem siatki dyfrakcyjnej. Napięcie może być generowane w zakresie $0 - 10\ \text{V}$ z rozdzielczością $150\ \mu\text{V}$.

Przyrząd udostępnia cztery wyjścia cyfrowe w standardzie TTL, które podczas sekwencji pomiarowej umożliwiają sterowanie dodatkowymi urządzeniami. Przewidziano je głównie do sterowania przerywaczem wiązki (ang. *beam shutter*) oraz do kluczowania pola magnetycznego pułapki MOT. Dodatkowe dwa wejścia cyfrowe jak i magistrala I²C, mogą w przyszłości zostać wykorzystane do rozbudowy układu pomiarowego.

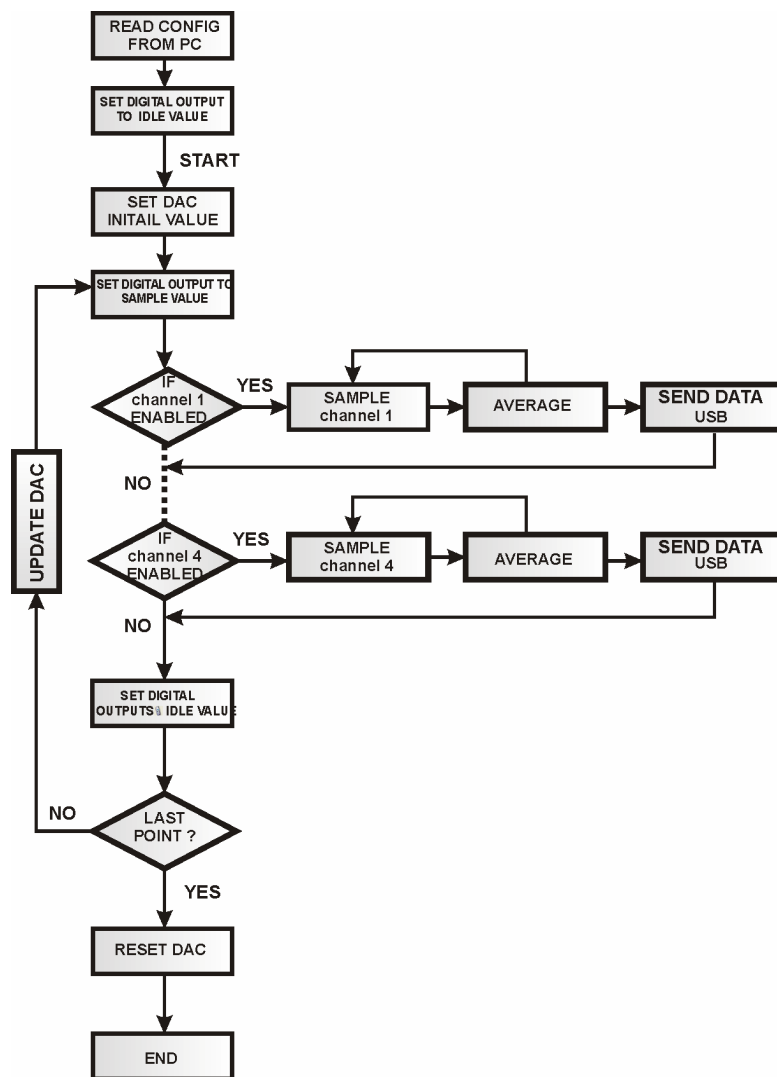
Cały system sterowany jest przez program zapisany w pamięci procesora. DMS 2000 samodzielnie steruje cyklem pomiarowym, a komputer PC spełnia jedynie rolę interfejsu dla zadawania parametrów cyklu pomiarowego i odbioru oraz wizualizacji danych pomiarowych w czasie rzeczywistym. Takie rozwiązanie pozwala na zachowanie precyzyjnych relacji czasowych (rzędu 1 μ s) podczas sekwencji pomiarowej, z czym nie radzą sobie systemy sterowane bezpośrednio przez komputer PC pod kontrolą systemu Windows.



Rys. 6.8 Schemat blokowy rejestratora DMS 2000. MUX – 4 kanałowy analogowy multiplexer; ADC – 16 bitowy konwerter analogowo-cyfrowy; CPU – mikroprocesor; DAC – 16 bitowy konwerter cyfrowo-analogowy; DI/O – cyfrowe wejścia i wyjścia logiczne. I²C – szeregowa magistrala cyfrowa; USB – Port komunikacji z komputerem PC, LCD – wyświetlacz PLED; IN1...4 – analogowe kanały WE; OUT – wyjście analogowe.

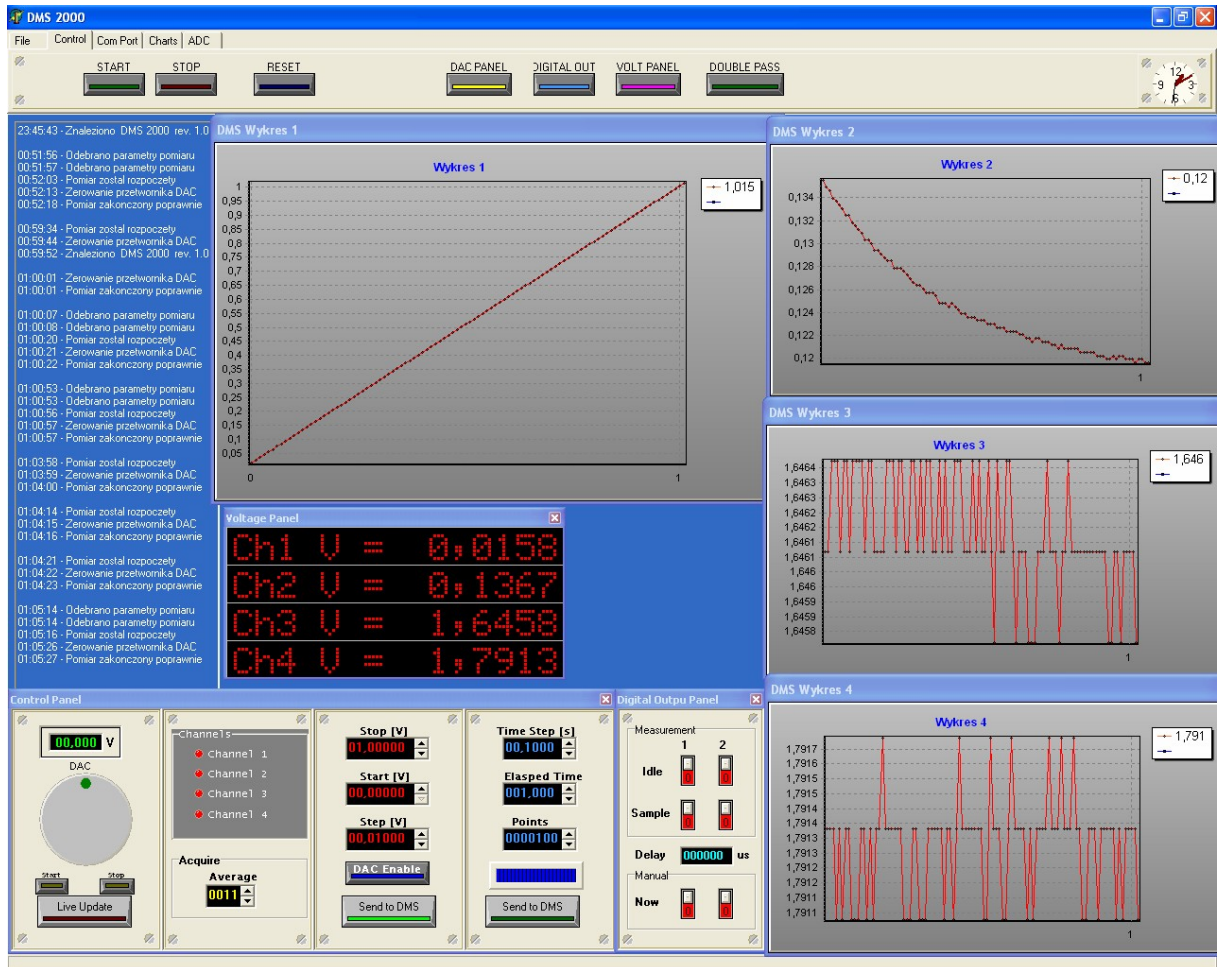
Uproszczony schemat typowej sekwencji pomiarowej przedstawiony jest na Rys. 6.9. Przed rozpoczęciem pomiarów należało ustawić parametry pomiaru. Dokonywano tego za pomocą napisanej w tym celu aplikacji z interfejsem graficznym (Rys. 6.10), pracującej pod kontrolą systemu Windows. Najistotniejsze parametry pomiaru to:

- Liczba rejestrowanych kanałów analogowych (1..4)
- Czas pomiędzy kolejnymi pomiarami ($\geq 500 \mu$ s)
- Początkowe i końcowe napięcie na wyjściu przetwornika DAC (0 – 10 V)
- Krok napięcia na przetworniku DAC – wartość dodawana po każdym pomiarze ($\geq 150 \mu$ V)
- Krotność uśrednień każdego punktu pomiarowego (1 – 100)
- Stany wyjść cyfrowych podczas pomiaru napięcia (*sample time*) jak i podczas czasu martwego (*idle time*)
- Regulowane opóźnienie pomiędzy zmianą stanu wyjść cyfrowych, a rozpoczęciem pomiaru napięcia (np., aby uwzględnić bezwładność działania przerywacza wiązki)



Rys. 6.9 Uproszczony algorytm sekwencji pomiarowej przyrządu DMS 2000.

Podczas badania widm EIT, porównywano widma zarejestrowane z włączoną i wyłączoną wiązką sprzęgającą. Stwierdzono, że porównywane widma, są często przesunięte względem siebie w skali częstości, w skutek dryftu częstości lasera próbującego. Aby zminimalizować ten efekt, dodano funkcję automatycznego wykonywania dwóch rejestracji (skrzącąc czas martwy pomiędzy nimi). Po rejestracji pierwszego widma sterowane przez cyfrowe wyjście urządzenie (bądź użytkownik) wyłącza wiązkę sprzęgającą i rozpoczyna się druga rejestracja. Dopiero po jej zakończeniu, oba widma są zapisywane na dysku komputera.



Rys. 6.10 Okno robocze aplikacji sterującej przyrządem DMS 2000.

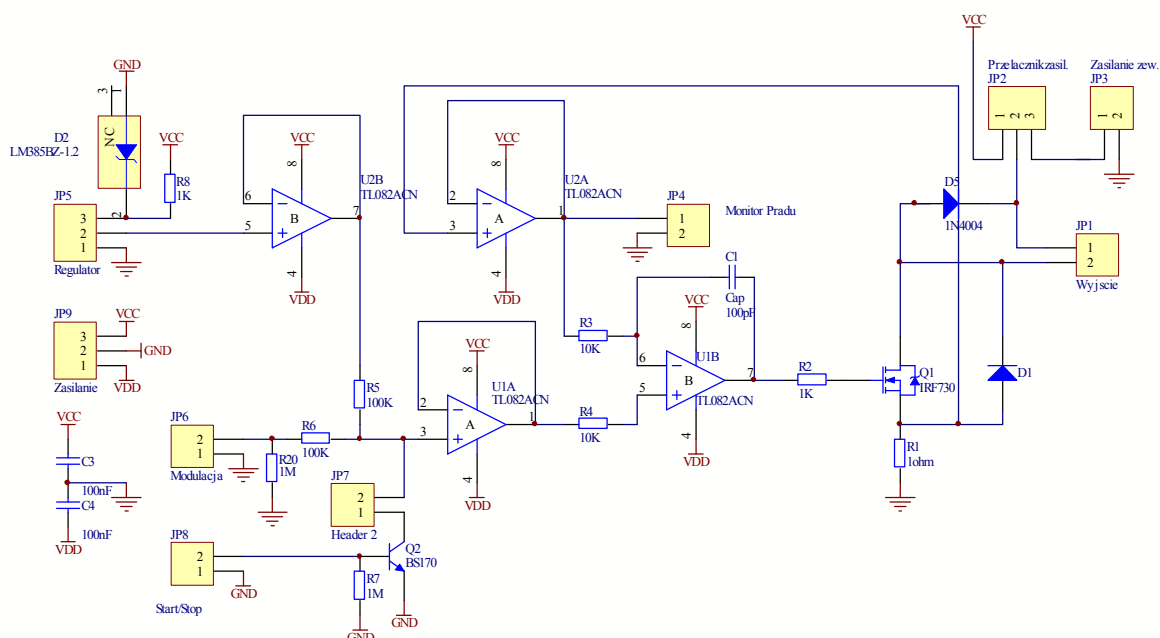
6.5 Zasilacz cewek magnetycznych

Do zasilania układu cewek magnetycznych pułapki MOT skonstruowany został 4-kanalowy zasilacz prądowy (Rys. 6.11). Jego zadaniem jest zasilanie 3 par cewek kompensujących składowe ziemskiego pola magnetycznego oraz pary cewek gradientowych.



Rys. 6.11 Zasilacz układu 4 par cewek magnetycznych pułapki MOT.

Zakresy prądowe poszczególnych kanałów zostały dobrane doświadczalnie do posiadanych cewek. Dla cewek kompensacyjnych wynoszą one odpowiednio: 200 mA, 500 mA oraz 1,5 A, natomiast dla cewek wytwarzających gradient pola magnetycznego: 4 A.

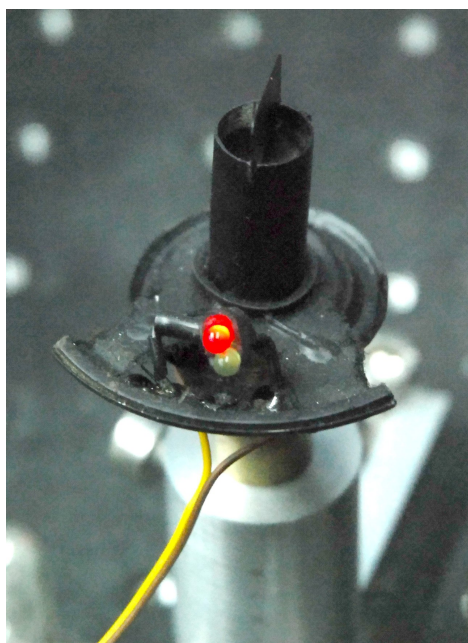


Rys. 6.12 Schemat ideowy jednego z czterech kanałów zasilacza cewek pułapki MOT.

W zasilaczu zastosowano sterowanie mikroprocesorowe oraz układ pomiaru natężenia prądu dla każdego z kanałów. Wartości natężenia prądu prezentowane są na wyświetlaczu LCD. Kanał zasilający cewki gradientowe, został wyskalowany w jednostkach [Gs/cm], co umożliwia bezpośredni odczyt wartości gradientu w centrum pułapki. Oprogramowanie zasilacza pozwala na zapamiętanie nastawów w pamięci EEPROM. Dodatkowo, zasilacz wyposażono w wejście umożliwiające modulacje natężenia prądu.

6.6 Przerwywacz wiązki laserowej

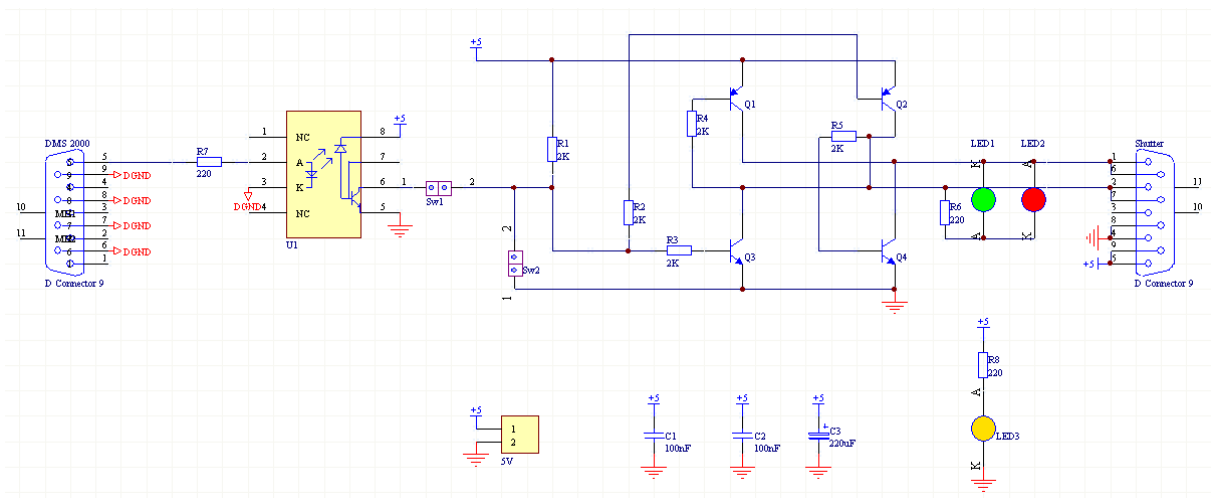
Chłodzenie i pułapkowanie atomów wymaga użycia silnych wiązek laserowych. Wiązki te wpływają zarówno na szerokość jak i położenie poziomów energetycznych. Aby wykonywać pomiary w środowisku zimnych atomów odcinając się od wymienionych powyżej efektów, skonstruowano przerwywacz wiązek laserowych. Przerwywacz został umieszczony w ognisku teleskopu (por. Rys. 2.2), dzięki czemu uzyskano stosunkowo krótkie czasy ($\sim 1,5$ ms) zasłaniania wiązek laserowych. Konstrukcję przerwywacza wzorowano na konstrukcji opisanej w pracy [115]



Rys. 6.13 Elektromagnetyczny przerwywacz wiązek laserowych.

Przerwywacz zbudowano w oparciu o głośnik średniotonowy, z którego usunięto membranę i większą część kosza. Centralnie wklejono papierową tubę, stanowiącą mocowanie dla elementu przesłaniającego wiązkę, wykonanego z fragmentu żyłki. Na

podstawie schematu w pracy [115] zaprojektowano sterownik umożliwiający sterowanie przerywaczem przez przyrząd pomiarowy DMS 2000. W sterowniku zastosowano optoizolację izolującą sterownik od przyrządu DMS 2000. Rozwiązanie takie ma zapobiec powstawaniu zakłóceń podczas rejestracji przez przyrząd słabych sygnałów i jednocześnie zabezpieczyć oba urządzenia przed ewentualnym uszkodzeniem. Sterownik wyposażono w dwa przełączniki, na schemacie (Rys. 6.14) oznaczone jako Sw1 i Sw2. Pierwszy, pozwala wybrać pomiędzy tryb sterowania: manualny lub poprzez DMS 2000. Drugi służy do manualnej zmiany stanu wyjść sterownika.

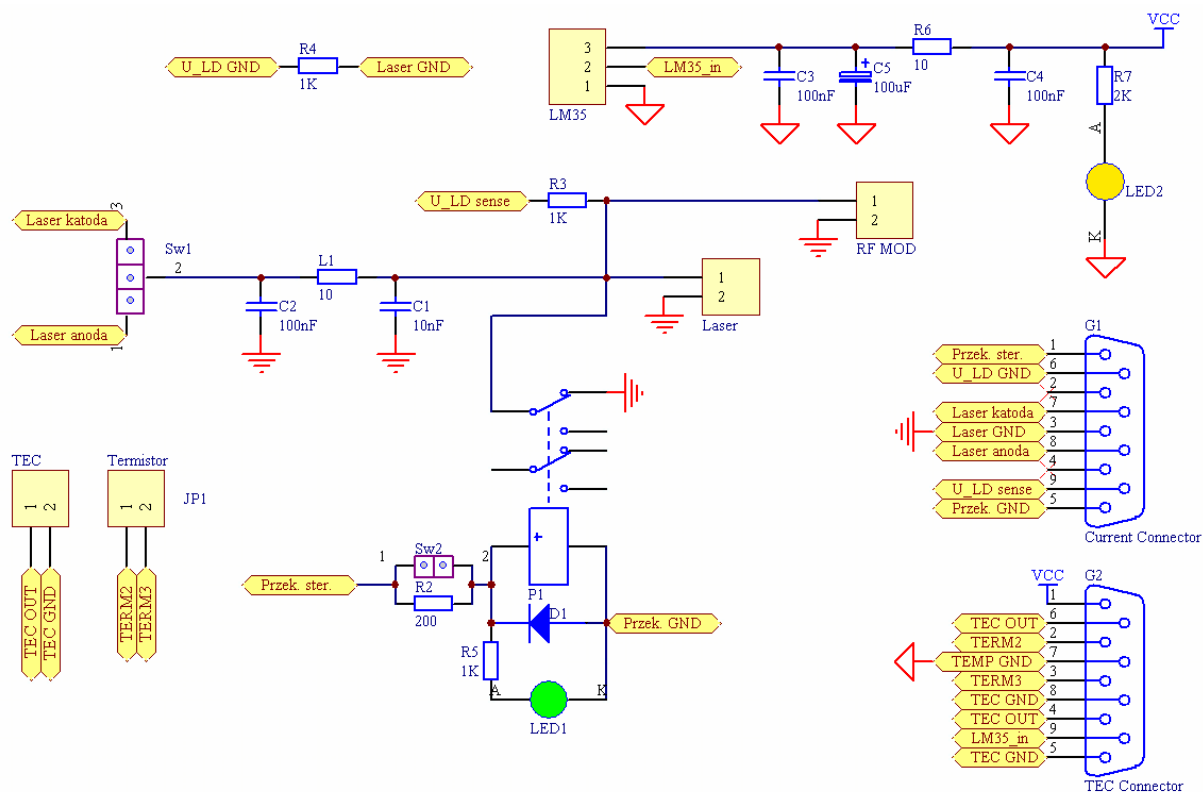


Rys. 6.14 Schemat sterownika przerywacza wiązki laserowej.

Sterownik zasilany jest napięciem stałym $U = 3 \div 5 \text{ V}$. Wyższe napięcie skraca czas zamykania i otwierania przerywacza, ale jednocześnie powoduje zwiększone wydzielanie ciepła przez uzwojenie cewki przerywacza i może doprowadzić do jej uszkodzenia.

6.7 Moduł zabezpieczający diodę laserową

Lasery diodowe charakteryzują się dużą podatnością na uszkodzenia w wyniku działania nawet słabych, przekraczających dopuszczalną wartość ($2 \div 3 \text{ V}$) impulsów napięciowych. Aby zabezpieczyć zbudowane lasery przed skutkami oddziaływania tego typu zakłóceń, skonstruowano specjalne układy zabezpieczające. Układy te umieszczono wewnątrz obudowy każdego z laserów. Posiadają one dwa złącza typu Canon 9 do podłączenia kontrolerów temperatury i prądu oraz szereg złącz pinowych do których podłącza się komponenty elektroniczne lasera (dioda laserowa, czujnik temperatury itd.).



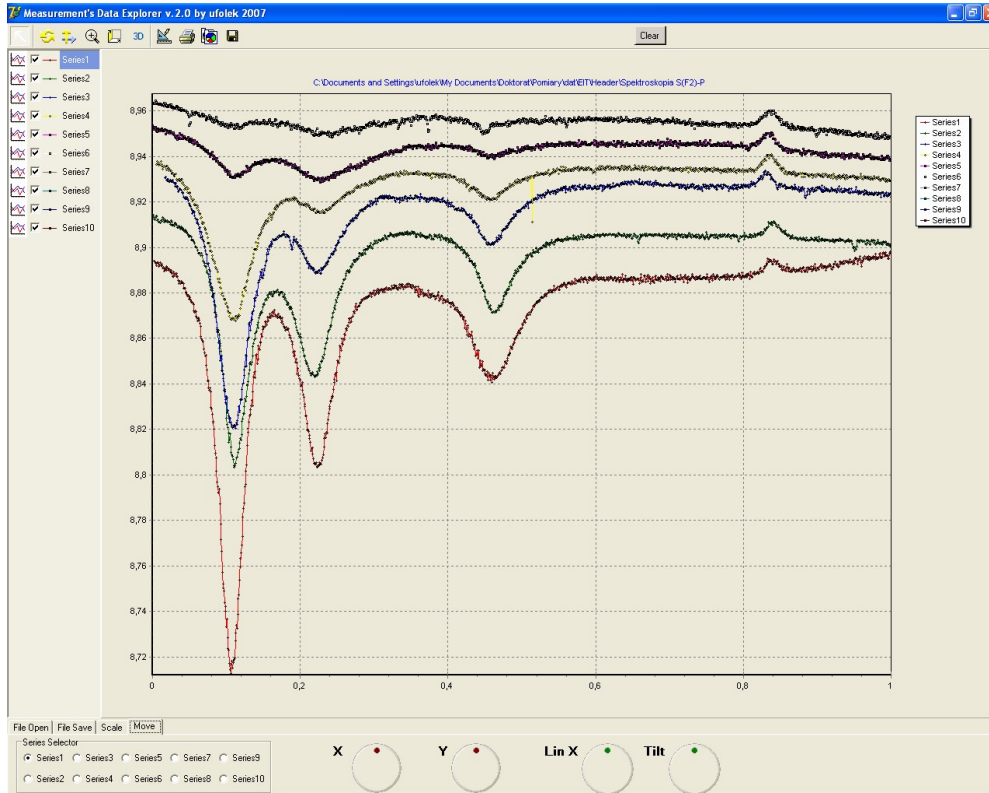
Rys. 6.15 Schemat ideowy modułu zabezpieczającego diodę laserową.

Na Rys. 6.15 przedstawiono schemat ideowy modułu. W układzie zabezpieczenia diody laserowej wykorzystano filtr dolnoprzepustowy (zbudowany na elementach C1, L1, C2). Jako dodatkowe zabezpieczenie zastosowano przełącznik P1 (sterowany przez kontroler lasera), który zwiera anodę i katodę diody laserowej, gdy laser jest wyłączony. Rozwiązanie to stanowi najlepsze zabezpieczenie diody laserowej, w szczególności podczas podłączania i odłączania kontrolera. Zworka Sw1 pozwala na wybór odpowiedniej linii zasilającej w zależności od użytego typu diody laserowej (uziemiała katoda / uziemiała anoda).

6.8 Aplikacja do przetwarzania wyników pomiarowych

Podczas pomiarów zarejestrowano ponad pół tysiąca różnych widm transmisji. Aby przyspieszyć proces wstępnej analizy tak dużej ilości danych przygotowano specjalną aplikację dla systemu Windows. Aplikacja umożliwia odczytywanie plików danych utworzonych przez program sterujący urządzeniem DMS 2000 i ich natychmiastową wizualizację w postaci wykresów. Drugim, nie mniej ważnym, zadaniem aplikacji jest przetwarzanie wczytywanych danych. Możliwe jest jednoczesne wczytanie do 10 widm i

szybkie przeprowadzenie kilku podstawowych operacji na każdym z nich. Najczęściej wykorzystywaną operacją była translacja widm wzdłuż osi poziomej (czyli regulacja offsetu współrzędnej odpowiadającej częstotliwości) umożliwiająca uzgodnienie położenia odpowiadających sobie rezonansów na kolejnych widmach. Redukowane w ten sposób przesunięcia wynikały z faktu, że częstość wiązki zależała nie tylko od odkładanego na osi x napięcia sterującego siatką dyfrakcyjną lasera, ale również od temperatury i prądu zasilającego laser. Te ostatnie parametry mogły podlegać pewnym wahaniom w czasie, powodując w efekcie wspomniane przesunięcia rejestrowanych widm. Na niektórych spośród zarejestrowanych widm stwierdzono zauważalny dryft częstości lasera próbkującego w czasie trwania pomiaru. Aby skompensować niestabilność tego typu aplikacja umożliwia zmianę liniowości osi x. Ponadto, zaimplementowano funkcję umożliwiającą translację widm wzdłuż osi y oraz zmiany pochylenia widm. Funkcji tej używano sporadycznie dla widm z dużym wzmocnieniem, gdzie efekt zmiany mocy lasera stawał się znaczący (np. Rys. 3.10). Opisane powyżej operacje wykonuje się za pomocą sterowanych ruchem myszki obrotowych regulatorów w oknie aplikacji widocznych w oknie aplikacji (por. Rys. 6.16) z jednoczesnym podglądem skutków wnoszonych zmian.



Rys. 6.16 Okno aplikacji do przetwarzania danych pomiarowych.

Podsumowanie

Przeprowadzono badania z wysoką rozdzielczością widmową dotyczące elektromagnetycznie wymuszonej przezroczystości (EIT) dla wybranych przejść ^{85}Rb w pułapce MOT. Poniżej zostaną podsumowane najważniejsze wyniki i przedstawione wnioski dotyczące dalszego rozwoju badań.

Absorpcja atomów ^{85}Rb w pułapce MOT

Przed przystąpieniem do badań EIT, wykonano pomiary i analizę widm absorpcji słabej wiązki próbującej przez chmurę zimnych atomów ^{85}Rb w pułapce MOT. Przedmiotem zainteresowania były przejścia wykorzystywane następnie w pomiarach EIT.

Zbadano widmo przejścia $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2, 3, 4)$. Obserwowane linie widmowe zinterpretowano w obrazie atomu ubranego w fotony wiązki chłodzącej. Przeprowadzono analizę położenia, szerokości i amplitud linii widmowych w funkcji natężenia tej wiązki. Stwierdzono, że poszerzenia linii są większe niż to wynika z modelu atomu ubranego. Dodatkowe poszerzenie wyjaśniono przez analizę rozszczepień struktury zeemanowskiej w niejednorodnym polu magnetycznym pułapki.

Wykonano również badania schodkowej, dwufotonowej absorpcji na przejściach $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ oraz $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{3/2}$. W pierwszym stopniu wzbudzenia wykorzystywano promieniowanie lasera chłodzącego. Zarejestrowano rozdwojenie linii widmowych przejść: $5P_{3/2}(F'=4) \rightarrow 5D_{3/2}(F''=3, 4)$ oraz $5P_{3/2}(F'=4) \rightarrow 5D_{5/2}(F''=5, 4, 3)$, które przypisano rozszczepieniu A-T stanu pośredniego ($5P_{3/2}$). Jak się wydaje, widma takie nie były wcześniej publikowane.

Otrzymane w tej części rezultaty i zdobyte doświadczenia wykorzystano w kolejnych etapach pracy.

Badania EIT w schemacie kaskadowym

Najwięcej uwagi poświęcono badaniom właściwości zjawiska EIT w schemacie schodkowym $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \leftrightarrow 5D_{5/2}$, w którym wiązka próbująca sonduje przejście $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$, a wiązka silna sprzęga stan $5P_{3/2}$ ze stanem $5D_{5/2}$. Stan $5D_{5/2}$ został wybrany ze względu na jego gęstą strukturę nadsubtelną (por. Rys. B.1). Dzięki temu, zgodnie z regułami

wyboru, można uzyskać w tym schemacie jednocześnie sprzężenie wybranej składowej nadsubtelnej $5P_{3/2}(F')$ z trzema składowymi nadsubtelnymi $5D_{5/2}(F'')$, i taką samą liczbę okien transmisji EIT w zakresie linii absorpcyjnej $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}(F')$. Otrzymane wąskie wielopikowe rezonanse EIT (którym towarzyszą strome skoki dyspersji) są interesujące ze względu na potencjalne zastosowanie tego schematu do jednoczesnego spowalniania co najmniej dwóch impulsów światła o bliskich częstościach.

Zarejestrowano szereg widm EIT w układzie kaskadowym dla różnych konfiguracji poziomów. Wybrane serie pomiarowe zostały zinterpretowane teoretycznie we współpracy z prof. Van Cao Long z Uniwersytetu w Zielonej Górze, gdzie zostały wykonane symulacje widm w ramach modelu pięciopoziomowego. Obliczenia te dobrze odwzorowują kształty zmierzonych widm EIT, dla zadanych wartości parametrów zgodnych z odpowiadającymi wielkościami doświadczalnymi.

Jednym z celów niniejszej pracy (w kontekście spowalniania impulsów światła) było określenie wpływu parametrów doświadczenia na strukturę okien transmisji. Zbadano wpływ odstrojenia wiązki sprzęgającej od ścisłego rezonansu $F' \rightarrow F''$ na przemieszczanie okien w skali częstości. Zdefiniowano i wyznaczono współczynnik redukcji absorpcji R_{abs} , określający względną zmianę absorpcji w wąskim oknie transmisji po włączeniu wiązki sprzęgającej. Dla dwóch konfiguracji wyznaczono zależność $R_{abs}(I_c)$ od natężenia wiązki sprzęgającej. Najwyższą wartość współczynnika $R_{abs} = 87\%$ uzyskano w schemacie $5S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 2) \leftrightarrow 5D_{5/2}(F'' = 3)$. Otrzymane zależności porównano z przewidywaniami teoretycznymi modelu pięciopoziomowego oraz trójpoziomowego. Uzyskano dobrą zgodność doświadczalnych i teoretycznych zależności $R_{abs}(I_c)$. Podjęto też próbę oceny wpływu natężenia I_c na wzajemną odległość okien transmisji EIT. Zależność taka była sugerowana w [87], w oparciu o obliczenia teoretyczne. Na podstawie zarejestrowanych widm, nie udało się jednoznacznie rozstrzygnąć, czy zależność taka zachodzi. Jednakże na widmach (Rys. 5.5 i Rys 5.14a) w których sprzęgany był jeden z poziomów, odpowiednio $5P_{3/2}(F' = 2)$ i $5P_{3/2}(F' = 1)$, stwierdzono istotne różnice odległości rezonansów EIT w stosunku do odległości odpowiednich poziomów struktury nadsubtelnej stanu $5D_{5/2}$. Aby dokładniej zbadać wpływ natężenia wiązki lasera sprzęgającego na odległości okien EIT, planowane jest zbudowanie układu stabilizacji częstości oraz zastosowanie wzmacniacza typu *Tapered Amplifier* [95] w układzie tego lasera.

Otrzymane rezultaty porównano z wynikami pracy [87], gdzie analizowano ten sam schemat schodkowy. W zbliżonych warunkach doświadczalnych, w niniejszej pracy osiągnięto lepszą zgodność wyników doświadczalnych z teoretycznymi niż w [87].

Pomiary absorpcji w konfiguracji lambda

Przeprowadzono i zinterpretowano wstępne pomiary widm transmisji w konfiguracji lambda: $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2, 3) \leftrightarrow 5S_{1/2}(F=2)$. Transmisję wiązki próbkującej rejestrowano dla przejść $F=3 \rightarrow F'=2, 3, 4$ przy ustalonej częstotliwości wiązki sprzęgającej w zakresie rezonansów $F=2 \rightarrow F'=1, 2, 3$. Otrzymano szereg widm dla różnych natężeń i częstotliwości wiązki sprzęgającej. Jednakże, nie uzyskano okien transmisji EIT, które dla tej samej konfiguracji w zbliżonych warunkach zaobserwowali autorzy pracy [104]. W warunkach ścisłego rezonansu obu wiązek ($5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2, 3)$ i $5P_{3/2}(F'=2, 3) \leftrightarrow 5S_{1/2}(F=2)$) obserwowano pik absorpcji, podczas gdy w pracy [104] występowało minimum (okno transmisji EIT). Obecność tego piku, nie przemieszczającego się z mocą ani odstrojeniem wiązki sprzęgającej, wyjaśniono odwołując się do struktury zeemanowskiej stanów. Z analizy tej wynika, że przy zastosowanym schemacie i polaryzacjach wiązek, ze względu na reguły wyboru, niektóre próbkowane poziomy m_F , nie są sprzęgane. Absorpcja do tych poziomów daje pik absorpcyjny o częstotliwości rezonansowej, który uniemożliwia zaobserwowanie okna EIT.

Na zarejestrowanych widmach widać także złożone struktury przemieszczające się przy zmianie częstotliwości wiązki sprzęgającej, które zidentyfikowano z wykorzystaniem modelu atomu ubranego. Przeprowadzono również symulacje tych widm. Zastosowano w nich pewne przybliżenia. Na przykład, ze względu na relatywnie dużą częstotliwość Rabię wiązki sprzęgającej w stosunku do odległości poziomów $F'=2$ i $F'=3$ układ powinien być traktowany jako czteropoziomowy. Tymczasem przyjęto, że składa się dwóch niezależnych układów trójpoziomowych lambda, a otrzymane wyniki zsumowano. Pomimo tego, uzyskano dobrą zgodność kształtu obliczonych widm z widmami doświadczalnymi.

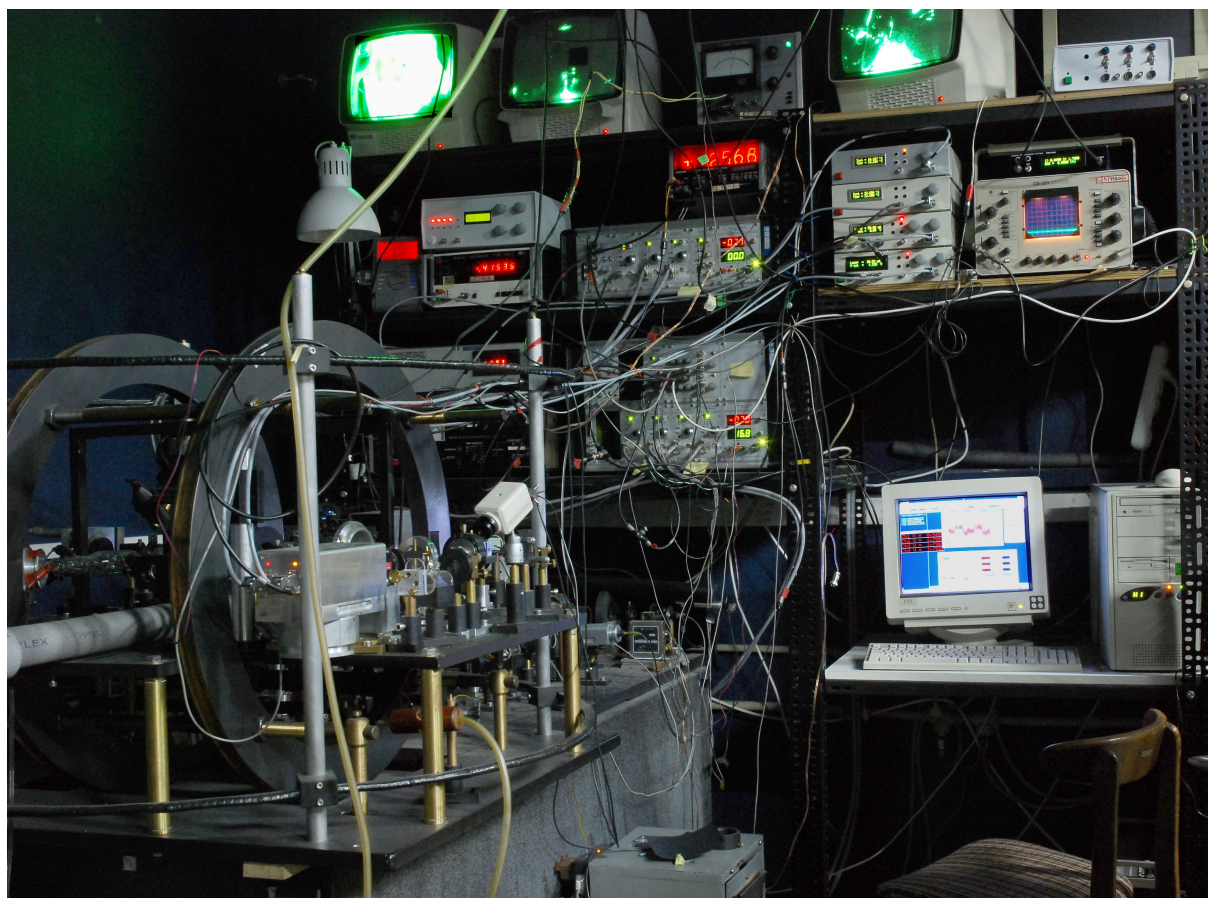
Przyczyny rozbieżności wyników z pracą [104] nie zostały rozstrzygnięte. Planowane są dalsze badania w tym schemacie, w których zmieniane będą również polaryzacje wiązek. Przeprowadzone zostaną również obliczenia w modelu czteropoziomowym.

Układ pomiarowy

Aby wykonać przedstawione wyżej badania, zbudowano złożony układ badawczy, którego autor był głównym projektantem i konstruktorem. Układ składał się z dwóch zasadniczych części (i) pułapki MOT dla atomów Rb oraz (ii) układu do pomiarów absorpcji. Autor zaprojektował i samodzielnie wykonał szereg podzespołów układu badawczego. Do najważniejszych z nich należą wysokostabilne kontrolery prądu i temperatury laserów pomiarowych oraz system wielokanałowej rejestracji danych i cyfrowego sterowania eksperymentem DMS 2000. Przyrządy te dobrze sprawdziły się podczas prowadzonych pomiarów.

Planowana jest rozbudowa toru wiązki sprzęgającej. Zbudowany zostanie układ aktywnej stabilizacji częstości i użyty modulator akustooptyczny (AOM) do jej precyzyjnej kontroli. AOM pozwoli dodatkowo na szybkie włączanie i wyłączenie wiązki. Zastosowany zostanie również diodowy wzmacniacz dużej mocy typu *Tapered Amplifier* [95]. Aby uzyskać lepszą powtarzalność warunków pomiarowych w pułapce, planowane jest również zastosowanie modulatora AOM w układzie lasera chłodzącego.

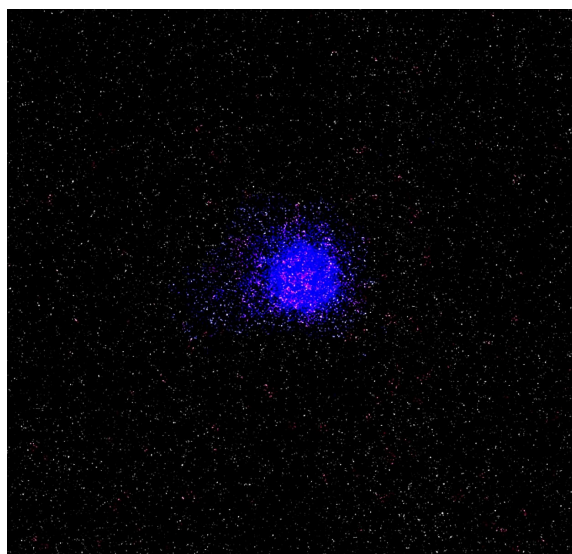
Dodatek A. Zdjęcia układu pomiarowego



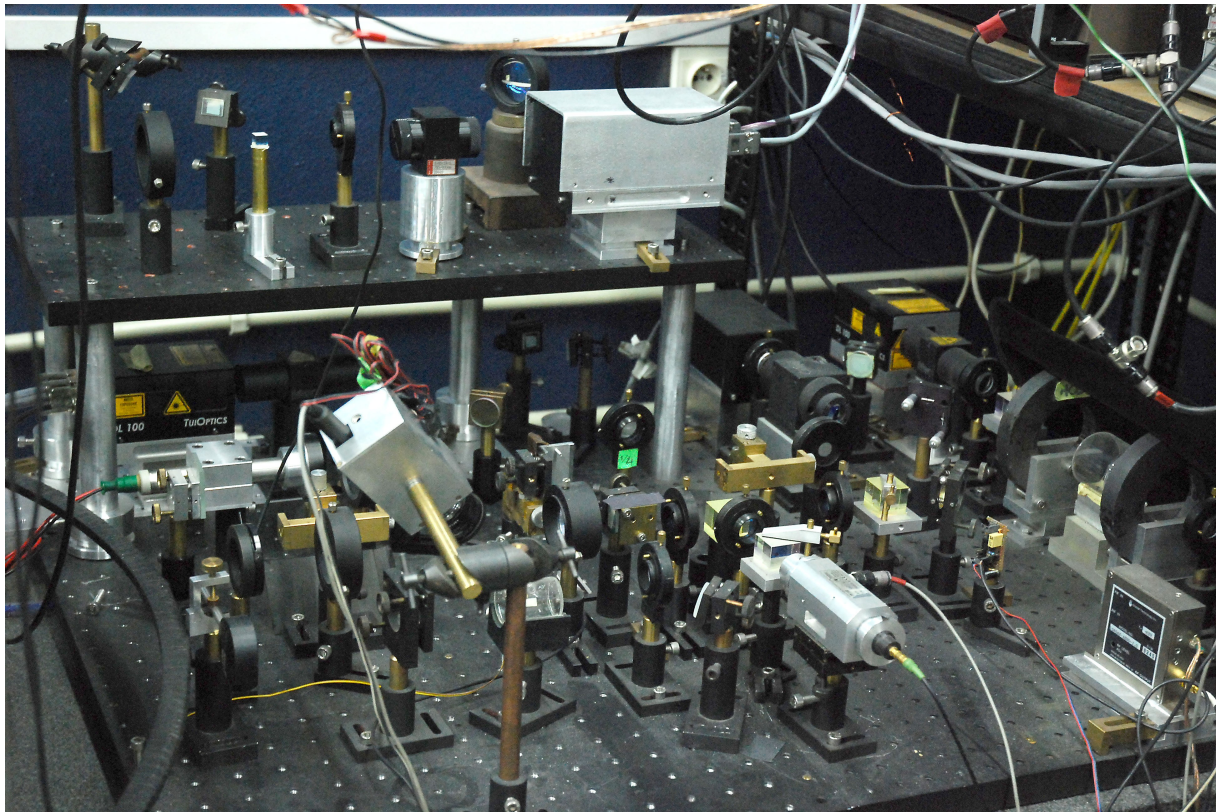
Rys. A.1 Układ pułapki MOT.



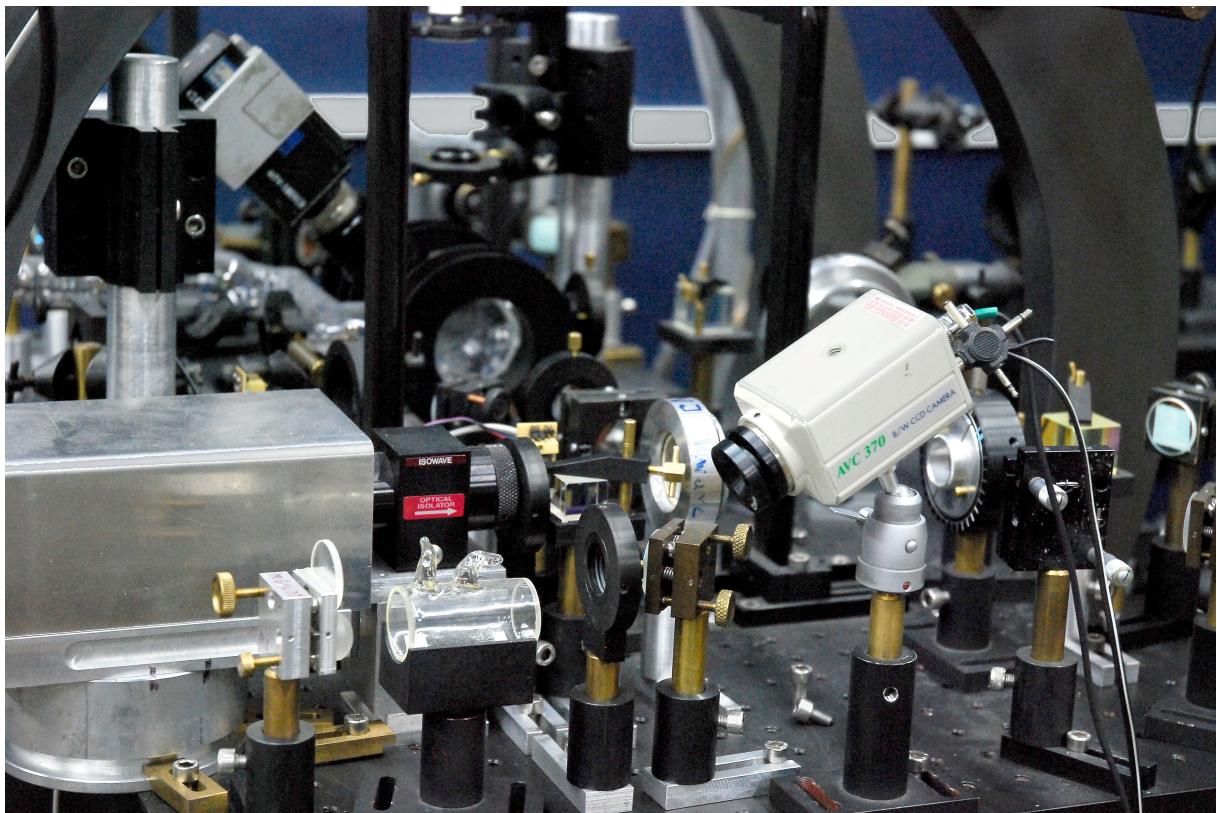
Rys. A.2 Obraz (w podczerwieni) chmury zimnych atomów.



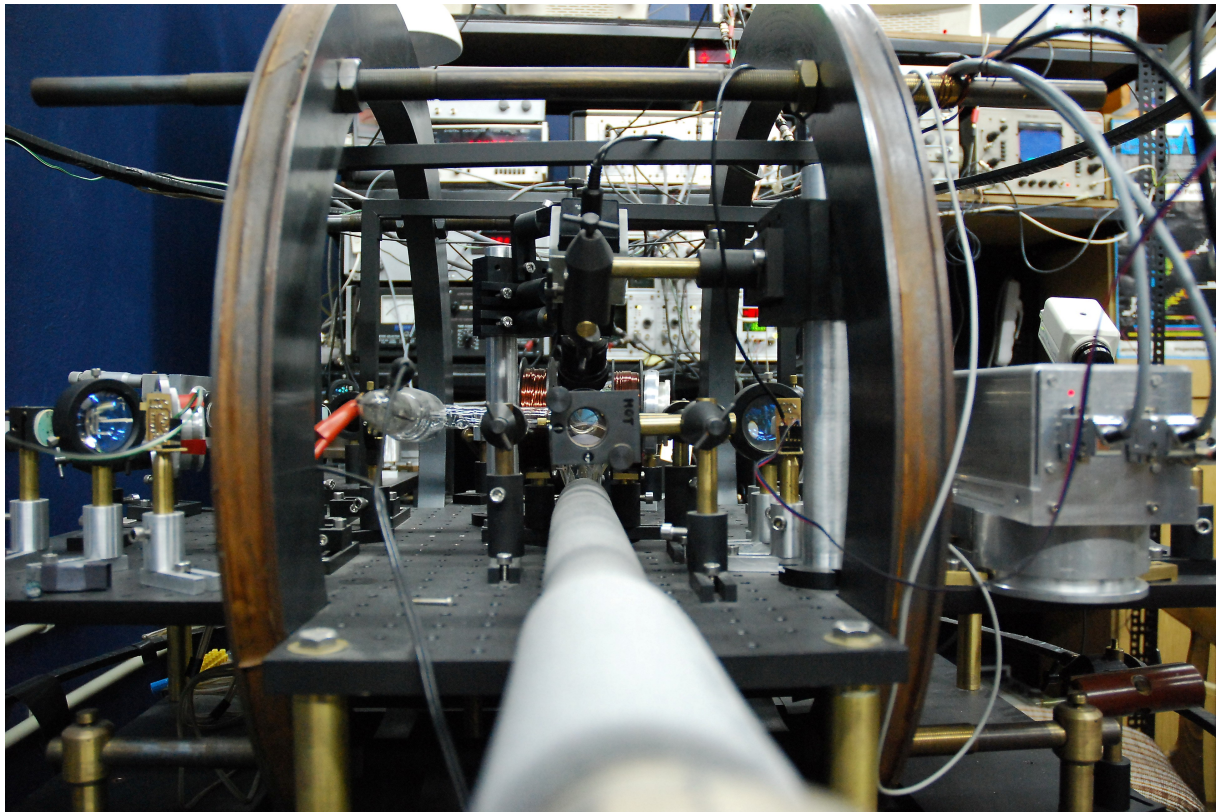
Rys. A.3 Obraz chmury zimnych atomów, fluorescencja po wzbudzeniu do stanu 5D.



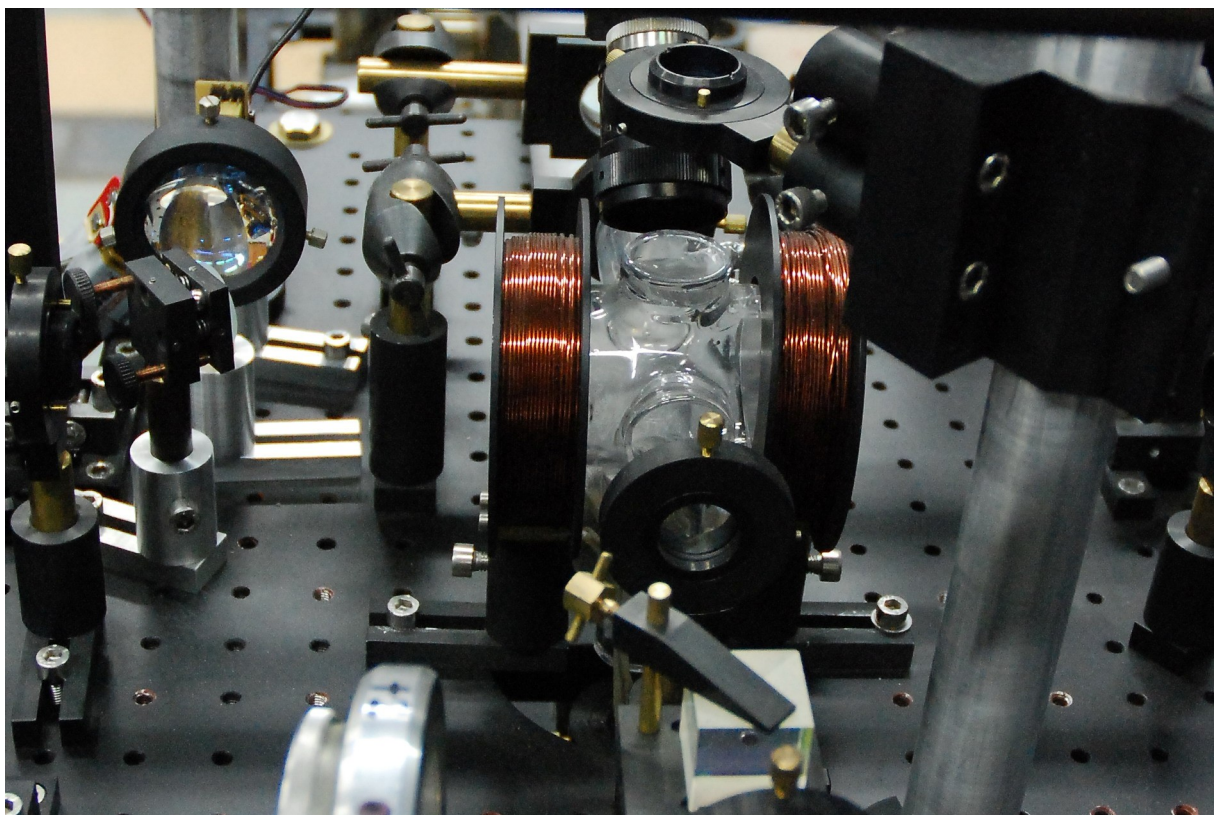
Rys. A.4 Układ laserów chłodzących pułapki. Na górnym stole znajduje się laser próbkujący.



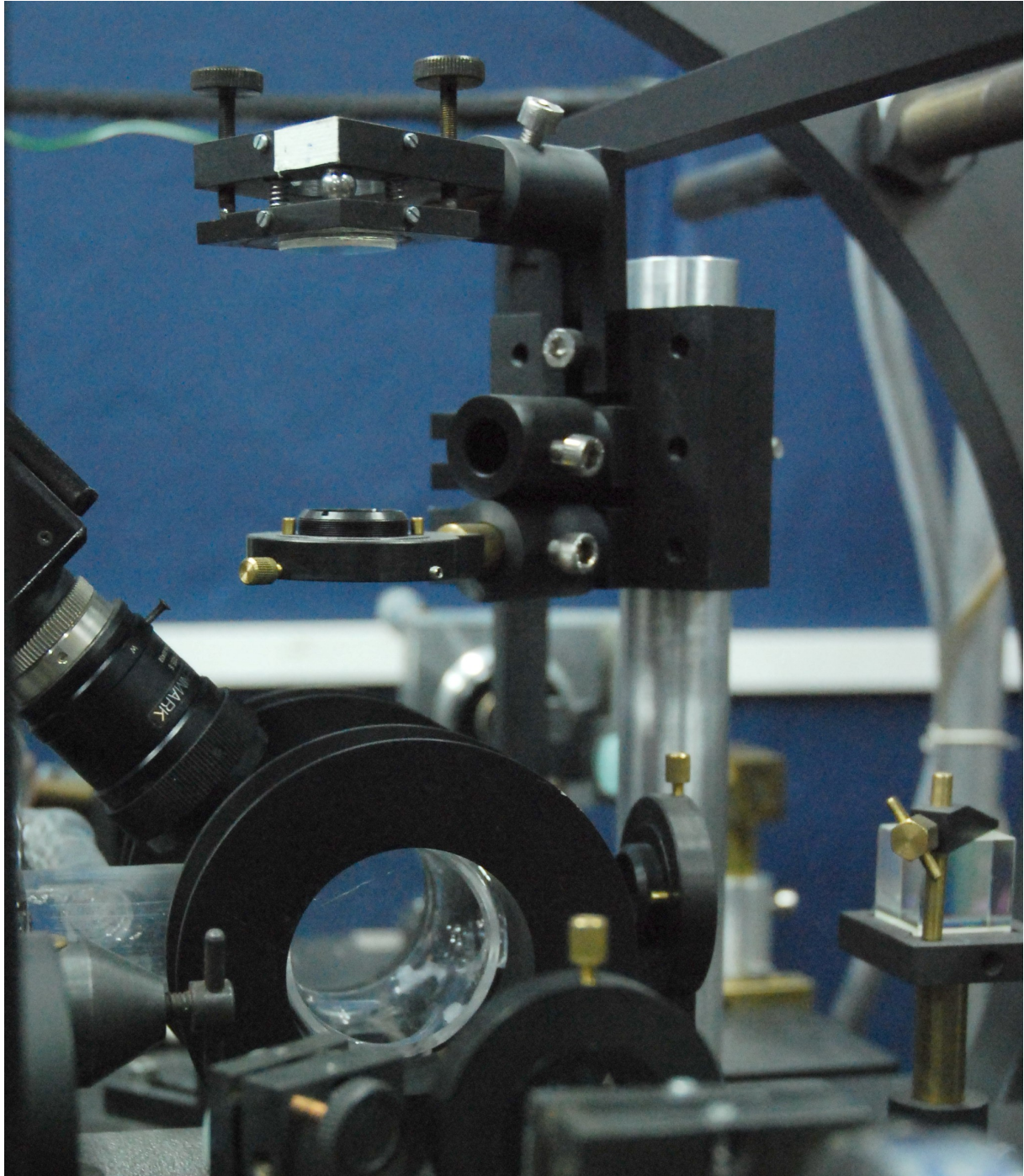
Rys. A.5 Laser sprzęgający.



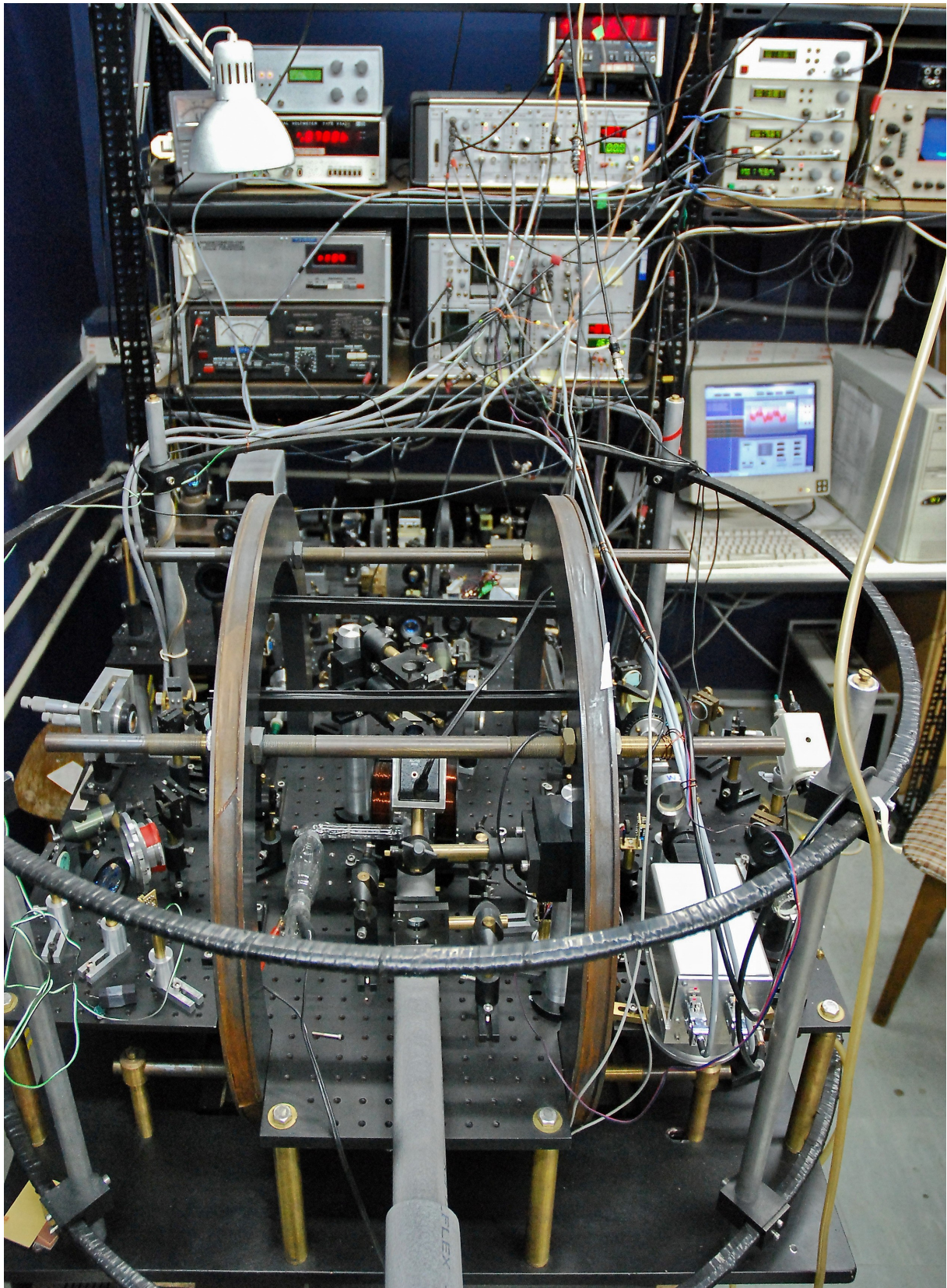
Rys. A.6 Stół pułapki MOT, połączenie z układem próżniowym.



Rys. A.7 Komórka MOT.

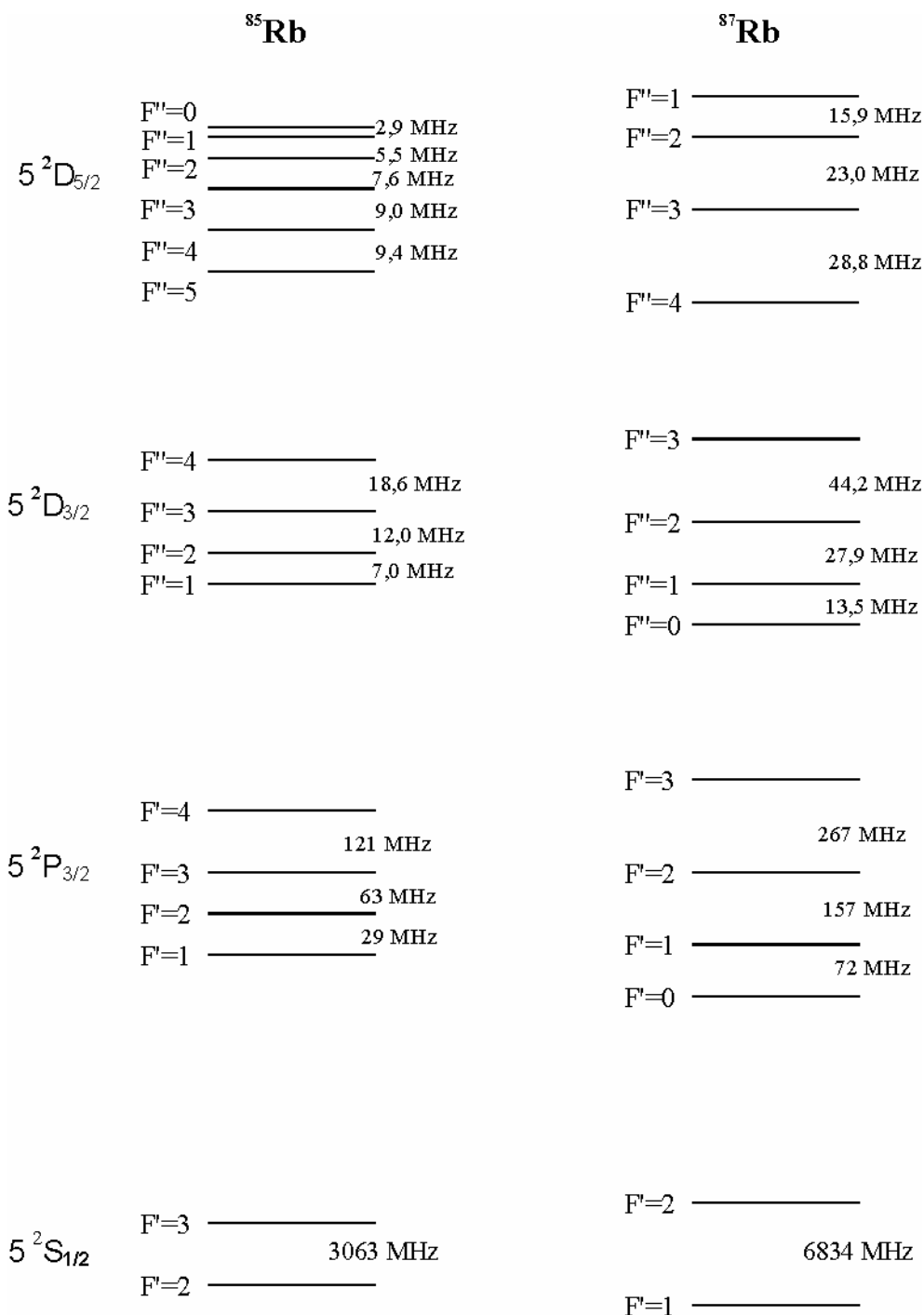


Rys. A.8 Komórka MOT.



Rys. A.9 Układ pomiarowy.

Dodatek B. Uzupełniające rysunki i tabele



Rys. B.1 Uproszczony schemat poziomów dla izotopów ⁸⁵Rb i ⁸⁷Rb. Na rysunku nie zachowano ciągłości skali energii.

Tabela B.1 Wartości współczynników $(-1)^{F'-m_{F'}} (\dots)_{3j}$ ze wzoru (5.5) dla $q=0$, gdzie poziomom F i F' przyporządkowano poziomy odpowiednio F' i F'' z Rys. 5.21.

$m_{F'} = m_{F''}$	F''		
	4	3	2
-3	0,1667	-0,3274	
-2	0,2182	-0,2182	-0,2182
-1	0,2440	-0,1091	-0,2760
0	0,2520		-0,2928
1	0,2440	0,1091	-0,2760
2	0,2182	0,2182	-0,2182
3	0,1667	0,3274	

Tabela B.2 Częstości, amplitudy oraz szerokości rezonansów w obrazie atomu ubranego (por. §3.3.2) na podstawie [3.3] (przy założeniu*, że odstrojenie $\Delta < 0$). $\Omega' = \sqrt{\Omega^2 + \Delta^2}$ jest uogólnioną częstością Rabięgo, a Ω i Δ odpowiednio częstością Rabięgo i odstrojeniem wiązki ubierającej. $q = \frac{1}{2} \tan^{-1}(-\frac{\Omega}{\Delta})$. A_{2+4} amplitudy początkowe wynikające z prawdopodobieństw przejść.

Linia	Częstość	Amplituda	Szerokość
L2-	$w_{L2-} = w_2 - \frac{1}{2}\Omega' + \frac{1}{2}\Delta$	$A_{L2-} = A_2 \frac{\sin^6 q}{\cos^4 q + \sin^4 q}$	$\Gamma_{L2-} = \Gamma_n (1 + \sin^2 q)$
L2+	$w_{L2+} = w_2 + \frac{1}{2}\Omega' + \frac{1}{2}\Delta$	$A_{L2+} = A_2 \frac{\cos^6 q}{\cos^4 q + \sin^4 q}$	$\Gamma_{L2+} = \Gamma_n (1 + \sin^2 q)$
L3-	$w_{L3-} = w_3 - \frac{1}{2}\Omega' + \frac{1}{2}\Delta$	$A_{L3-} = A_3 \frac{\sin^6 q}{\cos^4 q + \sin^4 q}$	$\Gamma_{L3-} = \Gamma_n (1 + \sin^2 q)$
L3+	$w_{L3+} = w_2 + \frac{1}{2}\Omega' + \frac{1}{2}\Delta$	$A_{L3+} = A_3 \frac{\cos^6 q}{\cos^4 q + \sin^4 q}$	$\Gamma_{L3+} = \Gamma_n (1 + \sin^2 q)$
L4-	$w_{L4-} = w_3 + \Omega' - \Delta$	$A_{L4-} = -A_4 \frac{\sin^4 q (\cos^2 q - \sin^2 q)}{\cos^4 q + \sin^4 q}$	$\Gamma_{L4-} = \Gamma_n (1 + 2 \sin^2 q \cos^2 q)$
L4+	$w_{L4+} = w_3 + \Omega' + \Delta$	$A_{L4+} = A_4 \frac{\cos^4 q (\cos^2 q - \sin^2 q)}{\cos^4 q + \sin^4 q}$	$\Gamma_{L4+} = \Gamma_n (1 + 2 \sin^2 q \cos^2 q)$

* Gdy odstrojenie $\Delta > 0$, wówczas należy zastąpić we wszystkich wyrażeniach funkcje sin przez cos i odwrotnie.

Bibliografia

- [1] H. Metcalf, P. van der Straten, Colling and trapping of neutral atoms, Phys. Rep. **244**, 203, (1994)
- [2] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable, and A. Ashkin, Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure, Phys. Rev. Lett. **55**, 48 (1985)
- [3] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard, Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987)
- [4] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman, Very Cold Trapped Atoms in a Vapor Cell, Phys. Rev. Lett. **65**, 1571 (1990)
- [5] Tadeusz Pałasz, Pulapka magneto-optyczna i nieliniowa spektroskopia zimnych atomow rubidu, Praca doktorska. (Kraków 1999)
- [6] J. Zachorowski, T. Pałasz, and W. Gawlik, Magneto-Optical Trap for Rubidium Atoms, Opt. Appl. **28**, 239 (1998)
- [7] S. G. Miranda, S. R. Muniz, G. D. Telles, L. G. Marcassa, K. Helmerson, V. S. Bagnato, Dark-spot atomic-beam slowing for on-axis loading of traps, Phys. Rev. A **59**, 882 (1999)
- [8] K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidemuller and J. T. M. Walraven Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms, Phys. Rev A **59**, 3891 (1998)
- [9] J. Schoser, A. Batar, R. Low, V. Schweikhard, A. Grabowski, Yu. B. Ovchinnikov, and T. Pfau, Intense source of cold Rb atoms from a pure two-dimensional magneto-optical trap, Phys. Rev A **66**, 023410 (2002)
- [10] M. S. Santos, P. Nussenzeig, L. G. Marcassa, K. Helmerson, J. Flemming, S. C. Zilio, and V. S. Bagnato, Simultaneous trapping of two different atomic species in a vapor-cell magneto-optical trap, Phys. Rev. A **52**, 4340 (1995)
- [11] J. Goldwin, S. B. Papp, B. DeMarco, and D. S. Jin, Two-species magneto-optical trap with ^{40}K and ^{87}Rb , Phys. Rev. A **65**, 021402 (2002)
- [12] M. O. Mewes, G. Ferrari, F. Schreck, A. Sinatra, and C. Salomon, Simultaneous magneto-optical trapping of two lithium isotopes Phys. Rev. A **61**, 011403 (1999)

- [13] H. Jelassi, B. Viaris de Lesegno, and L. Pruvost, Photoassociation spectroscopy of $^{87}\text{Rb}_2$ ($5S_{1/2}+5P_{1/2}$) 0g long-range molecular states: Analysis by Lu-Fano graph and improved LeRoy-Bernstein formula, *Phys. Rev. A* **73**, 032501 (2006)
- [14] V.I. Balykin, V.G. Minogin, VS. Letokhov, Electromagnetic Trapping of cold atoms, *Rep. Prog. Phys.* **63**, 1429 (2000)
- [15] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, E. A. Cornell, Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor, *Science* **269** (1995)
- [16] C. J. Myatt, E. A. Burt, R. W. Ghrist, E. A. Cornell, C. E. Wieman, Production of Two Overlapping Bose-Einstein Condensates by Sympathetic Cooling, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 586 (1997)
- [17] F. Bylicki, W. Gawlik, W. Jastrzębski, A. Noga, J. Szczepkowski, M. Witkowski, J. Zachorowski and M. Zawada, Studies of the Hydrodynamic Properties of Bose-Einstein Condensate of ^{87}Rb Atoms in a Magnetic Trap, *Acta Phys. Pol. A* **113**, 691 (2008)
- [18] Veronique Zehnle, Doppler cooling to the recoil limit by means of sharp atomic transitions with controlled quenching, *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 931 (2003)
- [19] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2023 (1989)
- [20] H. J. Metcalf, P. van der Straten, *Laser cooling and trapping*, Springer-Verlag (1999)
- [21] K. Kowalski, E. Dimova-Arnaudova, K. Fronc, S. Gateva, M. Głódź, L. Lis, L. Petrov, J. Szonert, System for magneto-optical cooling and trapping of Rb atoms, *Opt. Appl.* **36**, 560 (2006)
- [22] B. Bieniak, K. Fronc, S. Gateva-Kostova, M. Głódź, V. Grushevsky, J. Klavins, K. Kowalski, A. Rucińska, J. Szonert, Excitation transfer between the rubidium 5^2D fine-structure levels in collisions with ground state rubidium atoms: experiment and theory, *Phys. Rev. A* **62**, 022721 (2000)
- [23] L. Ricci, M. Weidenmüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, and T. W. Hänsch, A compact grating stabilized diode laser system for atomic physics, *Opt. Commun.* **117**, 541 (1995)
- [24] K. B. MacAdam, A. Steinbach, and C. Wieman, A narrow-band tunable diode laser system with grating feedback, and a saturated absorption spectrometer for Cs and Rb, *Am. J. Phys.* **60**, 1098 (1992)

- [25] T. Hof, D. Fick, H.J. Jansch, Application of diode laser as a spectroscopic tool at 670 nm *Optics Communications* **124**, 283 (1996)
- [26] National Semiconductor, LM35 Precision Centigrade Temperature Sensors, <http://www.national.com/ds.cgi/LM/LM35.pdf> (2000)
- [27] C.J. Hawthorn, K.P. Weber, and R.E. Scholten, Littrow configuration tunable external cavity diode laser with fixed direction output beam, *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 4477 (2001)
- [28] G. Wąsik, W. Gawlik, J. Zachorowski, W. Zawadzki, Laser frequency stabilization by Doppler-free magnetic dichroism, *Appl. Phys. B* **75**, 613 (2002)
- [29] K. L. Corvin, Z. T. Lu, C. F. Hand, R. J. Epstein, and C. E. Wieman, Frequency-stabilized diode laser with the Zeeman shift in an atomic vapor *Appl. Opt.* **37**, 3295 (1998)
- [30] M. A. Clifford, G. P. T. Lancaster, R.S. Conory and K. Dholakia, Stabilization of an 852 nm extended cavity diode laser using the Zeeman effect, *J. Mod. Optics* **47**, 1933 (2000)
- [31] V. V. Yashchuk, D. Budker, J. R. Davis, Laser frequency stabilization using linear magneto-optics, *Rev. of Sci. Instr.* **71**, 341, (2000)
- [32] X. Wang, X. Chen, J. Hou, D. Yang, Y. Wang, Side-mode injection locking characteristics of 150 mW AlGaAs semiconductor lasers, *Opt. Comm.* **178**, 165, (2000)
- [33] Y. Hong and K.A. Shore Mode hopping in a side-mode-injected semiconductor laser *J. Mod. Optics* **47**, 1763 (2000)
- [34] R. Wynands, F. Diedrich, D. Meschede, H. R. Telle, A compact 60 -dB Faraday optical isolator for near infrared, *Rev. Sci. Instr.* **63**, 5586 (1992)
- [35] F. J. Harris, *Multirate Signal Processing for Communication Systems*, NJ: Prentice Hall PTR, Upper Saddle River (2006)
- [36] W. Demtröder, *Spektroskopie Laserowa*, PWN, Warszawa (1993)
- [37] T. Nayuki, T. Fujii, K. Nemoto, M. Kozuma, M. Kouroggi, and M. Ohtsu, Continuous wavelength sweep of external cavity 630 nm laser diode without antireflection coating on output facet, *Opt. Rev.* **5**, 267 (1998)
- [38] C. Petridis, I. D. Lindsay, D. J. M. Stothard, and M. Ebrahimzadeh, Mode-hop-free tuning over 80 GHz of an external cavity diode laser without antireflection coating, *Rev. Sci. Instrum.* **72**, 3811 (2001)

- [39] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg, *Atom-Photon Interactions* (Wiley, New York, 1992), Chap.6
- [40] C. Cohen-Tannoudji and S. Reynaud, Dressed-atom description of resonance fluorescence and absorption spectra of a multi-level atom in intense laser beam, *J. Phys. B* **10**, 345 (1977)
- [41] P. R. Berman and J. Ziegler, Generalized dressed-atom approach to atom-strong-field interactions-application to the theory of lasers and Bloch-Siegert shifts, *Phys Rev. A* **15**, 2042 (1977)
- [42] M. Mitsunaga, T. Mukai, K. Watanabe and T. Mukai, Dressed-atom spectroscopy of cold Cs atoms, *J. Opt. Soc. Am.* **13**, 2696 (1996)
- [43] J. W. R. Tabosa, G. Chen, Z. Hu, R. B. Lee, and H. J. Kimble, Nonlinear spectroscopy of cold atoms in a spontaneous-force optical trap, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 3245 (1991)
- [44] Bo Gao, Effects of Zeeman degeneracy on the steady-state properties of an atom interacting with a near-resonant laser field: Probe spectra, *Phys. Rev. A* **49**, 3391 (1994)
- [45] T. M. Brzozowski, M. Brzozowska, J. Zachorowski, M. Zawada and W. Gawlik, Probe spectroscopy in an operating magneto-optical trap: The role of Raman transitions between discrete and continuum atomic states, *Phys. Rev. A* **71**, 013401 (2005)
- [46] G. K. Woodgate, *Struktura atomu*, PWN, Warszawa (1974)
- [47] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J. P. Marangos, Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 634 (2005)
- [48] W. Gawlik Optical nonlinearity and atomic coherences w: *Modern Nonlinear Optics, Part 3*, ed.: M. Evans and S. Kielich. *Advances in Chemical Physics Series*, **LXXXV**, 734 (1994)
- [49] J. P. Marangos, electromagnetically induced transparency, *J. Mod. Optics*, **45**, 471 (1998)
- [50] A. Imamoglu, S. E. Harris, Lasers without inversion: Interference of dressed lifetime-broadened states, *Opt. Lett.* **14**, 1344 (1989)
- [51] K. J. Boller, A. Imamoglu, S. E. Harris, Observation of electromagnetically induced transparency, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2593 (1991)
- [52] J-J Su and I. A. Yu, The Study of Coherence-Induced Phenomena Using Double-Sided Feynman Diagrams, *Chin J. Phys.* **41** (2003)

- [53] S. Jin, Y. Li, M. Xiao, Hyperfine spectroscopy of highly-excited atomic states based on atomic coherence, *Opt. Commun.* **119**, 90 (1995)
- [54] S. Stenholm, *Foundations of Laser Spectroscopy*, Wiley, N. York, (1984)
- [55] M. Yan, E. G. Rickey, and Y. Zhu, Electromagnetically induced transparency in cold rubidium atoms, *J. Opt. Soc. Am. B* **18**, 1057 (2001)
- [56] J. Gea-Banacloche, Y-q Li, S-z Jin, and M. Xiao, Electromagnetically induced transparency in ladder-type inhomogeneously broadened media: Theory and experiment, *Phys. Rev. A* **51**, 576 (1995)
- [57] D. J. Fulton, S Shepherd, R R. Moseley, B. D. Sinclair, and M. H. Dunn, Continuous-wave electromagnetically induced transparency: A comparison of V, Λ , and cascade systems, *Phys. Rev. A* **52**, 2302 (1995)
- [58] J. R. Boon, E. Zekou, D. McGloin, and M. H. Dunn, Comparison of wavelength dependence in cascade, Λ , and Vee-type schemes for electromagnetically induced transparency, *Phys. Rev. A*, **59**, 4675 (1999)
- [59] H. X. Chen, A. V. Durrant, J. P. Marangos, and J. A. Vaccaro, Observation of transient electromagnetically induced transparency in a rubidium Λ system, *Phys. Rev. A* **58**, 1545 (1998)
- [60] J. Clarke, H.Chen, and W. A. van Wijngaarden Electromagnetically induced transparency and optical switching in a rubidium cascade system, *Appl. Opt.* **40**, 2047 (2001)
- [61] S.E. Harris and Y. Yamamoto, Photon Switching by Quantum Interference, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3611 (1998)
- [62] A. Rostami, and G. Rostami, Full-optical realization of tunable low pass, high pass and band pass optical filters using ring resonators, *Opt. Commun.* **240**, 133 (2004)
- [63] M. Davanco, P. Holmstrom, D.J. Blumenthal, L. Thylen, Directional coupler wavelength filters based on waveguides exhibiting electromagnetically induced transparency, *IEEE J. Quant. Eelectr.* **39** (4) (2003)
- [64] A. Neogi, T. Mozume, H. Yoshida, O. Wada, Intersubband transition at 1.3 and 1.55 μm in a novel coupled InGaAs/AlAsSb quantum well structures, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, 632 (1999)
- [65] M. O. Scully and M. Fleischhauer, High-sensitivity magnetometer based on index-enhanced media, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1360 (1992)

- [66] H. Lee, M. Fleischhauer, and M. O. Scully, Sensitive detection of magnetic fields including their orientation with a magnetometer based on atomic phase coherence, *Phys. Rev. A* **58**, 2587 (1998)
- [67] V. A. Sautenkov, M. D. Lukin, C. J. Bednar, I. Novikova, E. Mikhailov, M. Fleischhauer, V. L. Velichansky, G. R. Welch and M. O. Scully, Enhancement of magneto-optic effects via large atomic coherence in optically dense media, *Phys. Rev. A* **62**, 023810 (2000)
- [68] M. D. Lukin, Trapping and manipulating photon states in atomic ensembles, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 457 (2003)
- [69] S. E. Harris, J. E. Field, and A. Kasapi. Dispersive properties of electromagnetically induced transparency, *Phys Rev. A* **46**, 29 (1992)
- [70] A. Kasapi, M. Jain, G. Y. Yin, and S. E. Harris, Electromagnetically Induced Transparency: Propagation Dynamics, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2447 (1995)
- [71] O. Schmidt, R. Wynands, Z. Hussein, and D. Meschede, Steep dispersion and group velocity below $c / 3000$ in coherent population trapping, *Phys. Rev. A* **53**, R27 (1996)
- [72] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, and C. H. Behroozi, Light speed to 17 metres per second in an ultracold atomic gas, *Nature* **397**, 594 (1999)
- [73] M. M. Kash, V. A. Sautenkov¹, A. S. Zibrov, L. Hollberg, George R. Welch, M. D. Lukin, Y. Rostovtsev¹, E. S. Fry, and M. O. Scully, Ultraslow Group Velocity and Enhanced Nonlinear Optical Effects in a Coherently Driven Hot Atomic Gas, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 5229 (1999)
- [74] D. Budker, F. Kimball, S. M. Rochester, and V. V. Yashchuk, Nonlinear Magneto-optics and Reduced Group Velocity of Light in Atomic Vapor with Slow Ground State Relaxation, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1767 (1999)
- [75] D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair, and R. L. Walsworth, Storage of Light in Atomic Vapor, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 783 (2001)
- [76] Ch. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi, L. V. Hau, Observation of coherent optical information storage in anatomic medium using halted light pulses, *Nature* **409**, 493 (2001)
- [77] M. Fleischhauer and M. D. Lukin, Quantum memory for photons: Dark-state polaritons, *Phys. Rev. A*, **65**, 022314 (2002)

- [78] D. Dziczek, B. Ziętek and S. Chwirot, Low-Speed and Suspended Propagation of Light Pulses in Atomic Medium with Electromagnetically Induced Transparency *Acta Phys. Pol. A* **106**, 13 (2004)
- [79] N. S. Ginsberg, S. R. Garner, L. V. Hau, Coherent control of optical information with matter wave dynamics, *Nature* **445**, 623 (2007)
- [80] McGloin, Coherent effects in a driven Vee scheme, *J. Phys. B* **36**, 2861 (2003)
- [81] L. Yang, L. Zhang, X. Li, L. Han, G. Fu, N. B. Manson, D. Suter, C. Wei, Autler-Townes effect in a strongly driven electromagnetically induced transparency resonance, *Phys. Rev. A* **72**, 053801 (2005)
- [82] D. McGloin, D.J. Fulton, M. H. Dunn, Electromagnetically induced transparency in N-level cascade schemes, *Opt. Comm.* **190**, 221 (2001)
- [83] J. Wang, Yifu Zhu, K. J. Jiang and M. S. Zhan, Bichromatic electromagnetically induced transparency in cold rubidium atoms, *Phys. Rev. A* **68**, 063810 (2003)
- [84] X.-M. Hu, J.-H. Zou, X. Li, D. Du and G.-L. Cheng, Amplitude and phase control of trichromatic electromagnetically induced transparency, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **38**, 683 (2005)
- [85] S. Jin, Y. Li, M. Xiao, Hyperfine spectroscopy of highly-excited atomic states based on atomic coherence, *Opt. Commun.* **119**, 90 (1995)
- [86] R.R. Moseley, S. Shepherd, D.J. Fulton, B.D. Sinclair, M.H. Dunn, Two-photon effects in continuous-wave electromagnetically-induced transparency, *Opt. Commun.* **119**, 61 (1995)
- [87] J. Wang, L. B. Kong, X. H. Tu, K. J. Jiang, K. Li, H. W. Xiong, Yifu Zhu, M. S. Zhan, Electromagnetically induced transparency in multi-level cascade scheme of cold rubidium atoms, *Phys. Lett. A* **328**, 437 (2004)
- [88] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc and G. Grynberg, *Atom-Photon Interactions: Basic Processes and Applications*, Wiley, New York (1998)
- [89] L. Allen, J.H. Eberly i K. Rzażewski, *Rezonans optyczny*, PWN, Warszawa (1981)
- [90] K. Kowalski, K. Vaseva, S. Gateva, M. Głódź, L. Petrov, J. Szonert, Laser system for EIT spectroscopy of cold Rb atoms, *Proc. of SPIE* **6604**, 66040K-1-5 (2007)
- [91] C. Salomon, J. Dalibard, W. D. Phillips, A. Clairon and S. Guellati, Laser Cooling of Cesium Atoms Below 3 μ K, *Europhys. Lett.* **12** 683 (1990)
- [92] J-Y. Gao, S-H. Yang, D. Wang, X-Z. Guo, K-X. Chen, Y. Jiang, and B. Zhao, Electromagnetically induced inhibition of two-photon absorption in sodium vapor, *Phys. Rev. A*, **61**, 023401 (2000)

- [93] F. Nez, F. Biraben, R. Felder, Y. Millerioux, Optical frequency determination of the hyperfine components of the $5S_{1/2}$ - $5D_{3/2}$ two photon transitions in rubidium, *Opt. Commun.* **102**, 432 (1993)
- [94] S. D. Badger, I G Hughes and C S Adams, Hyperfine effects in electromagnetically induced transparency, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **34**, L749 (2001)
- [95] D. Voigt, E.C. Schilder, R.J.C. Spreeuw, H.B. van Linden van den Heuvell, Characterization of a high-power tapered semiconductor amplifier, *Appl. Phys. B* **72**, 279 (2001)
- [96] M. S. Safronova, C. J. Williams, and C. W. Clark, Relativistic many-body calculations of electric-dipole matrix elements, lifetimes, and polarizabilities in rubidium, *Phys. Rev. A* **69**, 022509 (2004)
- [97] R. F. Gutterres, C. Amiot, A. Fioretti, C. Gabbanini, M. Mazzoni, and O. Dulieu, Determination of the ^{87}Rb $5p$ state dipole matrix element and radiative lifetime from the photoassociation spectroscopy of the $\text{Rb}_2 0_g^-(P_{3/2})$ long-range state, *Phys. Rev. A* **66**, 024502 (2002)
- [98] A. R. Edmonds, *Angular Momentum in Quantum Mechanics*, Princeton University Press, Princeton, NJ, (1974)
- [99] W obliczeniach symboli $3j$ i $6j$ korzystano z programu *Mathematica* firmy Wolfram Research Inc.
- [100] D. Steck, Rubidium 87 Line Data, <http://steck.us/alkalidata>
- [101] W.S. Letochow, W.P. Czebotajew, *Nieliniowa spektroskopia laserowa*, PWN, Warszawa (1982)
- [102] E. Arimondo, Coherent population trapping, *Prog. Opt.* **35**, 257 (1996)
- [103] J.E. Field, K.H. Hahn, S.E. Harris, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3062 (1991)
- [104] S.A. Hopkins, E. Usadi, H.X. Chen, A.V. Durrant, Electromagnetically induced transparency of laser-cooled rubidium atoms in three-level Λ -type systems *Opt. Comm. Vol.* **138**, 185 (1997)
- [105] Y. Chen, C. Lin, and I. A. Yu, Role of degenerate Zeeman levels in electromagnetically induced transparency, *Phys. Rev. A* **61**, 053805 (2000)
- [106] M. Yan, E. G. Rickey, and Y. Zhu, Electromagnetically induced transparency in cold rubidium atoms, *J. Opt. Soc. Am. B*, **18**, (2001)
- [107] Texas Instruments, nota aplikacyjna: AT90S8515 8-bit Microcontroller with 8K in-system programmable flash
http://www.atmel.com/dyn/resources/prod_documents/DOC0841.PDF

- [108] Texas Instruments, nota aplikacyjna, ADS1110 16-Bit Analog-To-Digital Converter with Onboard Reference, <http://www.ti.com/lit/gpn/ads1110> (2003)
- [109] Texas Instruments, nota aplikacyjna, CD4066B CMOS quad bilateral switch, <http://www.ti.com/lit/gpn/cd4066b> (2003)
- [110] Texas Instruments, nota aplikacyjna INA128 Precision, Low Power Instrumentation Amplifiers <http://www.ti.com/lit/gpn/ina128> (2005)
- [111] Dallas Semiconductor, nota aplikacyjna: DS1267 Dual Digital Potentiometer Chip <http://datasheets.maxim-ic.com/en/ds/DS1267.pdf> (1999)
- [112] Texas Instruments, nota aplikacyjna: ADS7825 4 Channel, 16-Bit Sampling CMOS A/D Converter, <http://www.ti.com/lit/gpn/ads7825> (2000)
- [113] Atmel, nota aplikacyjna, Atmega32 8-bit Microcontroller with 32K in-system programmable flash, http://www.atmel.com/dyn/resources/prod_documents/doc2503.pdf (2002)
- [114] Texas Instruments, nota aplikacyjna: DAC716 16-Bit Digital-to-Analog Converter with Serial Data Interface, <http://www.ti.com/lit/gpn/dac716> (2000)
- [115] K. Singer, S. Jochim, M. Mudrich, A. Mosk, and M. Weidemüller, Low-cost mechanical shutter for light beams, *Rev. Sci. Instr.* **73**, 4402 (2002)