

Krzysztof Kiersnowski

Badanie własności zimnych atomów przy
powierzchni oraz ich modów orbitalnych w
pułapce magnetoptycznej.

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

Kraków 2006

Spis treści

Streszczenie	6
Podziękowania	8
Wprowadzenie	9
1 Siły radiacyjne. Chłodzenie i pułapkowanie atomów	11
1.1 Wstęp	11
1.2 Spontaniczna siła radiacyjna	12
1.3 Pułapka magnetoptyczna	15
1.3.1 Siły pułapkujące.	15
1.3.2 Pole magnetyczne w pułapce magnetoptycznej	16
1.3.3 Ostateczna postać sił w pułapce magnetoptycznej	20
2 Radiacyjne siły worteksowe w pułapce magnetoptycznej	27
2.1 Wstęp	27
2.2 Profil natężenia wiązek laserowych a postać sił pułapki magnetoptycznej.	28
2.3 Siły worteksowe.	32
2.4 Ruch atomów w pułapce magnetoptycznej w obecności radiacyjnych sił worteksowych.	36
3 Teoria lustra optycznego	43
3.1 Wstęp	43
3.2 Radiacyjna siła dipolowa	45
3.3 Radiacyjny potencjał dipolowy dla linii D_1 rubidu 85	47
3.4 Niekoherentne rozpraszanie fotonów podczas odbicia	49
3.5 Oddziaływanie van der Waalsa	53
3.6 Fala zanikająca	54

3.7	Ruch atomu w potencjale lustra optycznego	56
3.8	Swobodna ekspansja chmury zimnych atomów	61
3.9	Efektywna powierzchnia lustra optycznego	62
3.10	Ilość atomów odbitych przez lustro optyczne.	63
4	Badanie własności atomowych modów orbitalnych w pułapce magnetooptrycznej.	65
4.1	Numeryczne obliczenia trajektorii modów orbitalnych	65
4.2	Układ eksperymentalny i przebieg eksperymentu	72
4.3	Zarejestrowane obrazy modów orbitalnych w pułapce	77
4.4	Orbita wielokrotne a efektywne natężenie wiązek laserowych w pułapce MOT	85
4.5	Możliwość przesuwania orbit modów atomowych	89
4.6	Podsumowanie	94
5	Eksperyment z lustrem optycznym	97
5.1	Idea i przebieg eksperymentu	97
5.2	Układ eksperymentalny.	103
5.2.1	Schemat ogólny układu eksperymentalnego.	103
5.2.2	Przesłony elektromagnetyczny.	105
5.2.3	Kamera.	109
5.2.4	Komputerowa karta laboratoryjna.	110
5.2.5	Sterowanie eksperymentem.	111
5.2.6	Pryzmat.	112
5.3	Wyniki eksperymentu	118
5.3.1	Zestawy parametrów układu lustra optycznego	118
5.3.2	Analiza zdjęć cyfrowych rozkładów atomowych	120
5.3.3	Efekt wychłodzenia atomów odbitych od lustra	125
5.3.4	Ilość atomów odbijanych a moc wiązki zanikającej	127
5.3.5	Poszerzone lustro optyczne	129
5.3.6	Współczynnik odbicia atomów w lustrze optycznym	131
5.4	Podsumowanie	132
	Bibliografia	137

Streszczenie

Pierwsza część tej rozprawy dotyczy, mających charakter teoretyczny i eksperymentalny, badań w dziedzinie przestrzennych rozkładów atomów w pułapce magneto optycznej, otrzymywanych wskutek wytworzenia tak zwanych radiacyjnych sił wortexowych. Przy pomocy przesłony możliwa jest zmiana szerokości i mocy jednej z używanych do pułapkowania wiązek laserowych, a tym samym zmiana parametrów orbit atomowych, przypominających kształtem równoległoboki, nazywanych także atomotronami. Obliczenia numeryczne tych orbit (oparte na prezentowanym w tej pracy modelu matematycznym sił wortexowych) wyjaśniły pochodzenie i parametry obserwowanych przestrzennych rozkładów atomów i wykorzystane zostały do zaprezentowania potencjalnych możliwych zastosowań kontrolowania radiacyjnych sił wortexowych, przy pomocy zmian szerokości i mocy wiązek laserowych, wytwarzających siły wortexowe. W drugiej części tej pracy opisano eksperyment w układzie lustro optycznego. Układ eksperymentalny spełniał warunki umożliwiające uzyskanie dobrej jakości wyników ilościowych. Analiza parametrów przestrzennych rozkładów gęstości atomów odbitych od lustro optycznego pozwoliła na otrzymanie informacji charakteryzujących lustro optyczne. Informacje te mogą mieć znaczenie przy planowaniu i wykonywaniu eksperymentów, w których tenże układ lustro optycznego będzie wykorzystywany.

Abstract

The first part of this thesis concerns an experimental and theoretical study of the atomic spatial distributions in a magneto-optical trap generated by means of radiative vortex forces. With a diaphragm it is possible to vary the waist and power of one of the cooling laser beams and change parameters of large-diameter, parallelogram-shaped atomic orbits called atomotrons. The computer simulations of atomic trajectories (based on the mathematical model of the vortex forces) explained the observed spatial structures, and I employed these simulations to present potential applications of controlling radiative vortex forces by means of laser beam waist and power manipula-

tions. In the second part of the dissertation there is described the experiment in the optical mirror set-up. The experimental set-up fulfilled conditions for which the good quality quantitative results were possible. The analysis of the parameters of the spatial density distributions of the reflected atoms enabled to obtain information about some characteristics of the optical mirror used in the experiment. Those data may have practical meaning in the future experiment in which the optical mirror set up will be used.

Podziękowania

Pragnę wyrazić wdzięczność prof. dr hab. Tomaszowi Dohnalikowi za opiekę i pomoc podczas powstawania tej pracy oraz wielką życzliwość.

Dziękuję koledze Tomaszowi Kawalcowi za wspaniałą współpracę podczas pracy nad przeprowadzonymi doświadczeniami.

Wdzięczność kieruję także do mgr inż. Piotra Piątkowskiego, dr Piotra Struskiego (obaj z Zakładu Fizyki Doświadczalnej), dr hab. Jerzego Zachorowskiego, pani Danuty Myrek, dr Marii i Tomasza Brzozowskich, inż. Józefa Flagi, pana Stanisława Pajki oraz wszystkich pracowników i studentów Zakładu Optyki Atomowej oraz Zakładu Fotoniki za pomoc i wspaniałą atmosferę podczas wykonywania tej pracy.

Chciałbym wyrazić także podziękowanie Mojej Żonie oraz mojej Rodzinie wspierających mnie podczas pracy nad doktoratem.

Wprowadzenie

Przewodnymi zagadnieniami badawczymi w grupie prof. dr hab. Tomasza Dohnalika są badania własności atomów blisko powierzchni, przy wykorzystaniu fali zanikającej, oraz spektroskopia molekularna. Możliwość wprowadzenie tych zagadnień w obszar zimnych atomów wiąże się z tematyką tej pracy. Wytworzenie na bazie spontanicznych sił radiacyjnych tzw. radiacyjnych sił worteksowych pozwala na otrzymanie ruchu zimnych atomów po zamkniętych, mających kształt pierścieniowy, trajektoriach. Jak pokazują najnowsze prace w tej dziedzinie, obiekty te - zwane atomotronami - mogą mieć zastosowanie w spektroskopii molekularnej zimnych atomów i stanowią one temat pierwszej części tej pracy. Fala zanikająca i zimne atomy wypełniają drugą część tej pracy. W układzie lustra optycznego radiacyjna siła dipolowa, wytwarzana przy pomocy fali zanikającej, pełni rolę siły odbijającej zimne atomy. Odbicie to a tym samym oddziaływanie atomów z falą zanikającą odbywa się w odległości rzędu kilkuset nanometrów od powierzchni pryzmatu, używanego do wytworzenia fali zanikającej. Podsumowując ten akapit, chce nadmienić, że oba eksperymenty prezentowane w tej pracy wiąże chęć wprowadzenia zagadnień badawczych naszej grupy w dziedzinę zimnych atomów.

Rozdział pierwszy poświęcony jest pochodzeniu i charakterystyce spontanicznej siły radiacyjnej oraz jej zastosowaniu w pułapce magnetoptycznej. W rozdziale tym przedstawiona jest idea działania tej pułapki, ze szczególnym uwzględnieniem charakterystyki pola magnetycznego, którego obecność jest niezbędna do zaistnienia tej pułapki. Informacje te są pomocne przy analizie treści rozdziału drugiego.

W rozdziale drugim przedstawiono elementarną teorię tzw. radiacyjnych sił worteksowych, wytwarzanych w układzie pułapki magnetoptycznej. Po krótkim wprowadzeniu historycznym przedstawiona jest geneza powstawania tych sił, ich własności oraz elementarna charakterystyka rodzaju ruchu

atomów poddanych działaniu tych sił.

Rozdział trzeci opisuje z punktu widzenia teoretycznego zagadnienia związane z analizą układu eksperymentalnego lustro optycznego: falę zanikającą, siłę Van der Waalsa, ekspansję chmury zimnych atomów opadających swobodnie w polu grawitacyjnym, niekoherentne rozpraszanie przez atom fotonów z fali zanikającej. Przedstawione jest pochodzenie radiacyjnej siły dipolowej i postać jej potencjału dla przypadku przejścia atomowego, używanego do wytworzenia sił lustro optycznego, w przeprowadzonym w ramach tej pracy doktorskiej eksperymencie. W rozdziale tym zaprezentowana została idea lustro optycznego oraz opis ruchu atomu w potencjale sił lustro optycznego. Końcowa część rozdziału dotyczy zagadnień związanych z ilością atomów odbijanych przez lustro optyczne.

W rozdziale czwartym opisano eksperyment w którym wytwarzano przy pomocy opisanych w rozdziale drugim sił worteksowych tzw. mody orbitalne zwane także atomotronami. Na wstępie rozdziału przedstawiono informacje na temat układu eksperymentalnego oraz metod numerycznych służących do wykonywania symulacji komputerowych rejestrowanych w eksperymencie przestrzennych rozkładów atomowych. W rozdziale tym przedstawiono obrazy atomotronów wytwarzanych w eksperymencie oraz przedstawiono alternatywną do stosowanych do tej pory metodę ich otrzymywania. Dokonano także porównania parametrów atomotronów otrzymanych z eksperymentu oraz z obliczeń numerycznych. Na zakończenie rozdziału przedstawiono pewne ciekawe własności atomotronów otrzymanych jako wynik symulacji numerycznych, które to własności mogą mieć m.in. znaczenie w eksperymentach w których atomotrony wykorzystuje się do badania zderzeń zimnych atomów lub produkcji w pułapce MOT zimnych molekuł.

Tematem ostatniego rozdziału piątego jest eksperyment przeprowadzony w układzie lustro optycznego. Na wstępie rozdziału dokonano szczegółowego opisu układu eksperymentalnego oraz przebieg eksperymentu. Druga część tego rozdziału poświęcona jest przedstawieniu wyników eksperymentu, które opierają się na pomiarach parametrów chmur atomów, odbijanych od lustro optycznego. Na podstawie tych wyników można było z kolei otrzymać pewne parametry lustro optycznego.

Eksperymenty przedstawione w rozdziałach czwartym i piątym zostały przeprowadzone w Zakładzie Optyki Atomowej, w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie.

Rozdział 1

Siły radiacyjne. Chłodzenie i pułapkowanie atomów

1.1 Wstęp

Obliczenia przeprowadzone przez Maxwella wykazały, że światło przenosi pewien strumień pędu [1]. Doświadczenia przeprowadzone przez Lebedieva [2, 3, 4] oraz Nicolasa i Hull'a [5, 6] na początku dwudziestego wieku potwierdziły, że wspomniany wcześniej strumień pędu, niesiony przez światło, jest źródłem siły działającej na obiekty materialne. Własność tą często określa się mianem ciśnienia światła. Albert Einstein, w pracy [7] z 1917 roku, zwrócił uwagę na kwantowy charakter tej siły i udowodnił, że ciśnienie światła powstaje wskutek przestrzennego ukierunkowania procesu absorpcji światła oraz anizotropowości przestrzennej zjawiska emisji spontanicznej. W roku 1930 Frisch [8] zaobserwował odchylenie toru wiązki atomów sodu, poddanych działaniu wiązki światła, będącego w rezonansie optycznym z atomami. Drugi etap badań w dyskutowanej tutaj dziedzinie zaczyna się wraz z epoką laserów przestrajalnych. Seria prac doświadczalnych [9] przeprowadzonych w pierwszej połowie lat siedemdziesiątych poświęcona była wpływowi rezonansowego światła laserowego na ruch atomów. Udowodniono możliwość odchylenia wiązek atomowych za pomocą siły ciśnienia światła laserowego [10, 11, 12]. W roku 1975 Hansch i Schawlow [13] oraz niezależnie Wine-land i Dehmelt [14] zaproponowali sposób chłodzenia atomów w przestrzeni, przy pomocy układu wiązek laserowych, pozwalających wytworzyć tzw. melasę optyczną, w której to poruszające się atomy doznawały by siły, mającej

charakter siły lepkości, powodującej wytłumianie ich prędkości. Temat ten rozważany był także w sposób teoretyczny w pracach [15, 16]. W doświadczeniach przeprowadzonych pod koniec lat siedemdziesiątych i na początku lat osiemdziesiątych [17, 18, 19] uzyskano modyfikację w rozkładzie prędkości atomów w kierunku wiązki laserowej.

1.2 Spontaniczna siła radiacyjna

Umieszczenie układu dwóch cząstek, posiadających wzajemnie przeciwne co do znaku ładunki elektryczne, w klasycznym polu promieniowania elektromagnetycznego wywołuje pojawienie się elektrycznego momentu dipolowego, przez który układ stara się zminimalizować swoją energię w zewnętrznym polu. Efekt ten jest źródłem tzw. siły radiacyjnej, działającej na omawiany układ cząstek. Siła ta powinna różnić się od tej jaką wywiera pole na trwały elektryczny moment dipolowy oraz od chwilowej siły wywieranej na każdą z cząstek. Rozpatrzmy układ dwóch cząstek związanych ze sobą poprzez siłę \mathbf{F} i posiadających przeciwne co do znaku ładunki elektryczne q i $-q$. Na układ ten oddziałuje fala elektromagnetyczna, opisana przez wektor pola elektrycznego $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ oraz magnetycznego $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$. Równania ruchu obu cząstek mają postać:

$$\begin{aligned} m_1 \frac{d^2 \mathbf{r}_1}{dt^2} &= q \left[\mathbf{E}(\mathbf{r}_1, t) + \frac{d\mathbf{r}_1}{dt} \times \mathbf{B}(\mathbf{r}_1, t) \right] + \mathbf{F}, \\ m_2 \frac{d^2 \mathbf{r}_2}{dt^2} &= -q \left[\mathbf{E}(\mathbf{r}_2, t) + \frac{d\mathbf{r}_2}{dt} \times \mathbf{B}(\mathbf{r}_2, t) \right] - \mathbf{F}. \end{aligned} \quad (1.1)$$

Dokonując separacji wewnętrznego ruchu w układzie cząstek od ruchu jego środka masy \mathbf{r} i wykorzystując równania Maxwella można otrzymać [39] wzór na siłę wywieraną przez falę elektromagnetyczną na cząsteczkę o indukowanym elektrycznym momencie dipolowym \mathbf{d} w postać:

$$\mathbf{F}_{rad} = \sum_{j=x,y,z} d_j \vec{\nabla} E_j(\mathbf{r}, t). \quad (1.2)$$

Kwantowo-mechaniczne równanie Ehrenfesta [30] na \mathbf{F}_{rad} dla atomu opisanego operatorem elektrycznego momentu dipolowego \hat{d} ma postać:

$$\langle \mathbf{F} \rangle_{rad} = \sum_{j=x,y,z} \langle \hat{d}_j \rangle \vec{\nabla} E_j(\mathbf{R}, t). \quad (1.3)$$

Wykorzystując relację na wartość oczekiwaną operatora momentu dipolowego $\langle \hat{\mathbf{d}} \rangle = Tr(\hat{\sigma}, \hat{\mathbf{d}})$, możemy dla atomu dwupoziomowego, oddziaływującego z klasyczną falą elektromagnetyczną $\hat{\mathbf{e}}E_0(\mathbf{R}) \cos(\omega_L t - kz)$ zapisać wzór na $\langle \mathbf{F} \rangle_{rad}$ w postaci [29]:

$$\langle \mathbf{F} \rangle = -(\mathbf{d}_{ge} \cdot \mathbf{e})E_0(\mathbf{R})v_{st}\mathbf{k} + (\mathbf{d}_{ge} \cdot \mathbf{e})u_{st}\vec{\nabla}E_0, \quad (1.4)$$

gdzie u_{st} i v_{st} oznaczają część rzeczywistą i część urojoną elementu macierzo-
wego operatora gęstości $\tilde{\sigma}_{ge}$, liczonego między oboma stanami atomu dwu-
poziomowego. We wzorze tym dokonano także uśrednienia po okresie fali
elektromagnetycznej. Pierwszy człon w tej sile reprezentuje tzw. siłę dy-
sypatywną lub spontaniczną, natomiast drugi tzw. siłę reaktywną lub di-
polową. Siła dysypatywna skierowana jest zgodnie z kierunkiem propagacji
fali. Siłę tę wykorzystuje się do chłodzenia atomów (np. melasa optyczna)
oraz ograniczenia ich ruchu w przestrzeni (np. pułapka magnetoopieczna).
Siła reaktywna lub dipolowa związana jest natomiast z gradientem amplitudy
wektora natężenia pola elektrycznego i właśnie dlatego duże niejednorodno-
ści amplitudy, występujące w silnie zogniskowanych wiązkach laserowych lub
fali zanikającej, pozwalają otrzymywać duże wartości sił dipolowych, wystar-
czające do ograniczania ruchu atomów lub molekuł w przestrzeni (pułapki
dipolowe, lustra optyczne, pułapki powierzchniowe).

Rozwiązując równanie Schrodingera dla operatora macierzy gęstości $\hat{\sigma}$
w przypadku atomu dwupoziomowego, poruszającego się z prędkością v (w
kierunku z) [38, 44] i oddziaływującego z klasyczną falą elektromagnetyczną,
opisaną przez $\hat{\mathbf{e}}E_0(\mathbf{R}) \cos(\omega_L t - kz)$, możemy otrzymać wzór na radiacyjną
siłę spontaniczną w postaci:

$$\langle \mathbf{F}_{sp} \rangle = \left\langle \frac{dN}{dt} \right\rangle_{st} \hbar \mathbf{k}. \quad (1.5)$$

Wielkość $\langle dN/dt \rangle_{st}$ oznaczająca średnią liczbę fotonów absorbowanych w jed-
nostce czasu przez atom będący w stanie stacjonarnym, wyraża się wzorem:

$$\left\langle \frac{dN}{dt} \right\rangle_{st} = \hbar \mathbf{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + [(\omega_L - \omega_0 - kv) / (\Gamma/2)]^2}, \quad (1.6)$$

gdzie I/I_s wyraża natężenie fali elektromagnetycznej, w jednostkach natę-
żenia nasycenia I_s , Γ przedstawia szerokość naturalną przejścia atomowego,
natomiast $\Delta = \omega_L - \omega_0$ opisuje odstrojenie częstości padającego promienio-
wania od częstości przejścia atomowego. Fizyczna interpretacja ostatniego

wyrażenia jest bardzo klarowna. Foton padający na atom przekazuje mu pęd $\hbar\mathbf{k}$ podczas aktu absorpcji. Zmiana pędu atomu w jednostce czasu (czyli siła!) wyraża się więc poprzez ilość aktów zmiany pędów zachodzących w jednostce czasu razy wartość zmiany pędu podczas jednego aktu. Atom, który znajduje się w stanie wzbudzonym, po otrzymaniu porcji pędu $\hbar\mathbf{k}$ powraca do stanu podstawowego poprzez akt emisji spontanicznej. Kluczową sprawą jest, że pęd uzyskany podczas tego aktu ma zupełnie przypadkowy kierunek, a więc jego wartość uśredniona po wielu aktach emisji redukuje się do zera. Ścisłe ukierunkowanie przestrzenne aktu absorpcji oraz pełna izotropowość przestrzenna aktu emisji spontanicznej pozwala uzyskać efekt wypadkowego przekazu pędu do atomu w kierunku rozchodzenia się promieniowania, a tym samym istnienia siły działającej na atom. Gdyby zamiast aktu emisji spontanicznej deekscytacja atomu odbywała się wskutek ukierunkowanego przestrzennie aktu emisji wymuszonej, całkowity przekaz pędu wynosiłby zero. Dlatego siłę powstającą w opisanym tutaj sposób nazywamy siłą spontaniczną, gdyż jej istnienie jest związane z aktami emisji spontanicznej. Wzór 1.5 opisuje pewną siłę uśrednioną, którą otrzymujemy biorąc pod uwagę wartość oczekiwaną operatora elektrycznego momentu dipolowego oraz dokonując uśrednienia po okresie oscylacji fali. W układzie dwóch przeciwbieżnych wiązek laserowych, działających na atom siłami opisanymi wzorem 1.5, możemy otrzymać siłę spontaniczną, mającą charakter siły tarcia, która będzie proporcjonalna do prędkości atomu. Siła ta będzie powodowała zmniejszanie się średniej wartości pędu atomów w kierunku jej działania, czyli będzie powodowała ich chłodzenie. Zastosowanie takich sił w trzech wymiarach powoduje powstanie tzw. melasy optycznej, której użycie do chłodzenia atomów zostało po raz pierwszy zaproponowane w pracach [13, 14] a zrealizowane w 1985 w grupie Bell Laboratories [20].

Ze względu na istnienie elementu przypadkowości w kwantowych procesach aktu emisji i absorpcji fotonów, należy przy opisie oddziaływania atomu z falą elektromagnetyczną, uwzględnić oprócz przedstawionej wcześniej siły spontanicznej pewien człon opisujący fluktuacje tejże siły wokół jej wartości średniej. Fluktuacje takie będą powodować pojawienie się pewnego rozmycia (dyspersji) średniej wartości pędu atomów, co możemy nazwać grzaniem. Można powiedzieć, że atomy uzyskują pewną temperaturę wskutek ustalenia się równowagi między tempem chłodzenia (siła spontaniczna) a tempem grzania (fluktuacje tej siły). Więcej na temat aspektów chłodzenia atomów w melasie optycznej oraz tak zwanego chłodzenia subdopplerowskiego i innych

metod chłodzenia można znaleźć m.in. w [23, 24, 25, 26, 27, 28, 33, 34]

1.3 Pułapka magnetoptyczna

1.3.1 Siły pułapkujące.

Działanie radiacyjnych sił spontanicznych, zależnych od prędkości atomów (chłodzenie w melasie optycznej), powoduje tłumienie pędów atomowych, a tym samym chłodzenie atomów. Siły te jednak nie są w stanie doprowadzić do ograniczenia położenia atomów w niewielkim, określonym obszarze przestrzeni. Aby to osiągnąć należy dodać do sił występujących w melasie optycznej dodatkową siłę, zależną od położenia. Załóżmy, że dodajemy dodatkową siłę w układzie melasy optycznej, w chwili gdy ustala się równowaga między chłodzeniem, spowodowanym siłą spontaniczną a grzaniem spowodowanym fluktuacjami tej siły. W sytuacji takiej atomy charakteryzują się pewną średnią energią kinetyczną. Sytuację tą możemy porównać do cząstki swobodnej, posiadającej ustaloną energię kinetyczną. Cząstka taka nie może być ograniczona w przestrzeni. Pojawienie się dodatkowej energii potencjalnej $U(z)$, związanej z siłą działającą na cząstkę, umożliwi ograniczenie ruchu w przestrzeni pod warunkiem, że $U(z)$ będzie posiadała minimum dla pewnej wartości współrzędnej z .

Siła spontaniczna w melasie optycznej działająca w jednym kierunku może być zapisana w postaci sumy dwóch członów:

$$F_z = \frac{F_0}{M + (-|\Delta| - kv)^2} - \frac{F_0}{M + (-|\Delta| + kv)^2}.$$

W przypadku małych prędkości możliwe jest dokonanie rozwinięcia obu członów w szereg Taylora, z uwzględnieniem tylko zerowego i pierwszego elementu tego szeregu:

$$\frac{F_0}{M + (-|\Delta| - kv)^2} \approx \frac{F_0}{M + \Delta^2} - \frac{2\Delta k F_0}{[M + \Delta^2]^2} v, \quad (1.7)$$

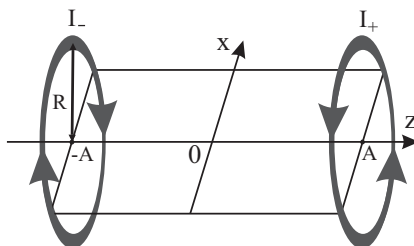
$$-\frac{F_0}{M + (-|\Delta| + kv)^2} \approx -\frac{F_0}{M + \Delta^2} - \frac{2\Delta k F_0}{[M + \Delta^2]^2} v. \quad (1.8)$$

Pozwala to zapisać siłę F_z w postaci zależności liniowej $F_z = -\beta v$. Przedstawione tutaj przybliżenie ukazuje sposób otrzymania dodatkowego członu liniowego w sile F_z , zależnego od położenia, który pozwoli ograniczyć ruch

atomów w przestrzeni. Człon taki można otrzymać gdy mianowniki składowych wektorów sił przekształci się do postaci $M + (-|\Delta| \pm kv \pm bz)^2$ i zapewni się warunki pozwalające na rozwinięcia, analogiczne do 1.7 i 1.8 - w tym przypadku względem współrzędnej z . W celu otrzymania żądanej postaci omawianych tutaj mianowników można wykorzystać zjawisko Zeemana [35], pozwalające na wprowadzenie liniowej zależności między częstotliwością rezonansową przejścia atomowego a współrzędną z , w postaci $\omega_0(z) = \omega_0 \pm bz$, w przypadku umieszczenia atomów w jednorodnym polu magnetycznym o wektorze indukcji \mathbf{B} , zgodnym z kierunkiem osi z .

1.3.2 Pole magnetyczne w pułapce magnetoptycznej

W celu otrzymania określonej konfiguracji pola magnetycznego w pułapce magnetoptycznej wykorzystuje się układ dwóch cewek o promieniu R , umieszczonych w pewnej odległości $2A$ od siebie, w których prąd płynie w przeciwnych stronach (rysunek 1.1). Gdy prądy płynące w cewkach mają tę samą cyrkulację



Rysunek 1.1: Układ cewek w tzw. konfiguracji antyhelmholtzowskiej. Ze względu na symetrię układu względem osi z opis pola magnetycznego może być dokonany w zaznaczonej na rysunku płaszczyźnie zx . Opis trójwymiarowy dostaje się poprzez obrót płaszczyzny zx wokół osi z

cje to otrzymywane w takim układzie pole jest jednorodne na osi przechodzącej przez środki obu cewek, w połowie odległości między nimi. Jak wygląda pole magnetyczne wytworzone przez wspomniany układ cewek w konfiguracji przeciwnych prądów? Wykorzystując wzór Biot-Savarta, można znaleźć postać wektora indukcji magnetycznej $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ pochodzącego od każdej z cewek. Ze względu na symetrię cylindryczną występującą w tym układzie, składowe wektora indukcji magnetycznej wygodnie jest przedstawić we współrzędnych cylindrycznych (B_z, B_ρ, B_φ) , gdzie ostatnia ze składowych przyjmuje wartość zerową. Poniższe formuły przedstawiają składowe B_z, B_ρ w dowolnym

punkcie przestrzeni [36]:

$$B_z(z, \rho, A) = \frac{\mu I}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{g_+}} [K(\kappa) + E(\kappa)G_-], \quad (1.9)$$

$$B_\rho(z, \rho, A) = \frac{\mu I}{2\pi\rho} \frac{z - A}{\sqrt{g_+}} [-K(\kappa) + E(\kappa)G_+], \quad (1.10)$$

gdzie

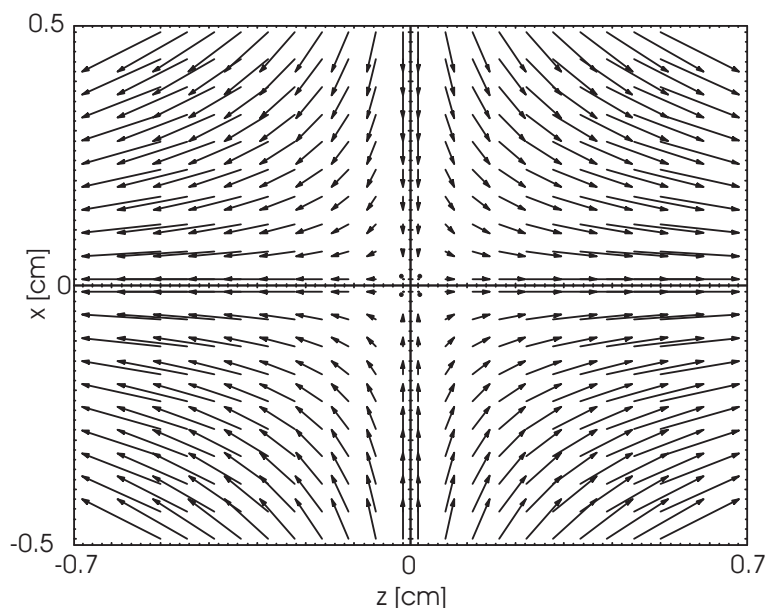
$$g_\pm = (R \pm \rho)^2 + (z - A)^2, \quad G_\pm = [R^2 \pm \rho^2 \pm (z - A)^2]/g_\pm, \quad \kappa = 4R\rho/g_+$$

oznaczają pewne czynniki geometryczne, I oznacza prąd płynący w cewce, A oznacza położenie cewki na osi z , natomiast $K(\kappa)$ i $E(\kappa)$ oznaczają całki eliptyczne, których postać można znaleźć np. przy pomocy programu *Matematica*. W mieszanym układzie jednostek: Amper, cm, Gauss, przenikalność magnetyczna próżni μ wynosi $\mu = 4\pi/10$. Pole magnetyczne na osi z , pochodzące od dwóch cewek znajdujących się w położeniach A i $-A$ oraz mających n zwojów, można wyrazić w postaci:

$$B_{z,\rho}(z, \rho) = n[B_{z,\rho}(z, \rho, A) - B_{z,\rho}(z, \rho, -A)]. \quad (1.11)$$

Ze względu na symetrię względem obrotu wokół osi z , pole \mathbf{B} można przedstawiać we współrzędnych prostokątnych, gdzie kierunek x odpowiada współrzędnej ρ . Rysunek 1.2 ilustruje geometrię tego pola przy określonym kierunku przepływu prądu w cewkach. Ten i następne wykresy charakteryzujące pole zostały wykonane dla parametrów układu cewek, będących źródłem pola magnetycznego w wykorzystywanym przez mnie układzie pułapki magnetoptycznej: $A = 4.12$ cm; $R = 6.6$ cm; $I = 1.3$ A oraz $n = 280$. Wracając do analizy rysunku 1.2 zauważamy, że zerowa wartość pola znajduje się na osi z , w połowie odległości między cewkami. Wychodząc z tego punktu i poruszając się w dowolnym kierunku na zewnątrz zauważamy, że pole zaczyna przyjmować coraz to większe wartości. Można pokazać, że składowa B_z wzrasta dwa razy szybciej niż składowa B_ρ . Na rysunkach 1.3a oraz 1.3b widoczne są obszary liniowości pola wokół centrum układu. Wykresy wartości obu składowych zostały przedstawione w obszarze o szerokości 2 cm wokół centrum w obu kierunkach z i x . Potwierdzają one, że B_z i B_x zmieniają się w tym obszarze liniowo wraz z odległością i można je zapisać w postaci:

$$B_z = \frac{\partial B}{\partial z} z, \quad B_x = -\frac{1}{2} \frac{\partial B}{\partial z} x.$$



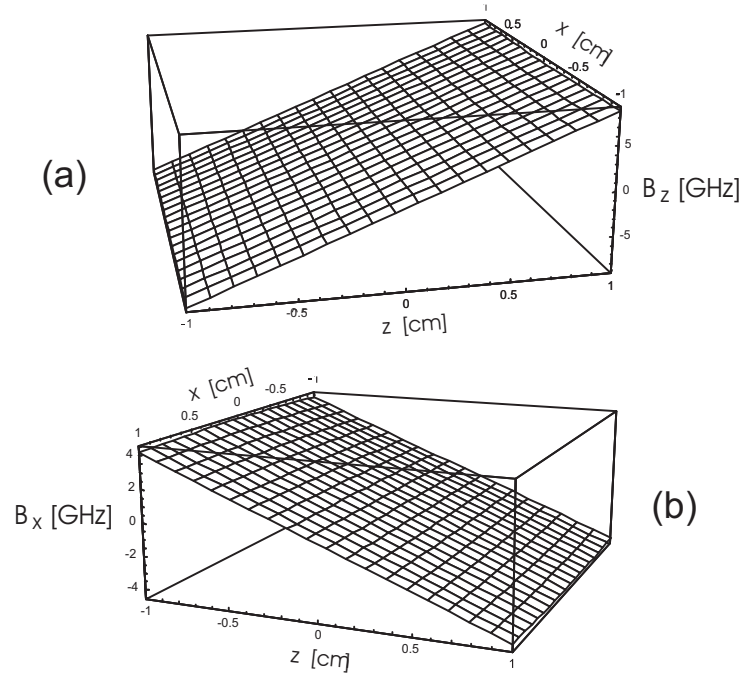
Rysunek 1.2: Rozkład wektora indukcji magnetycznej \mathbf{B} w zaznaczonej na rysunku 1.1 płaszczyźnie zx . Wykres otrzymano na podstawie wzorów 1.9, 1.10 oraz 1.11, gdzie współrzędną ρ zastąpiono współrzędną x .

Opierając się na tej wiedzy, możemy we wzorach na siły działające w pułapce magnetoptycznej przedstawiać wartości pola \mathbf{B} w postaci liniowej. **Jak widać stosowalność tych wzorów rozciąga się na względnie duży obszar wokół centrum pułapki, co jest szczególnie ważne przy opisie przestrzennych rozkładów atomów w pułapce magnetoptycznej w obecności przedstawianych w dalszej części tej pracy tzw. radiacyjnych sił wrotkowych.**

W opisanym tutaj układzie cewek możliwe jest przesuwanie wzdłuż osi z położenia dla którego pole przyjmuje wartość zero. Efekt ten uzyskuje się przez zastosowanie różnych co do wartości prądów, przepływających przez cewki. W celu otrzymania analitycznego wyrażenia na to przesunięcie rozważmy postać pola B_z na osi z , pochodzącego od cewki położonej w punkcie $z = A$, w której prąd płynie tak jak to pokazano na rysunku 1.1:

$$B_z(z) = \frac{\mu R^2 n I_+}{2 [R^2 + (z - A)^2]^{3/2}}.$$

Warunek na zerową wartość pola pochodzącego od obu cewek można zapisać



Rysunek 1.3: Przestrzenne zmiany składowych wektora indukcji magnetycznej \mathbf{B} wokół środka układu. Wykresy otrzymano na podstawie wzorów 1.9, 1.10 oraz 1.11.

w postaci równania:

$$\frac{I_+^{2/3}}{R^2 + (z - A)^2} = \frac{I_-^{2/3}}{R^2 + (z + A)^2},$$

gdzie I_- oznacza prąd płynący w cewce położonej w $z = -A$. Rozwiązując to równanie otrzymujemy wzór na przesunięcie położenia wartości zerowej pola:

$$\Delta z = \frac{1}{d_-} \left[-Ad_+ - \sqrt{mA^2 - d_-R^2} \right], \quad (1.12)$$

gdzie d_- , d_+ i m oznaczają współczynniki prądowe postaci:

$$d_{\pm} = (I_+ + \Delta I)^{2/3} \pm I_+^{2/3}, \quad m = [(I_+ + \Delta I)I_+]^{2/3}, \quad \Delta I = I_- - I_+.$$

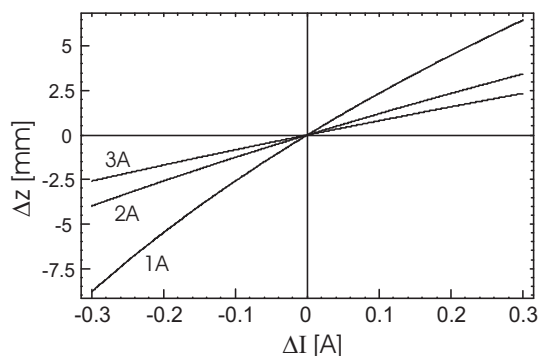
Różnica prądów płynących w obu cewkach została wybrana w taki sposób, aby przesunięcie Δz miało ten sam znak co ΔI . Jest to zgodne z prostą interpretacją efektu przesunięcia. Cewka w której płynie mniejszy prąd "przyciąga" w swoim kierunku zerową wartość pola, co jest związane z koniecznością skompensowania mniejszej wartości prądu przez zwiększenie wartości

współczynnika geometrycznego, występującego we wzorze na B_z . Należy zauważyć, że wartość przesunięcia zależy nie tylko od różnicy prądów płynących w obu cewkach ale także ich wartości oraz od rozmiarów cewek i ich wzajemnej odległości. Rysunek 1.4 przedstawia przesunięcie Δz jako funkcję ΔI dla trzech różnych prądów I_+ . Przy danej różnicy prądów wielkość przesunięcia Δz wzrasta wraz z malejącą wartością prądu w obu cewkach. Efekt przesunięcia (jak łatwo się domyśleć) zależy więc od względnej różnicy prądów cewek $\Delta I/I_+$.

Przy opisie siły działającej w pułapce magnetoptycznej potrzebna będzie wartość gradientu pola, którą znajdujemy ze wzorów na postać pola B_z na osi z [31]:

$$\left| \frac{\partial B}{\partial z} \right| [Gs/cm] = \frac{3\alpha n A R^2}{(R^2 + A^2)^{5/2}} I [A], \quad (1.13)$$

gdzie $\alpha = 1.2566 Gs \cdot cm/A$.



Rysunek 1.4: Wykres ilustrujący zmiany położenia zerowej wartości indukcji magnetycznej dla układu cewek z rysunku 1.1 w zależności od różnicy prądów płynących w obu cewkach dla trzech wartości prądu I_+ .

1.3.3 Ostateczna postać sił w pułapce magnetoptycznej

Treść paragrafu 1.3.1 wyjaśnia nazwę omawianej tutaj pułapki. Ponieważ w celu otrzymania siły pułapkującej wykorzystuje się wiązki światła oraz pole magnetyczne potrzebne do otrzymania efektu Zeemana, dlatego nazwa: pułapka magnetoptyczna (ang. Magneto Optical Trap - MOT). Pomysł tej pułapki został przedstawiony przez J. Dalibarda w 1985 [21] i po raz pierwszy zrealizowany eksperymentalnie przez E. M. Prentissa et al [22]. W celu

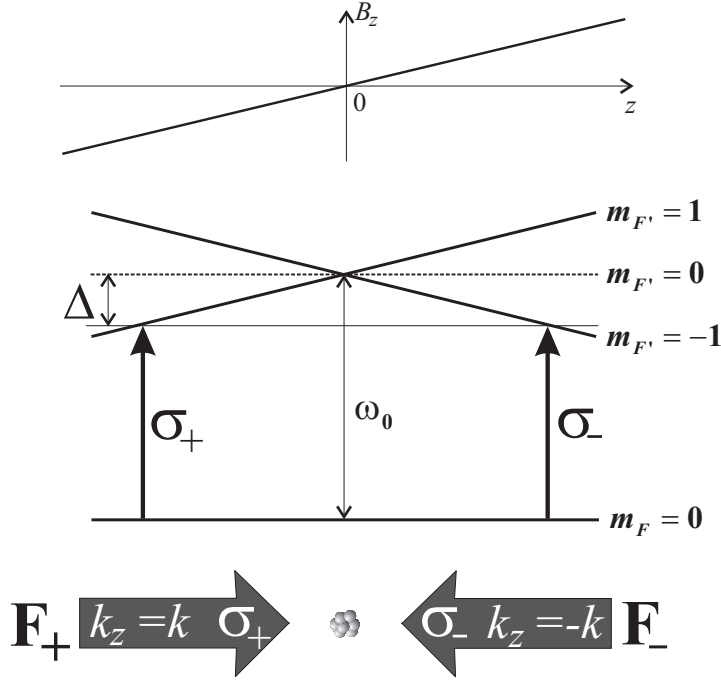
zrealizowania idei przedstawionej w paragrafie 1.3.1 należy odwołać się do znanych faktów związanych ze zjawiskiem Zeemana. Wykorzystując układ cewek opisany szczegółowo w poprzednim paragrafie, możemy uzyskać liniowo zmieniające się (wraz ze współrzędną z) wartości energii podpoziomów magnetycznych (zeemanowskich) o tej samej wartości liczby kwantowej F . Rozpatrzmy układ dwupoziomowy, który w stanie podstawowym $|F = 0, m_F\rangle$ posiada tylko jeden poziom zeemanowski o wartości magnetycznej liczby kwantowej $m_F = 0$, natomiast stan wzbudzony $|F' = 1, m_{F'}\rangle$ posiada trzy poziomy zeemanowskie o wartościach magnetycznych liczb kwantowych: $m_{F'} = -1, 0, +1$. Na rysunku 1.5 przedstawiono schemat poziomów energetycznych dla wspomnianego układu, w polu magnetycznym pokazanym w górnej części tego rysunku. Częstość rezonansowa przejścia $F = 0, m_F = 0 \rightarrow F' = 1, m_{F'} = 1$ ma postać $\omega_0(z) = \omega_0 + bz$, natomiast przejścia $F = 0, m_F = 0 \rightarrow F' = 1, m_{F'} = -1$ wyraża się przez $\omega_0(z) = \omega_0 - bz$. Występujący w pokazanych zależnościach współczynnik b w ogólnym przypadku wyraża się przez:

$$b = (\mu_B/\hbar) (g'_F m'_{F'} - g_F m_F) (\partial B_z / \partial z), \quad (1.14)$$

gdzie g'_F i g_F wyrażają czynniki Landego odpowiednio poziomu wzbudzonego i podstawowego, natomiast μ_B oznacza magneton Bohra. Wiedząc jak zmienia się częstość rezonansowa dla danego przejścia wraz ze zmianą współrzędnej z oraz wykorzystując wzory 1.7 oraz 1.8 wnioskujemy, że aby wytworzyć siłę pułapkującą konieczne jest zastosowanie wiązek laserowych o polaryzacjach kołowych, w konfiguracji pokazanej na rysunku 1.5. Faktycznie, wiązka o polaryzacji $\sigma-$ biegnąc przeciwnie do osi układu współrzędnych wytworzy składową wektora siły ze znakiem minus, której mianownik zawiera w wyrażeniu z kwadratem znak plus (światło o polaryzacji $\sigma-$ powoduje przejście $F = 0, m_F = 0 \rightarrow F' = 1, m_{F'} = -1$). Z kolei wiązka o polaryzacji $\sigma+$ biegnąc zgodnie z osią z wytworzy składową wektora siły ze znakiem plus, której mianownik w wyrażeniu z kwadratem zawiera znak minus (światło o polaryzacji $\sigma+$ powoduje przejście $F = 0, m_F = 0 \rightarrow F' = 1, m_{F'} = 1$). Siły spontaniczne pochodzące od obu wiązek można zapisać w postaci wektorowej jako:

$$\mathbf{F}_{\sigma+} = \mathbf{k}_{\sigma+} \frac{\hbar\Gamma}{2} \frac{I_z/I_s}{1 + I_c + [(\Delta - \mathbf{k}_{\sigma+} \cdot \mathbf{v} - |b|z)/(\Gamma/2)]^2},$$

$$\mathbf{F}_{\sigma-} = \mathbf{k}_{\sigma-} \frac{\hbar\Gamma}{2} \frac{I_z/I_s}{1 + I_c + [(\Delta - \mathbf{k}_{\sigma-} \cdot \mathbf{v} + |b|z)/(\Gamma/2)]^2}.$$



Rysunek 1.5: Schemat układu sił spontanicznych działających w pułapce magneto-optycznej wzdłuż kierunku z . Uwidocznione zostały parametry przeciwbieżnych wiązek laserowych (składowa wektora falowego na osi z oraz polaryzacja), tworzących układ sił F_+ i F_- . Przedstawiony został także układ poziomów energetycznych w atomie w obecności pola magnetycznego, którego postać wzdłuż osi z pokazana jest w górnej części rysunku.

Rzutuując obie siły na oś z i dodając je dostajemy postać siły działającej w jednym wymiarze w pułapce magneto-optycznej jako:

$$F_z = k \frac{\hbar\Gamma}{2} \frac{I_z/I_s}{1 + I_c + \left(\frac{\Delta - kv_z - |b|z}{\Gamma/2}\right)^2} - k \frac{\hbar\Gamma}{2} \frac{I_z/I_s}{1 + I_c + \left(\frac{\Delta + kv_z + |b|z}{\Gamma/2}\right)^2}. \quad (1.15)$$

Wielkość występująca w mianowniku wyrażen na siły I_c oznacza całkowite natężenie, wytwarzane przez wszystkie wiązki laserowe, które są obecne w pułapce. Jest to bowiem wielkość, będąca miarą nasycenia przejścia atomowego, wykorzystywanego do wytwarzania sił radiacyjnych.

Rozważania, dotyczące możliwej postaci sił pułapkujących, rozpoczynające ten rozdział, zaczęły się od wniosku, że siła pułapkująca powinna mieć charakter siły oscylatorowej $-\kappa z$. Zgodnie ze wzorami 1.7 oraz 1.8 dla $|b|z$ oraz kv znacznie mniejszego niż Δ można dokonać przybliżenia oscylatoro-

wego na siłę ze wzoru 1.15 w postaci:

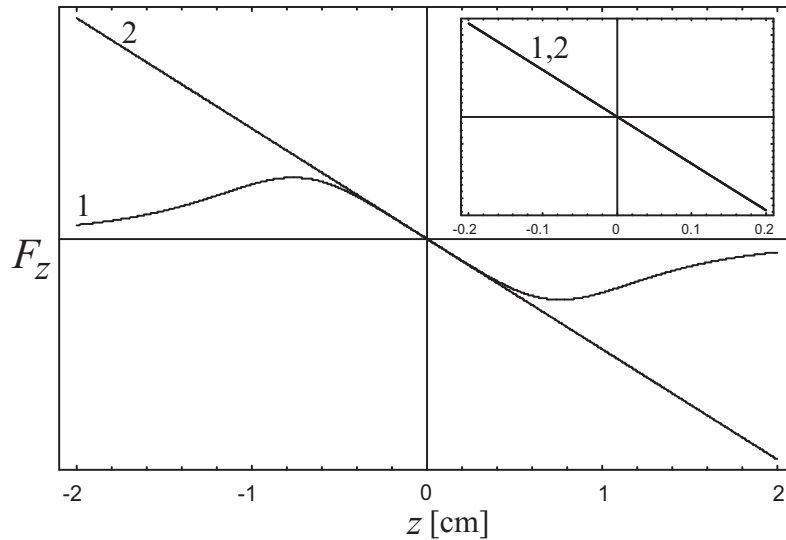
$$F_z \approx -\kappa z - \beta v_z, \quad (1.16)$$

gdzie współczynnik sprężystości κ oraz współczynnik tłumienia (lub tarcia) β wyrażają się następującymi wzorami:

$$\kappa = 8\hbar k |b| \frac{|\Delta|}{\Gamma} \frac{I_z/I_s}{[1 + I_c + (2\Delta/\Gamma)^2]^2}, \quad (1.17)$$

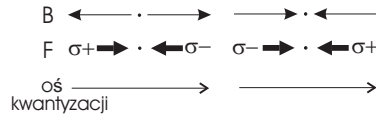
$$\beta = 8\hbar k^2 \frac{|\Delta|}{\Gamma} \frac{I_z/I_s}{[1 + I_c + (2\Delta/\Gamma)^2]^2}. \quad (1.18)$$

Rysunek 1.6 przedstawia wykres siły ze wzoru 1.15 oraz jej przybliżenia oscylatorowego dla ustalonej prędkości. Wykresy zostały wykonane dla standardowych warunków występujących w pułapce magnetoptycznej. Widać obszar stosowalności przybliżenia oscylatorowego, który rozciąga się na ponad 4 mm od środka pułapki. W obszarze tym siła pułapki magnetoptycznej ma charakter siły oscylatora harmonicznego tłumionego o częstotliwości oscylatorowej $\Omega_0 = \sqrt{\kappa/m}$, gdzie m oznacza masę atomu. W celu ograniczenia



Rysunek 1.6: Wykres przedstawiający siłę działającą na atom w pułapce magnetoptycznej w kierunku z . Krzywa oznaczona cyfrą 1 przedstawia pełną postać siły otrzymaną na podstawie wzoru 1.15, natomiast krzywa oznaczona cyfrą 2 przedstawia przybliżenie oscylatorowe (wzory 1.16, 1.17 oraz 1.18).

ruchu atomów w trzech wymiarach należy zastosować opisany w tym paragrafie układ sił spontanicznych do trzech wzajemnie prostopadłych kierunków w przestrzeni. Zazwyczaj kierunki te wyznacza konfiguracja cewek wytwarzających pole magnetyczne, opisane w paragrafie 1.3.2. Jedna para wiązek o przeciwnych polaryzacjach jest umieszczona na osi z a dwie pozostałe w płaszczyźnie prostopadłej do osi cewek. Zależności zachodzące między kierunkiem pola magnetycznego, konfiguracją wiązek laserowych a osią kwantyzacji momentu pędu atomowego (osią współrzędnych z), dla dwóch przeciwnych co do znaku gradientów pola magnetycznego przedstawia rysunek 1.7. Patrząc na rysunek 1.5 oraz wzór 1.15 widać, że zmiana znaku

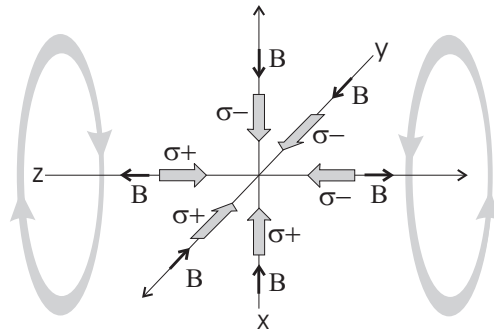


Rysunek 1.7: Związki występujące między kierunkiem pola magnetycznego, konfiguracją sił magnetoptycznych i osią kwantyzacji rzutu składowej atomowego momentu pędu M_z . Oś tą przyjmujemy jako oś układu współrzędnych z przy zapisie siły magnetoptycznej.

gradientu pola magnetycznego wymaga zamiany położeń wiązek $\sigma+$ i $\sigma-$ w celu otrzymania ponownie układu sił jak we wzorze 1.15, gdy chcemy aby oś układu współrzędnych miała ten sam kierunek jak dla przypadku z rysunku 1.5. Należy zaznaczyć, że wybór osi kwantyzacji jest jednoznacznie określony po wyborze znaku gradientu pola oraz pozycji wiązek o określonych polaryzacjach. Rysunek 1.8 przedstawia trójwymiarową konfigurację wiązek laserowych pułapki magnetoptycznej. Położenia wiązek o polaryzacjach $\sigma+$ i $\sigma-$ dla danego kierunku zostały tak wybrane, aby wyznaczony w ten sposób układ osi współrzędnych odtwarzał stosowany w większości przypadków prawoskrętny układ xyz . Składowe siły pułapkującej w układzie xyz można zapisać ogólnie jako:

$$F_{x_i} = F_0 \frac{I_{x_i}/I_s}{1 + I_c + \left(\frac{\Delta - kv_{x_i} - x_i|b_i|}{\Gamma/2}\right)^2} - F_0 \frac{I_{x_i}/I_s}{1 + I_c + \left(\frac{\Delta + kv_{x_i} + x_i|b_i|}{\Gamma/2}\right)^2}, \quad (1.19)$$

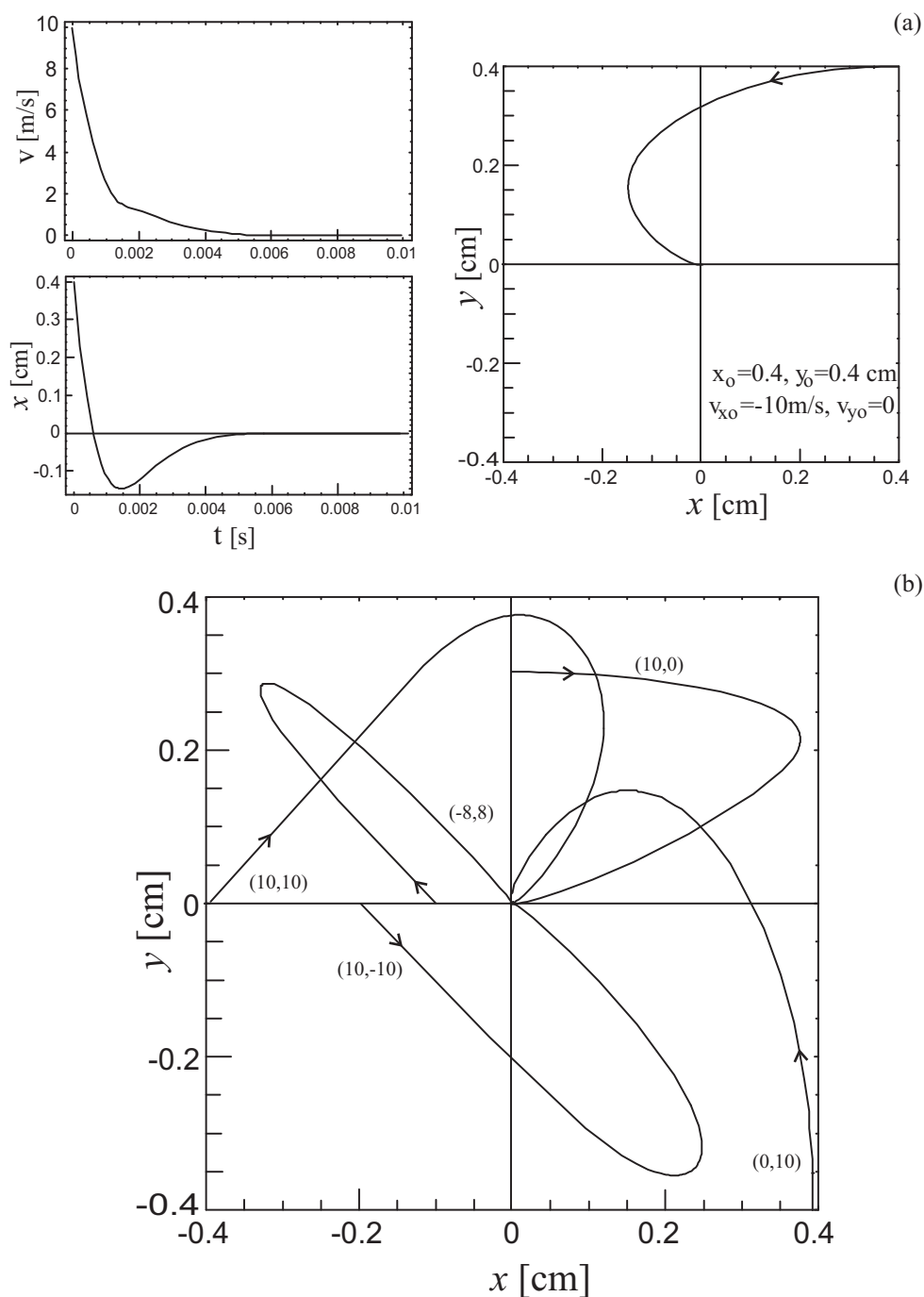
gdzie $i = x, y, z$, $b_i = b$ dla $i = z$; $b_i = b/2$ dla $i = x, y$, $I_c = 2I_x + 2I_y + 2I_z$, oraz $F_0 = \hbar k \Gamma/2$. Rysunek 1.9 przedstawia symulacje ukazujące działanie siły pułapkującej (wzór 1.19) na atomy znajdujące się (można je też uważać



Rysunek 1.8: Układ sześciu wiązek laserowych w pułapce magnetooptrycznej przy określonej konfiguracji przestrzennej pola magnetycznego, którego wektor indukcji magnetycznej został przedstawiony w postaci czarnych strzałek. Zaznaczone zostały polaryzacje poszczególnych wiązek laserowych, położenia cewek gradientowych (wytwarzających pole magnetyczne) oraz kierunki przepływu prądu w cewkach.

za przebiegające) wokół centrum pułapki. W części (a) tegoż rysunku pokazana jest trajektoria atomu w płaszczyźnie xy . W symulacjach tych przyjęto, że poruszający się atom znajduje się zawsze w płaszczyźnie $z = 0$, co nie wpływa na ograniczoność prezentowanych tutaj rozważań. Obok trajektorii atomu, zilustrowana jest zależność $x(t)$ oraz moduł jego prędkości $v(t)$. Analizując trajektorię atomu oraz wzór 1.16 zauważamy, że w warunkach jakie panują podczas eksperymentów z pułapkami magnetooptrycznymi (a tak zostały dobrane parametry symulacji) trajektoria atomu ma charakter trajektorii dwuwymiarowego oscylatora przetłumionego z charakterystycznym czasem tłumienia $\eta = 2\beta/M\omega_p^2$, wynoszącym kilka milisekund, co potwierdza analiza rysunku 1.9.

Więcej informacji na temat chłodzenia i pułapkowania atomów można znaleźć m.in. w pracach przeglądowych [23, 33, 38, 39, 40, 41, 42, 43, 44].



Rysunek 1.9: Trajektorie atomów poddanych działaniu pułapkującej siły magnetoptycznej. W części (a) przedstawiono trajektorie atomu lecącego poziomo w lewo z prędkością początkową 10 m/s. Obok obrazu trajektorii znajduje się wykres składowej x wektora położenia w zależności od czasu oraz wykres modułu wektora prędkości także jako funkcji czasu. W części (b) przedstawiono trajektorię atomów startujących z różnych punktów początkowych. Obok każdej z trajektorii przedstawione są współrzędne prędkości początkowej atomu w m/s.

Rozdział 2

Radiacyjne siły worteksowe w pułapce magnetoptycznej

2.1 Wstęp

Dwie pary wiązek układu pułapki magnetoptycznej, charakteryzujące się tym, że przeciwbieżnie biegnące wiązki nie pokrywają się, wytwarzają tak zwane radiacyjne siły worteksowe (ang. radiative vortex forces), które są odpowiedzialne za powstawanie przestrzennych rozkładów zimnych atomów w pułapce. Rozkłady te mają charakter pierścieni, których środki pokrywają się z centrum pułapki. Obecność wspomnianych tutaj sił worteksowych zmusza atomy do ruchu po zamkniętych orbitach, które z kolei odpowiadają za obserwowane pierścieniowe rozkłady przestrzenne atomów. Obiekty tego typu będą dalej w tej pracy nazywane także modami orbitalnymi w pułapce magnetoptycznej. Istnienie tych modów (atomy cezu) zostało po raz pierwszy przedstawione w pracy [45]. Ze względu na bardzo duże gęstości atomów występujące w tym eksperymencie, oprócz wspomnianych tutaj sił worteksowych w tworzeniu modów orbitalnych brały udział także tak zwane siły uwięzionego promieniowania (ang. Radiation Trapping Forces RTF) [45]. Możliwość istnienia opisywanych tutaj obiektów pierścieniowych w reżimie małych gęstości atomowych została pokazana w pracach [46, 47]. Modele teoretyczne wyjaśniające istnienie i własności prezentowanych tam przestrzennych rozkładów atomowych zostały oparte jedynie na istnieniu radiacyjnych sił worteksowych. W publikacji [47], będącej niejako kontynuacją prac [45] i [46], zbadana została zależność między ilością atomów tworzących

obiekt pierścieniowy a średnicą tegoż obiektu. Pozwoliło to na udowodnienie, że istnieje zakres gęstości atomowych dla którego promień orbity atomowej nie zmienia się. Ponieważ wspomniane już siły uwięzionego promieniowania związane są z ilością atomów, znajdujących się w pułapce, wynika z tego, że dla pewnego zakresu gęstości atomowych siły RTF zaniedbuje się i w modelu opisującym ruch atomów można uwzględniać tylko siły worteksowe. W pracach [46, 47] używano pojęcia tak zwanych sił worteksowych zależnych od położenia (ang. Coordinate Dependent Vortex Forces: CDVF). Model ten otrzymuje się poprzez dokonanie przybliżenia oscylatorowego na występujących tam radiacyjnych siłach spontanicznych w przypadku gdy przeciwbieżne wiązki laserowe są przesunięte względem siebie. W kolejnych pracach z tej dziedziny [48] pokazano możliwość otrzymania obiektów składających się z dwóch współśrodkowych pierścieni oraz zbadano wpływ fluktuacji parametrów wiązek laserowych oraz wpływ emisji spontanicznej na parametry modów orbitalnych [49, 51, 53]. W pracy teoretycznej [50] wykorzystano po raz pierwszy zależność przestrzenną natężenia I_c (wzór 1.19) w mianowniku opisującym siłę spontaniczną, pochodzącą od pojedynczej wiązki. Symulacje komputerowe orbit atomowych zaprezentowane w tej pracy, wykonano na podstawie pełnej postaci sił worteksowych. Ponowne zainteresowanie omawianą tutaj tematyką na początku 21 wieku związane jest z możliwością wykorzystywania pierścieniowych rozkładów przestrzennych atomów do badania zderzeń zimnych atomów oraz produkcji zimnych molekuł w pułapkach magnetoptycznych. Udaną, pierwszą próbę tego typu badań można znaleźć w pracy [54]. Autorzy traktują wytwarzane obiekty pierścieniowe jako zamknięte w przestrzeni wiązki zimnych atomów i określają je mianem atomotronów. Zaletą atomotronów jest możliwość badania zderzeń zimnych atomów w danym kierunku [54]. W pracy teoretycznej [55] z 2006 przedstawiony został problem wytwarzania dwóch atomotronów o tych samych promieniach, zawierających dwa różne izotopy rubidu.

2.2 Profil natężenia wiązek laserowych a postać sił pułapki magnetoptycznej.

W dotychczasowych rozważaniach dotyczących spontanicznych sił radiacyjnych przedstawionych w rozdziale 1 przyjmowano, że wartość natężenia wiązek laserowych jest wielkością stałą I . W rzeczywistych warunkach doświad-

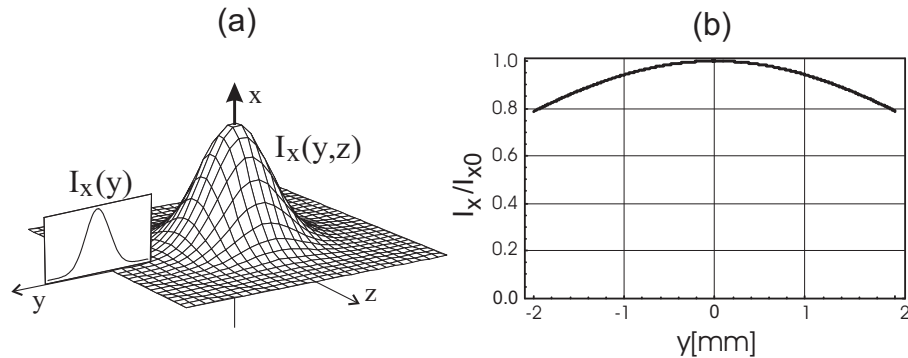
czalnych jest to tylko przybliżenie odnoszące się do centralnego obszaru przekroju poprzecznego wiązki. Na rysunku 2.1a przedstawiono rozkład przestrzenny natężenia $I_x(y, z)$ wiązki laserowej, rozchodzącej się w kierunku x . W większości przypadków eksperymentalnych natężenie to możemy wyrazić przez funkcję Gaussa postaci:

$$I_x(y, z) = I_{x0} \exp[-(y/w_{xy})^2 - (z/w_{xz})^2], \quad (2.1)$$

gdzie w_{xy} i w_{xz} charakteryzują szerokości omawianej tutaj wiązki w kierunkach y i z . Podobnie można wyrazić natężenia pozostałych wiązek w układzie pułapki magnetoptycznej:

$$\begin{aligned} I_y(x, z) &= I_{y0} \exp[-(x/w_{yx})^2 - (z/w_{yz})^2], \\ I_z(x, y) &= I_{z0} \exp[-(x/w_{zx})^2 - (y/w_{zy})^2]. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Profil natężenia jednej z wiązek pułapki magnetoptycznej przedstawia rysunek 2.1b. Widać, że przy używanych w pułapkach szerokościach wiązek,



Rysunek 2.1: (a) Natężenie wiązki laserowej rozchodzącej się w kierunku x . (b) Profil natężenia wiązki laserowej rozchodzącej się w kierunku x : $I_x(y, z = 0)$. Szerokość wiązki wynosi $w_x = 4.1$ mm. Natężenie to zmienia się w zakresie 2.5% dla $-1 \text{ mm} < y < 1 \text{ mm}$.

rzędu $w \simeq 4-5$ mm, możemy stosować przybliżenie stałego natężenia wiązek, gdy rozkłady przestrzenne zimnych atomów mają średnice rzędu 1 mm. W obszarze tym bowiem, natężenie wiązki zmienia się w zakresie zaledwie 2.5% w stosunku do wartości I_0 . Gdy obszar zajmowany przez zimne atomy przekracza wspomniany zakres należy uwzględnić przestrzenne zmiany natężeń wiązek w celu prawidłowego opisu sytuacji fizycznej.

W dalszych rozważaniach będzie nas interesował układ sił w płaszczyźnie xy dla $z = 0$. Na podstawie zależności 1.19 oraz 2.1 i 2.2 możemy zapisać siły w pułapce w postaci:

$$F_x = F_0 \left[\frac{(I_{x0}/I_s) \exp[-(y/w_x)^2]}{1 + I_c(x, y) + \left(\frac{\Delta - kv_x - x|b_x|}{\Gamma/2}\right)^2} - \frac{(I_{x0}/I_s) \exp[-(y/w_x)^2]}{1 + I_c(x, y) + \left(\frac{\Delta + kv_x + x|b_x|}{\Gamma/2}\right)^2} \right], \quad (2.3)$$

$$F_y = F_0 \left[\frac{(I_{y0}/I_s) \exp[-(x/w_y)^2]}{1 + I_c(x, y) + \left(\frac{\Delta - kv_y - y|b_y|}{\Gamma/2}\right)^2} - \frac{(I_{y0}/I_s) \exp[-(x/w_y)^2]}{1 + I_c(x, y) + \left(\frac{\Delta + kv_y + y|b_y|}{\Gamma/2}\right)^2} \right], \quad (2.4)$$

gdzie $F_0 = \hbar k \Gamma / 2$, natomiast:

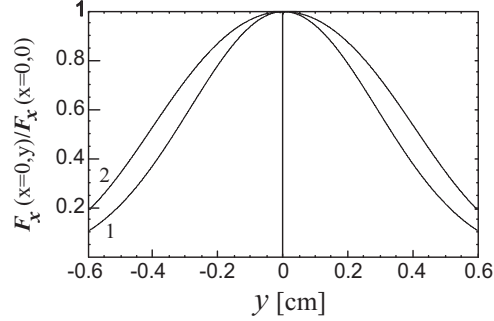
$$I_c(x, y) = 2(I_{x0}/I_s)e^{-(y/w_x)^2} + 2(I_{y0}/I_s)e^{-(x/w_y)^2} + 2(I_{z0}/I_s)e^{-[(x/w_{zx})^2 - (y/w_{zy})^2]}, \quad (2.5)$$

wyraża natężenie pochodzące od wszystkich sześciu wiązek w płaszczyźnie $z = 0$. Jak widać z powyższych wzorów, siła pochodząca od każdej z wiązek pułapki magnetoptycznej zależy od współrzędnych x, y . Rozważmy dla ustalenia uwagi jedną ze składowych siły działającej w kierunku x : $F_{x+}(x, y)$. Oprócz zmian związanych ze zjawiskiem Zeemana (zależność w kierunku x), siła ta wykazuje także zależność w kierunku poprzecznym do kierunku wektora falowego, tzn. w kierunku y . Zależność ta odzwierciedla profil natężenia wiązki wzdłuż tego kierunku. Obecność wielkości całkowitego natężenia $I_c(x, y)$ modyfikuje szybkość zmniejszania się wartości siły wraz z oddalaniem się od osi x . Dzieje się tak ponieważ występujący w mianowniku wzoru na siłę czynnik $I_c(x, y)$ także maleje, gdy wartość y wzrasta. Omawiany tutaj problem ilustruje rysunek 2.2.

Analiza wzoru 2.3, opisującego siłę magnetoptyczną, działającą w kierunku x , ukazuje że zależność tej siły od współrzędnej x występuje w magnetycznym członie liniowym $\pm x |b_x|$ oraz w czynniku $I_c(x, y)$. Okazuje się, że wartość siły F_x zmienia się znacznie szybciej pod wpływem członu magnetycznego niż I_c , co umożliwi dokonanie rozwinięcia oscylatorowego siły F_x w postaci:

$$F_x(x, y) \approx -\kappa(x, y)x - \beta(x, y)v_x, \quad (2.6)$$

gdzie zależne od współrzędnych x i y współczynniki sprężystości κ oraz tłu-



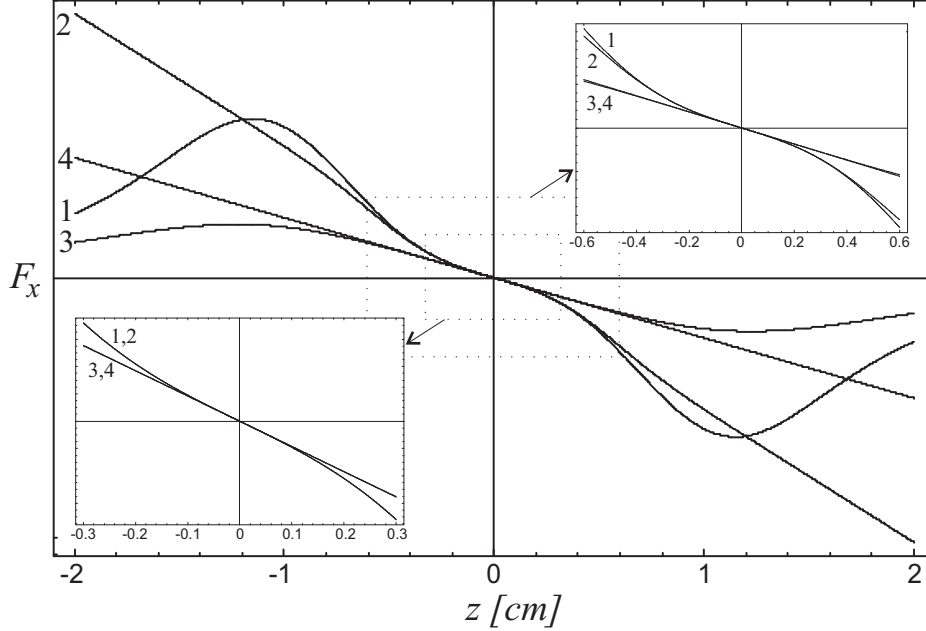
Rysunek 2.2: Zależność składowej siły $F_{x+}(x=0, y)$ od współrzędnej y . Wykres oznaczony cyfrą 1 został wykonany dla stałej (maksymalnej) wartości I_c . Wykres oznaczony literą 2 został wykonany dla wielkości $I_c(0, y)$ zmieniającej się zgodnie ze wzorem 2.5. Natężenia wszystkich wiązek wchodzące w skład wielkości I_c wynoszą $5I_s$, gdzie I_s oznacza natężenie nasycenia. Szerokość wiązki $w_x = 4.4 \text{ mm}$.

mienia (lub tarcia) β wyrażają się wzorami:

$$\kappa(x, y) = 8\hbar k |b| \frac{|\Delta|}{\Gamma} \frac{(I_{x0}/I_s) \exp[-(y/w_x)^2]}{[1 + I_c(x, y) + (2\Delta/\Gamma)^2]^2}, \quad (2.7)$$

$$\beta(x, y) = 8\hbar k^2 \frac{|\Delta|}{\Gamma} \frac{(I_{x0}/I_s) \exp[-(y/w_x)^2]}{[1 + I_c(x, y) + (2\Delta/\Gamma)^2]^2}. \quad (2.8)$$

Rysunek 2.3 przedstawia wykres siły $F_x(x, y=0)$ jako funkcję współrzędnej x . Krzywa oznaczona numerem 1 przedstawia pełną postać siły F_x , opisaną wzorem 2.3. Krzywa oznaczona numerem 2 przedstawia przybliżoną postać oscylatorową (wzór 2.6) omawianej tutaj siły dla pewnej ustalonej prędkości atomu. Z porównania przebiegu obu tych krzywych widać, że przedstawione powyżej przybliżenie oscylatorowe może być stosowane w obszarze nawet kilku milimetrów wokół centrum pułapki. Dwie pozostałe krzywe pokazują przebieg siły F_x (krzywa numer 3 pełna postać, krzywa numer 4 przybliżenie oscylatorowe) w przypadku gdy zamiast całkowitego natężenia, zależnego od położenia $I_c(x, 0)$, przyjęto stałe całkowite natężenie w centrum pułapki $I_c(0, 0)$. Z przebiegu wszystkich krzywych widać, że przybliżenie stałego całkowitego natężenia ma sens w obszarze około dwa razy mniejszym niż ten, w którym można stosować przybliżenie oscylatorowe.

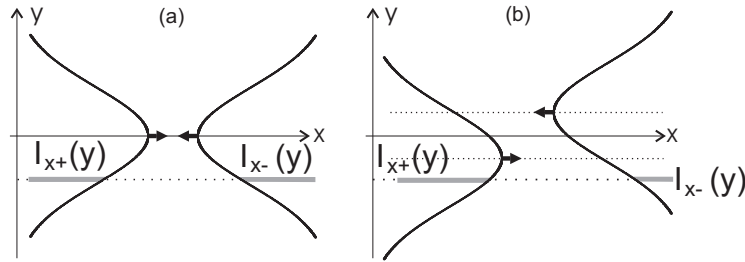


Rysunek 2.3: Przebieg zależności wartości siły $F_x(x, y = 0)$ jako funkcji współrzędnej x . Opis krzywych zamieszczonych na wykresie znajduje się w tekście. Wykres wykonano dla tych samych parametrów wiązek laserowych jak na rysunku 2.2.

2.3 Siły worteksowe.

Zaletą przybliżenia oscylatorowego przedstawionego powyżej jest możliwość wniknięcia w rodzaj sił, składających się na całkowitą (nieprzybliżoną) siłę magnetoptyczną, działającą w danym kierunku. W przypadku przeciwbieżnych wiązek biegnących jednym torem (rysunek 2.4a), przybliżenie oscylatorowe ukazuje nam, że na całkowitą siłę pułapkującą składa się siła sprężystość $-\kappa x$ oraz siła tarcia $-\beta v_x$. Jaka zmiana w zestawie prezentowanych tutaj sił nastąpi w przypadku, gdy przeciwbieżne wiązki będą przesunięte względem siebie na odległość $2s_x$, jak to zostało pokazane na rysunku 2.4b? Wykonując przybliżenie oscylatorowe rozwijamy w szereg Taylora każdy z członów w równaniu 2.3. Dostajemy więc dwa człony pochodzące od zerowego rzędu rozwinięcia w postaci:

$$F_{x0} = +\frac{I_{x+}(y)}{1 + I_c + (4\Delta^2/\Gamma^2)} - \frac{I_{x-}(y)}{1 + I_c + (4\Delta^2/\Gamma^2)}, \quad (2.9)$$



Rysunek 2.4: (a) Profile natężeń przeciwbieżnych wiązek laserowych biegnących w kierunku x w przypadku gdy osie wiązek pokrywają się. (b) Te same profile w przypadku rozsunęcia osi wiązek na pewną odległość od osi x . Sytuacja ta powoduje pojawienie się dodatkowej siły działającej w kierunku osi x , wynikającej z różnej wartości natężeń obu wiązek dla ustalonej wartości współrzędnej y .

gdzie pierwszy człon reprezentuje wiązkę biegnącą zgodnie z osią x a drugi człon wiązkę biegnącą przeciwnie do osi x . Jeżeli wiązki biegną tak jak na rysunku 2.4a wtedy $I_{x+}(y) = I_{x-}(y)$ i dla każdego y człon F_{x0} zeruje się. W przypadku pokazanym na rysunku 2.4b, człon ten nie będzie się zerował dla dowolnej wartości y , gdyż profile natężenia obu wiązek są przesunięte względem siebie i dla danej wartości y natężenia pochodzące od obu wiązek (z wyjątkiem $y = 0$) nie są jednakowe. Powoduje to pojawienie się dodatkowej siły pochodzącej od wiązek biegnących w kierunku osi x . Dla małych wartości współrzędnych x i y możemy przybliżyć $I_c = I_c(0, 0)$ i wtedy zależność wspomnianej siły od współrzędnej y będzie wyrażać się poprzez różnicę natężeń obu przesuniętych względem siebie wiązek z rysunku 2.5a: $I_{x+}(y) - I_{x-}(y)$. Ze względu na to, że profil natężenia wiązki biegnącej w kierunku przeciwnym do osi x jest przesunięty w stronę dodatnich wartości y , natomiast profil wiązki biegnącej zgodnie z kierunkiem osi x jest przesunięty w stronę ujemnych wartości współrzędnej y , możemy wnioskować, że w pierwszym przybliżeniu siła ta będzie zależeć od współrzędnej y jak $-\eta_x y$, gdzie η_x jest pewną stałą. W przypadku konfiguracji wiązek pułapki magnetoptycznej przedstawionej na rysunku 2.5a analogiczne jak poprzednio rozważania - przeprowadzone tym razem w stosunku do wiązek biegnących w kierunku osi y - prowadzą do wniosku, że siła związana z brakiem osiągnięcia wartości zero przez człon F_{y0} (analogia do F_{x0} ze wzoru 2.9) będzie miała w pierwszym przybliżeniu postać $\eta_y x$, gdzie η_y jest pewną stałą dodatnio określoną. Omawiane tutaj siły określane są w literaturze mianem radiacyjnych sił worteksowych (ang. radiative vortex forces). Wykorzystując wzory 2.3

oraz 2.4 do sytuacji przedstawionej na rysunku 2.5a otrzymujemy układ sił w pułapce magnetoptycznej w postaci:

$$F_x = F_0 \left[\frac{(I_{x0}/I_s) \exp[-(y+s_x)^2/w_x^2]}{1 + I_c(x, y) + \left(\frac{\Delta - kv_x - x|b_x|}{\Gamma/2}\right)^2} - \frac{(I_{x0}/I_s) \exp[-(y-s_x)^2/w_x^2]}{1 + I_c(x, y) + \left(\frac{\Delta + kv_x + x|b_x|}{\Gamma/2}\right)^2} \right], \quad (2.10)$$

$$F_y = F_0 \left[\frac{(I_{y0}/I_s) \exp[-(x-s_y)^2/w_y^2]}{1 + I_c(x, y) + \left(\frac{\Delta - kv_y - y|b_y|}{\Gamma/2}\right)^2} - \frac{(I_{y0}/I_s) \exp[-(x+s_y)^2/w_y^2]}{1 + I_c(x, y) + \left(\frac{\Delta + kv_y + y|b_y|}{\Gamma/2}\right)^2} \right], \quad (2.11)$$

gdzie $F_0 = \hbar k \Gamma / 2$, natomiast:

$$I_c(x, y) = (I_{x0}/I_s) e^{-[(y+s_x)/w_x]^2} + (I_{x0}/I_s) e^{-[(y-s_x)/w_x]^2} + (I_{y0}/I_s) e^{-[(x-s_y)/w_y]^2} + (I_{y0}/I_s) e^{-[(x+s_y)/w_y]^2} + (I_{z0}/I_s) e^{-[(x/w_{zx})^2 - (y/w_{zy})^2]}. \quad (2.12)$$

W celu głębszego wniknięcia w sytuację fizyczną opisywaną przez powyższy układ sił należy dokonać prezentowanego już przybliżenia oscylatorowego (wzory 2.6, 2.7, 2.8), które obecnie przyjmuje postać:

$$F_x(x, y) \cong -\kappa_x(x, y)y - \beta_x(x, y)v_x + F_{vx}(x, y), \quad (2.13)$$

$$F_y(x, y) \cong -\kappa_y(x, y)y - \beta_y(x, y)v_y + F_{vy}(x, y), \quad (2.14)$$

$$F_{vx}(x, y) = \frac{F_0(I_{x0}/I_s)}{1 + I_c(x, y) + 4\Delta^2/\Gamma^2} f_x^-(y), \quad (2.15)$$

$$F_{vy}(x, y) = \frac{F_0(I_{y0}/I_s)}{1 + I_c(x, y) + 4\Delta^2/\Gamma^2} f_y^-(x), \quad (2.16)$$

$$\kappa_x(x, y) = 4 \frac{|\Delta|}{\Gamma} \frac{(I_{x0}/I_s) \hbar k |b_x|}{[1 + I_c(x, y) + 4\Delta^2/\Gamma^2]^2} f_x^+(y), \quad (2.17)$$

$$\beta_x(x, y) = 4 \frac{|\Delta|}{\Gamma} \frac{(I_{x0}/I_s) \hbar k^2}{[1 + I_c(x, y) + 4\Delta^2/\Gamma^2]^2} f_x^+(y), \quad (2.18)$$

$$\kappa_y(x, y) = 4 \frac{|\Delta|}{\Gamma} \frac{(I_{y0}/I_s) \hbar k |b_y|}{[1 + I_c(x, y) + 4\Delta^2/\Gamma^2]^2} f_y^+(x), \quad (2.19)$$

$$\beta_y(x, y) = 4 \frac{|\Delta|}{\Gamma} \frac{(I_{y0}/I_s) \hbar k^2}{[1 + I_c(x, y) + 4\Delta^2/\Gamma^2]^2} f_y^+(x), \quad (2.20)$$

gdzie

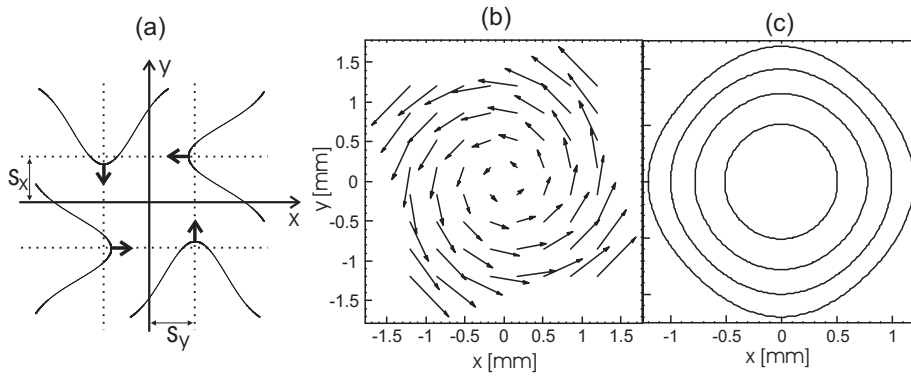
$$f_x^-(y) = \exp[-(y + s_x)^2/w_x^2] - \exp[-(y - s_x)^2/w_x^2], \quad (2.21)$$

$$f_y^-(x) = \exp[-(x - s_y)^2/w_y^2] - \exp[-(x + s_y)^2/w_y^2], \quad (2.22)$$

$$f_x^+(y) = \exp[-(y - s_x)^2/w_x^2] + \exp[-(y + s_x)^2/w_x^2], \quad (2.23)$$

$$f_y^+(x) = \exp[-(x - s_y)^2/w_y^2] + \exp[-(x + s_y)^2/w_y^2]. \quad (2.24)$$

Przedstawione we wzorach 2.13 i 2.14 przybliżenie pozwala na uwidocznienie faktu pojawienia się dodatkowej siły $\mathbf{F}_v(x, y) = [F_{vx}(x, y), F_{vy}(x, y)]$ w sytuacji przedstawionej na rysunku 2.5.



Rysunek 2.5: a) Dwie pary przeciwbieżnych wiązek układu pułapki magnetoop-
 tycznej z przesuniętymi względem siebie profilami natężeń powodują pojawienie
 się dodatkowych sił. Siły te określa się mianem radiacyjnych sił worteksowych.
 Natężenie wiązki biegnącej w kierunku osi y będzie większe po stronie dodatnich
 wartości współrzędnej x niż natężenie wiązki biegnącej przeciwnie do niej. Dla
 ujemnych wartości współrzędnej x natężenie wiązki biegnącej przeciwnie do osi
 y będzie większe niż natężenie wiązki biegnącej przeciwnie do niej. Analogiczne
 rozważania można zastosować do kierunku zgodnego z osią x . (b) Rozkład pola
 wektorowego sił worteksowych wykreślony na podstawie przybliżenia opisanego
 równaniami 2.25 i 2.26. (c) Linie stałych wartości siły worteksowej otrzymane
 na podstawie przybliżenia wyrażonego wzorami 2.25 oraz 2.26. Natężenia, szer-
 okości i przesunięcia wiązek względem siebie są takie same dla obu kierunków x
 i y . Wykresy (b) i (c) otrzymano dla szerokości wiązek $w = 4$ mm i rozsunięcia
 $2s = 2$ mm.

2.4 Ruch atomów w pułapce magnetoptycznej w obecności radiacyjnych sił worteksowych.

Można zadać sobie pytanie: jaki wpływ na ruch atomów w pułapce magnetoptycznej będzie miała radiacyjna siła worteksowa? Aby odpowiedzieć sobie na to pytanie należałoby rozwiązać równania ruchu, oparte na wzorach 2.10 i 2.11. Ze względu na złożoną postać sił występujących w tych równaniach rozwiązania można otrzymać tylko metodami numerycznymi. Będzie to wykonane w dalszej części tej pracy. Obecnie przedstawione zostanie podejście pozwalające na zrozumienie mechanizmu powstawania określonego rodzaju ruchu (trajektorii) atomów w pułapce magnetoptycznej. Ograniczmy rozważania dotyczące ruchu atomów do małych odległości od środka układu współrzędnych. Przyjmijmy także, że natężenia, szerokości i rozsunienia wiązek w kierunku x i y są takie same: $I = I_{x0} = I_{y0}$, $w = w_x = w_y = 4$ mm, $s = s_x = s_y = 1$. Pociąga to ze sobą równości: $\kappa = \kappa_x = \kappa_y$ oraz $\gamma = \gamma_x = \gamma_y$. Ze względu na małe zmiany wartości funkcji $f_{x,y}^+(x)$ oraz $I_c(x, y)$ przy x i y rzędu s , możemy zastosować przybliżenie stałych wartości współczynników κ i γ . Z kolei rozwinięcie funkcji $f_x^-(y)$ i $f_y^-(x)$ w szereg Taylora wokół $y = 0$ i $x = 0$ prowadzi do następującej przybliżonej postaci siły worteksowej:

$$F_{vx}(y) \approx -\eta(y)y, \quad F_{vy}(x) \approx \eta(x)x, \quad (2.25)$$

gdzie

$$\eta(x_i) = \eta_0 \left[1 + \left(\frac{2s^2}{3w^4} - \frac{1}{w^2} \right) x_i^2 + \left(\frac{2s^4}{15w^8} + \frac{1}{2w^4} - \frac{2s^2}{3w^6} \right) x_i^4 \right] \quad (2.26)$$

dla $x_i = x$ lub $x_i = y$, natomiast

$$\eta_0 = \frac{4F_0(I_0/I_s)s \exp(-s^2/w^2)}{(1 + I_c(0, 0) + 4\Delta^2/\Gamma^2) w^2}. \quad (2.27)$$

Rysunek 2.5c przedstawia linie stałej wartości siły worteksowej, otrzymane na podstawie przybliżenia 2.25. Dla małych wartości x i y linie stałej wartości siły worteksowej mają kształt okręgów. Dla większych wartości współrzędnych x, y linie stałej wartości siły mają kształt pierścieni z coraz bardziej zaburzoną kołowością. Jest to związane z coraz większym ujawnianiem się wyższych, niż kwadratowe, potęg x i y , w warunkach stałej wartości siły. Rysunek 2.5b przedstawia rozkład wektora siły worteksowej w przestrzeni, otrzymany na podstawie przybliżenia 2.25. Potwierdza on wnioski wyciągnięte

na podstawie rozważań jakościowych, przedstawionych wcześniej. Przybliżenie na siłę wortexsową przedstawione w postaci 2.25 pozwala na wyjaśnienie kształtu linii stałej wartości tej siły. W dalszej części prowadzonych tutaj rozważań będzie stosowane bardziej dokładne przybliżenie na siłę wortexsową. Otrzymujemy je przybliżając funkcję f_x^- jako:

$$f_x^- \approx -\frac{4s}{w^2} \exp(-s^2/w^2) \exp(-y^2/w^2)y. \quad (2.28)$$

Pozwala to zapisać siłę wortexsową w tej samej postaci jak we wzorze 2.25, jednak zamiast funkcji ηy będziemy mieli teraz funkcje:

$$\tilde{\eta}(y) \approx \eta_0 \exp(-y^2/w^2). \quad (2.29)$$

W celu dalszego uproszczenia rozważań narzucamy symetrię cylindryczną we wzorze na siłę wortexsową, przyjmując zamiast x lub y w $\tilde{\eta}$ ich uśrednioną wartość r taką że: $\langle x^2 \rangle = \langle y^2 \rangle = r^2/2$. Pozwala to zapisać siłę wortexsową w postaci:

$$\mathbf{F}_v = \tilde{\eta}(r)\hat{\mathbf{e}}_z \times \mathbf{r}, \quad (2.30)$$

gdzie $\hat{\mathbf{e}}_z$ oznacza wektor osi z . Wykorzystując wprowadzone tutaj przybliżenia możemy zapisać równania ruchu atomu w obecności sił wortexsowych w postaci:

$$\begin{aligned} m\ddot{x} &= -\kappa x - \gamma\dot{x} - \tilde{\eta}(r)y, \\ m\ddot{y} &= -\kappa y - \gamma\dot{y} + \tilde{\eta}(r)x. \end{aligned} \quad (2.31)$$

Mnożąc drugie z równań ruchu przez element urojony i i dodając równania stronami do siebie dostajemy zamiast układu równań jedno równanie różniczkowe na liczbę zespoloną $z = x + iy$:

$$m\ddot{z} = -[k - i\tilde{\eta}(r)]z - \gamma\dot{z}. \quad (2.32)$$

Równanie to jest jednorodnym liniowym równaniem różniczkowym, dlatego też rozwiązania szukamy w postaci $z(t) = z_0 e^{-\omega t}$. Wstawiając taką postać postulowanego rozwiązania do równania 2.32 otrzymujemy częstość ω jako liczbę zespoloną:

$$\omega_{\pm} = \omega_r + i\omega_i = -\gamma/2m \pm \sqrt{(\gamma/2m)^2 - (\kappa - i\tilde{\eta})/m}. \quad (2.33)$$

Stabilną orbitę otrzymujemy dla $\omega_i = 0$, co prowadzi do warunku na promień orbity:

$$\gamma\sqrt{\kappa/m} = \tilde{\eta}(r). \quad (2.34)$$

Prędkość kątową ruchu na orbicie ω_r otrzymujemy wykorzystując warunek 2.34 oraz wzór 2.33:

$$\omega_r = \tilde{\eta}(r)/\gamma. \quad (2.35)$$

Załóżmy, że poruszający się po stabilnej orbicie atom znajduje się w pewnym momencie w położeniu $\mathbf{r} = (x, 0)$. Dla tego położenia mamy $\omega_r = v_y/x$ i warunek 2.35 można zapisać w postaci:

$$\gamma v_y = \tilde{\eta}(r)x. \quad (2.36)$$

Jakie znaczenie fizyczne ma ostatnia zależność? Otóż oznacza ona równowagę między siłą wortexową działającą w kierunku osi y oraz przeciwie do niej skierowaną siłą tłumienia. Równość ta spełniona jest w sytuacji zamkniętej orbity. Jeżeli prędkość początkowa atomu jest mniejsza od tej jaka wynika z warunku 2.36 to na podstawie 2.36 widać, że siła wortexowa jest większa niż siła tłumienia i powoduje to przyspieszanie atomu dopóki jego prędkość nie stanie się na tyle duża, że siła wortexowa zostanie dokładnie zrównoważona przez osiągniętą odpowiednią wartość siły tłumienia. Od tego momentu kończy się początkowy odcinek toru ruchu i zaczyna się ruch atomu po stabilnej trajektorii zamkniętej. Wtedy to praca wykonywana przez siłę wortexową jest rozpraszana przez siłę tłumienia i prowadzi to do wzrostu temperatury pułapkowanych atomów. W celu otrzymania równości 2.34, przy spełnionym warunku 2.36, konieczne jest zachodzenie związku:

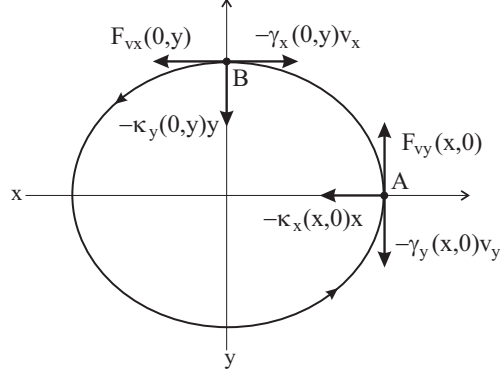
$$kx = mv_y^2/x. \quad (2.37)$$

Ostatnia równość oznacza, że siła sprężystości w punkcie $\mathbf{r} = (x, 0)$ orbity pełni rolę siły dośrodkowej $F_d = mv_y^2/x$ w ruchu po stabilnej orbicie. Otrzymane tutaj wnioski można rozszerzyć na przypadek ogólnej postaci sił wyrażonych równaniami 2.13-2.24. Rysunek 2.6 przedstawia układ sił działających na cząstkę w dwóch charakterystycznych punktach orbity: A-położenie na dodatniej części osi x ; B-położenie na dodatniej części osi y . Rysunek ten został sporządzony na podstawie przedstawionych wcześniej wniosków, opisujących konfigurację sił na stabilnej orbicie atomowej, wyrażonych przez związki 2.36 i 2.37. W punkcie A warunek równowagi między siłą wortexową i siłą tłumienia wyrazi się przez równanie:

$$\gamma_y(x, 0)v_y = F_{vy}(x, 0), \quad (2.38)$$

natomiast warunek na siłę dośrodkową w punkcie A wyrazi się przez:

$$F_d = \kappa_x(x, 0)x = mv_y^2/x. \quad (2.39)$$



Rysunek 2.6: Układ sił działających na cząstkę podczas jej ruchu na stabilnej orbicie w obecności radiacyjnych sił wortekswych w dwóch charakterystycznych punktach orbity A i B.

Wstawiając w ostatnim wzorze wartość prędkości v_y , obliczoną z równości 2.38, otrzymujemy warunek na wartość promienia stabilnej orbity w punkcie $\mathbf{r} = (x, 0)$ w postaci:

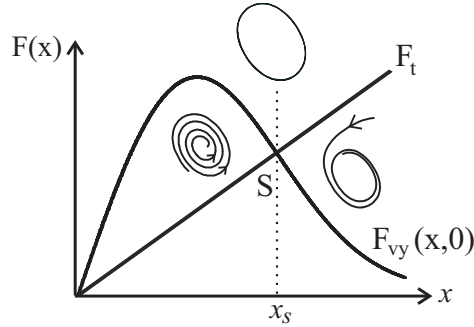
$$\gamma_y(x, 0) \sqrt{\kappa_x(x, 0)/mx} = F_{vy}(x, 0). \quad (2.40)$$

Analogiczna analiza przeprowadzona dla punktu B $\mathbf{r} = (0, y)$ prowadzi do warunku na promień orbity w punkcie B w postaci:

$$\gamma_x(0, y) \sqrt{\kappa_y(0, y)/my} = F_{vx}(0, y). \quad (2.41)$$

Wielkość występująca po lewej stronie dwóch ostatnich równości określana jest w literaturze jako efektywna siła pułapkująca (ang. effective trapping force): $\mathbf{F}_t(x) = (\gamma_y(x, 0) \sqrt{\kappa_x(x, 0)/mx}, \gamma_x(0, x) \sqrt{\kappa_y(0, y)/my})$. Równości 2.40 oraz 2.41 można więc zapisać jako równowagę między efektywną siłą pułapkującą a siłą wortekswą: $F_{tx}(x) = F_{vy}(x), F_{ty}(y) = F_{vx}(y)$. Efektywna siła pułapkująca ma charakter siły ściągającej atom w kierunku centrum pułapki podczas gdy siła wortekswa dąży do wzrostu promienia orbity. W celu zrozumienia konsekwencji warunków 2.40 i 2.41 na rozkład przestrzenny atomów w pułapce rozważmy rysunek 2.7, gdzie przedstawiony został wykres siły $F_v y(x)$ oraz wykres efektywnej siły pułapkującej jako funkcji zmiennej x w przybliżeniu liniowym (κ , oraz γ są stałymi wielkościami niezależnymi od x). Przecięcie się obu funkcji w punkcie S odzwierciedla warunek 2.40 istnienia stabilnej orbity, która na osi x ma promień $r = x_s$. Dla atomu

mającego $x < x_s$ siła worteksowa jest większa od efektywnej siły pułapkującej i początkowa trajektoria atomu ma kształt rozwijającej się spirali, jak to zostało przedstawione na rysunku 2.7. Pod wpływem siły worteksowej atom zwiększa swoją prędkość i zwiększa promień swojej orbity, przesuając się w kierunku punktu S (rysunek 2.7). Powoduje to zmniejszanie się wartości siły worteksowej i wzrost wartości efektywnej siły pułapkującej. Prowadzi to ostatecznie do zrównania obu sił i osiągnięcia przez atom stabilnej orbity. W sytuacji gdy atom startuje z punktu $x > x_s$ efektywna siła pułapkująca ma większą wartość niż siła worteksowa i ta pierwsza powoduje ściąganie atomu do centrum pułapki po krzywej przedstawionej na rysunku 2.7. Tym razem atom zmierza w kierunku punktu S z lewej strony. Podczas tej ewolucji siła worteksowa wzrasta natomiast efektywna siła pułapkująca maleje. Doprowadza to do zrównania się sił ponownie w punkcie S i pojawienia się stabilnej orbity.



Rysunek 2.7: Efektywna siła pułapkująca $F_{tx}(x) = \gamma\sqrt{\kappa/mx}$ oraz siła worteksowa $F_{vy}(x,0)$ jako funkcje współrzędnej x . Przecięcie się obu funkcji wyznacza warunek na stabilną orbitę.

Powróćmy do sytuacji opisanej równaniami ruchu 2.31. Co stanie się gdy natężenie jednej z wiązek laserowych rozchodzących się w kierunku osi x będzie różnić się o pewną wartość ΔI od natężenia drugiej z nich: $I_{x0+} = I + \Delta I$, $I_{x0-} = I$? Istnienie różnicy natężeń ΔI powoduje pojawienie się dodatkowego członu

$$\Delta I e^{-(x+s)^2/w^2} = \Delta I e^{-s^2/w^2} - 2x\Delta I (s/w^2) e^{-s^2/w^2} + \dots$$

we wzorach 2.15, 2.17 i 2.18. W przypadku zastosowania przybliżenia opisanego przez równania 2.31 uwzględniamy tylko pierwszy czynnik w powyższym

rozwinęciu, co prowadzi do niewielkiej zmiany wartości współczynników sprężystości ($\kappa = \kappa + \Delta\kappa$), tłumienia ($\gamma = \gamma + \Delta\gamma$), siły wortekswych $\eta(r) + \Delta\eta(r)$ oraz pojawienie się stałego członu f_0 , przyjmującego wartość:

$$f_0 = \frac{F_0 \exp(-s^2/w^2)}{1 + I_c(0,0) + 4\Delta^2/\Gamma^2} \Delta I. \quad (2.42)$$

Po wprowadzeniu powyższych zmian równanie 2.31 będzie miało postać:

$$m\ddot{x} = -(\kappa + \Delta\kappa)x - (\gamma + \Delta\gamma)\dot{x} - y[\eta(r) + \Delta\eta(r)] + f_0. \quad (2.43)$$

Niewielkie różnice wartości współczynników κ , γ i η dla kierunku x i y powodują niewielką zmianę kształtu stabilnej trajektorii z kołowej na eliptyczną, natomiast dodatkowy stały człon f_0 spowoduje przesunięcie całej orbity w przestrzeni. W celu zaobserwowania rodzaju tego przesunięcia zaniedbajmy wspomniane różnice współczynników przy poszczególnych rodzajach sił i uwzględnijmy tylko człon stały w równaniu ruchu na współrzędną x . Pozwala to zapisać ponownie równania ruchu w postaci zespolonej:

$$m\ddot{z} = -[k - i\tilde{\eta}(r)]z - \gamma\dot{z} + f_0. \quad (2.44)$$

Wprowadzenie nowej (przesuniętej względem z) współrzędnej $\tilde{z} = z - z_0$ pozwala na zapisanie ostatniego równania w postaci analogicznej do 2.31 bez stałego członu f_0 :

$$m \frac{d^2(z - z_0)}{dt^2} = -(\kappa - i\eta)(z - z_0) - \gamma \frac{d}{dt}(z - z_0), \quad (2.45)$$

gdzie $(\kappa - i\eta)(x_0 + iy_0) = f_0$. Ostatnie równanie ma, podobnie jak 2.31, rozwiązanie w postaci okręgu, tym razem jednak przesuniętego o x_0 i y_0 w stosunku do orbity, powstającej przy wiązkach o tym samym natężeniu. Wartość tego przesunięcia otrzymamy z ostatniej równości, rozwiązując układ równań:

$$\kappa x_0 + \eta y_0 = f_0, \quad \kappa y_0 - \eta x_0 = 0$$

i ostatecznie

$$x_0 = \frac{\kappa}{\kappa^2 + \eta^2} f_0, \quad y_0 = \frac{\eta}{\kappa^2 + \eta^2} f_0. \quad (2.46)$$

Podsumowując, różnica wartości natężenia przeciwbieżnych wiązek powoduje pewne odkształcenie i przesunięcie stabilnej orbity atomowej. Okazuje się, że bardzo podobny efekt uzyskuje się gdy szerokości obu przeciwbieżnych wiązek

różnią się: $w_{x+} = w + \Delta w$, $w_{x-} = w$. Postępując podobnie jak w przypadku różnicy natężeń, wnioskujemy że różnica szerokości obu wiązek spowoduje odkształcenie orbity oraz jej przesunięcie o wartość określoną przez wzory 2.46. W tym przypadku wartość stałej siły f_0 wynosi:

$$f_0 = \frac{F_0 \exp(-s^2/w^2)}{1 + I_c(0,0) + 4\Delta^2/\Gamma^2} I[\exp(-s^2/\tilde{w}^2) - 1], \quad (2.47)$$

gdzie

$$\frac{1}{\tilde{w}^2} = \frac{1}{(w + \Delta w)^2} - \frac{1}{w^2} = \frac{w^2 - (w + \Delta w)^2}{w^2(w + \Delta w)^2}.$$

Porównując wzory 2.42 oraz 2.47, zauważamy że przesunięcie uzyskane poprzez zmianę natężenia $\Delta I/I$ jest równe przesunięciu otrzymanemu wskutek zmiany szerokości określonej przez wzór:

$$\Delta I/I = \exp(-s^2/\tilde{w}^2) - 1. \quad (2.48)$$

Rozdział 3

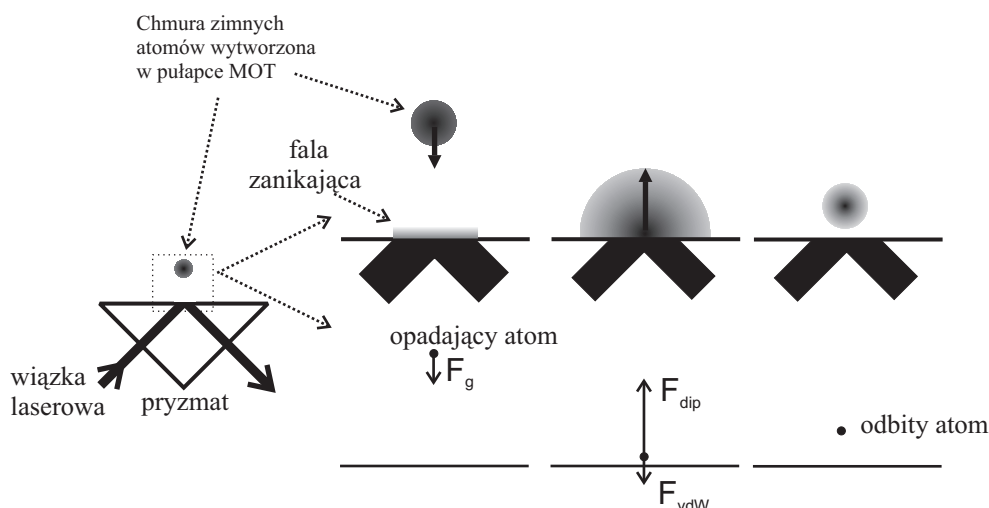
Teoria lustra optycznego

3.1 Wstęp

Idea lustra optycznego związana jest z pojęciem radiacyjnej siły dipolowej. Askar'yan jako pierwszy rozważał zastosowanie radiacyjnej siły dipolowej do ograniczania ruchu atomów w swojej pracy z 1962 roku [58]. Letochow rozważał możliwość pułapkowania neutralnych atomów w strzałkach fali stojącej [59]. W 1978 Bjorkholm [60] zademonstrował działanie siły dipolowej na neutralne atomy. Prace teoretyczne [61, 62, 63] pozwoliły lepiej zrozumieć aspekty związane z jej zastosowaniem. W 1986 siła ta została wykorzystana do zrealizowania pierwszej pułapki optycznej dla neutralnych atomów [64]. W pracach eksperymentalnych z lat dziewięćdziesiątych [65, 66, 67] siła dipolowa znajduje coraz szersze zastosowanie w pułapkowaniu neutralnych atomów. Wykorzystanie fali zanikającej jako twardej, odpychającej ściany optycznej, odbijającej neutralne atomy zostało po raz pierwszy zaproponowane w 1982 przez Cooka i Hilla w pracy [68]. Pierwsza demonstracja eksperymentalna idei Cooka i Hilla została przeprowadzona w 1987 przez Bełykina [69]. W pracy tej opisano odbicie do góry atomów wiązki termicznej, padających pod kątem ślizgowym do powierzchni pryzmatu, wytwarzającego falę zanikającą. W 1990 zaobserwowano odbicie atomów od ściany optycznej, wytwarzanej przez falę zanikającą przy pionowym opadaniu atomów ku powierzchni pryzmatu [70]. Więcej informacji na temat doświadczeń z wykorzystaniem lusterek optycznych można znaleźć w pracach [98, 99, 100, 101, 102, 103, 104, 105, 106, 107, 109, 110, 111, 112, 113, 114, 115, 116, 117, 118]. Możliwość wykorzystania idei lustra optycznego w realizacji rezonatorów i wnęk grawito-optycznych rozważana była w pracach [71] oraz [72]. Pierwszą reali-

zają takiej wnęki grawito-optycznej był eksperyment z 1993 opisany w pracy [73]. Więcej na temat wnęk grawito-optycznych oraz pułapek powierzchniowych (w których wykorzystywany jest także układ lustra optycznego) można znaleźć w pracach [74, 75, 76, 77, 78, 79, 80, 81, 82, 83].

Rysunek 3.1 przedstawia ideę działania lustra optycznego. Chmura zim-



Rysunek 3.1: Idea działania lustra optycznego. W górnej części rysunku przedstawiona jest ewolucja chmury zimnych atomów w układzie lustra optycznego, natomiast w dolnej części rysunku przedstawiony jest ruch atomu posiadającego zerową prędkość początkową. F_g - siła grawitacji, F_{dip} - radiacyjna siła dipolowa wytworzona przez falę zanikającą, F_{vdW} - siła van der Waalsa opisująca oddziaływanie atomów z powierzchnią dielektryka.

nych atomów, wytworzona w pułapce magnetoptycznej, opada pod wpływem pola grawitacyjnego w kierunku powierzchni dielektryka. Zostaje ona odbita ponownie do góry wskutek działania radiacyjnej siły dipolowej, wytwarzanej przez falę zanikającą, otrzymaną tuż nad powierzchnią dielektryka wskutek zjawiska całkowitego wewnętrznego odbicia. Radiacyjna siła dipolowa działa efektywnie w odległości kilku długości fali od powierzchni pryzmatu wytwarzającego falę zanikającą. W obszarze tym ujawnia swoje działanie także siła van der Waalsa, wyrażająca oddziaływanie atomów z powierzchnią dielektryczną. Siła ta przyciąga atomy ku powierzchni dielektryka, a co za tym idzie stanowi czynnik osłabiający radiacyjną siłę dipolową. Siły te dominują w obszarze wokół punktu odbicia atomu w pobliżu powierzchni pryzmatu. Siła grawitacji powoduje z kolei opadanie wytwor-

rzonyj w pułapce magnetoptycznej chmury zimnych atomów, i po wyłączeniu sił radiacyjnych pułapki magnetoptycznej, stanowi praktycznie jedyną siłę działającą na atomy w odległości rzędu milimetra od powierzchni pryzmatu. W dolnej części rysunku 3.1 przedstawione są kolejne fazy odbicia z punktu widzenia pojedynczego atomu. W części górnej przedstawiono schematycznie proces odbicia swobodnie ekspandującej we wszystkich kierunkach chmury zimnych atomów. W kolejnych paragrafach tego rozdziału omówione zostaną: radiacyjna siła dipolowa, siła van der Waalsa, fala zanikająca oraz swobodna ekspansja chmury zimnych atomów wytworzonej w pułapce magnetoptycznej. Jak to wynika z powyższych rozważań tematyka ta konstrytuje podstawy fizyczne układu lustra optycznego.

3.2 Radiacyjna siła dipolowa

W rozdziale 1 pokazane zostało że siła radiacyjna, będąca wynikiem oddziaływania atomu z promieniowaniem, posiada dwie składowe: siłę spontaniczną - związaną z gradientem fazy fali oraz siłę dipolową lub reaktywną - związaną z gradientem amplitudy fali elektromagnetycznej. Rozważmy pojawienie się tej siły z punktu widzenia atomu ubranego [63]. Podejście to pozwala na prostą fizyczną interpretację źródła jej powstania. Poziomy energetyczne atomu ubranego zależą od położenia w sposób podobny jak amplituda fali pola promieniowania. Rysunek 3.2 ilustruje zmiany przestrzenne tych poziomów w sytuacji gdy amplituda fali pola promieniowania pochodzi od fali zanikającej. Załóżmy, że atom ubrany znajduje się w jednym ze stanów $|1, n, \mathbf{r}\rangle$ (o energii $U_1(\mathbf{r})$) lub $|2, n, \mathbf{r}\rangle$ (o energii $U_2(\mathbf{r})$) i porusza się na tyle wolno, że żadne przejścia nieadiabatyczne między wspomnianymi poziomami nie mają miejsca [63]. Energia poruszającego się atomu, którą można traktować jako jego efektywną energię potencjalną, zmienia się w przestrzeni co powoduje doznawanie przez atom siły pochodzącej od pola promieniowania. Dla atomu znajdującego się w stanie $|1, n, \mathbf{r}\rangle$ siła ta wynosi:

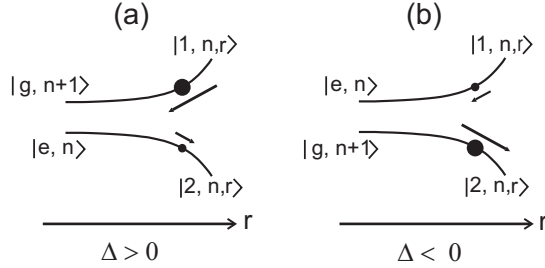
$$\mathbf{F}_1 = -\vec{\nabla}U_1(\mathbf{r}), \quad (3.1)$$

a dla atomu znajdującego się w stanie $|2, n, \mathbf{r}\rangle$:

$$\mathbf{F}_2 = -\vec{\nabla}U_2(\mathbf{r}). \quad (3.2)$$

Ponieważ siła ta związana jest z gradientem natężenia fali pola promieniowania więc na mocy tego co zostało powiedziane w rozdziale 1 siłę tę możemy

utożsamić z radiacyjną siłą dipolową.



Rysunek 3.2: Rysunek ilustrujący zależność kierunku działania uśrednionej siły dipolowej od znaku odstrojenia Δ . Znak ten określa stosunek między populacjami stanów atomu ubranego, a tym samym określa wkład każdej z dwóch chwilowych sił dipolowych do wartości uśrednionej siły.

Przyjmijmy, że atom znajduje się w spoczynku lub porusza się z tak małą prędkością, że stan atomu w danej chwili można uważać w przybliżeniu za stan stacjonarny. W stanie tym średnia siła dipolowa $\langle \mathbf{F}_{dip}(\mathbf{r}) \rangle$ powinna być średnią ważoną chwilowych sił \mathbf{F}_1 i \mathbf{F}_2 z wagami, będącymi prawdopodobieństwami przebywania atomu w danym stanie ubranym, wyrażającymi się poprzez populację Π_1^{st} i Π_2^{st} [63] obsadzenia odpowiednich stanów atomu ubranego:

$$\langle \mathbf{F}_{dip}(\mathbf{r}) \rangle = -\Pi_1^{st} \vec{\nabla} U_1 - \Pi_2^{st} \vec{\nabla} U_2. \quad (3.3)$$

Pozwala to ostatecznie zapisać średnią radiacyjną siłę dipolową w postaci [63]:

$$\langle \mathbf{F}_{dip}(\mathbf{r}) \rangle = -\frac{\hbar \Delta}{2} \vec{\nabla} \left[\ln \left(1 + \frac{\Omega_1^2(\mathbf{r})}{2\Delta^2} \right) \right], \quad (3.4)$$

gdzie Δ i Γ mają to samo znaczenie jak we wzorze 1.6, natomiast Ω_1 oznacza częstość Rabięgo atomu dwupoziomowego oddziaływującego z falą elektromagnetyczną [29].

Rysunek 3.2 ilustruje wpływ znaku odstrojenia Δ na zwrot $\langle \mathbf{F}_{dip}(\mathbf{r}) \rangle$. W przypadku gdy $\Delta > 0$ to atom ubrany jest głównie w stanie $|1, n, \mathbf{r}\rangle$ [29, 63] i średnia siła dipolowa ma zwrot zgodny z kierunkiem chwilowej siły \mathbf{F}_1 . W przypadku $\Delta < 0$ stan $|2, n, \mathbf{r}\rangle$ jest bardziej okupowany przez atom [29, 63], co powoduje przeciwny niż w poprzednim przypadku zwrot średniej siły dipolowej.

3.3 Radiacyjny potencjał dipolowy dla linii D_1 rubidu 85

Warunki eksperymentalne w układach z lustrami optycznymi oraz wnękami i pułapkami powierzchniowymi charakteryzują się małymi wartościami wielkości $\Omega_1^2(z)/2\Delta^2$. Pozwala to zastosować rozwinięcie Taylora $\ln(1+x) \approx x$ do członu logarytmicznego ze wzoru 3.4. Jeżeli jeszcze przyjmiemy, że amplituda fali pola promieniowania zależy będzie tylko od jednej współrzędnej przestrzennej z (np. fala zanikająca), to możemy na podstawie wzoru 3.4 zapisać średni radiacyjny potencjał dipolowy w postaci:

$$U_{dip}(z) = \frac{1}{4} \frac{\hbar}{\Delta} \Omega_1^2(z). \quad (3.5)$$

Rozpatrzmy przejście atomowe między dwoma stanami struktury nadsubtelnej $|g\rangle = |J, F, m_F\rangle \rightarrow |e\rangle = |J', F', m_{F'}\rangle$. Na podstawie definicji wielkości $\Omega_1(z)$ możemy wzór 3.5 zapisać jako:

$$U_{dip}(z) = \frac{|\langle J', F', m_{F'} | d | J, F, m_F \rangle|^2}{\hbar \Delta} |E(z)|^2, \quad (3.6)$$

gdzie $E(z)$ oznacza amplitudę fali elektromagnetycznej (wiązki laserowej), odpowiedzialnej za przejście atomowe. W przypadku liniowej polaryzacji tej fali mamy $m_F = m_{F'} = m$. Na podstawie twierdzenia Eckarta-Wignera możemy element macierzowy $\langle J', F', m | d | J, F, m \rangle$ zapisać w postaci [100]:

$$\langle J', F', m | d | J, F, m \rangle = \langle J' || d || J \rangle C_{Fm, F'm}, \quad (3.7)$$

gdzie $\langle J' || d || J \rangle$ oznacza tzw. zredukowany element macierzowy, natomiast $C_{Fm, F'm}$ wyraża znany z kursów mechaniki kwantowej współczynnik Clebsha-Gordona, którego sposób obliczenia można m.in. znaleźć w pracy [95]. Wykorzystując związek między natężeniem I [W/m^2] fali elektromagnetycznej a jej amplitudą $I = 2\varepsilon_0 c |E|^2$ oraz związek między zredukowanym elementem macierzowym $\langle J' || d || J \rangle$ i szerokością przejścia Γ :

$$|\langle J' || d || J \rangle|^2 = \Gamma \frac{3\varepsilon_0 \hbar}{8\pi^2} \lambda_0^3 \frac{2J' + 1}{2J + 1}, \quad (3.8)$$

możemy potencjał dipolowy zapisać w postaci:

$$U_{dip}(z) = \frac{3}{16} \frac{\Gamma \lambda_0^3}{\pi^2 c} \frac{I(z)}{\Delta} \frac{2J' + 1}{2J + 1} |C_{Fm, F'm}|^2,$$

gdzie λ_0 oznacza długość fali w próżni dla omawianego przejścia atomowego. W przypadku linii rubidu D_1 otrzymujemy $J = J' = 1/2$, czynnik $\frac{2J'+1}{2J+1}=1$ i radiacyjny potencjał dipolowy dla przejścia $F, m \rightarrow F', m$ zapisujemy ostatecznie jako:

$$U_{Fm, F'm}^{dip}(z) = \frac{3}{16} \frac{\Gamma \lambda_0^3}{\pi^2 c} \frac{|C_{Fm, F'm}|^2}{\Delta_{FF'}} I(z), \quad (3.9)$$

gdzie $\Delta_{FF'}$ oznacza odstrojenie Δ dla omawianego przejścia.

Rysunek 3.3 przedstawia schemat poziomów energetycznych linii D_1 w rubidzie 85 wraz z częstotściami fali elektromagnetycznej, sprzęgającej określone poziomy. W przypadku gdy częstota fali jest odstrojona o dodatnią wartość od częstoty rezonansowej przejścia $F = 3 \rightarrow F' = 3$ radiacyjny potencjał dipolowy jest sumą potencjałów pochodzących od przejść $F = 3 \rightarrow F' = 3$ oraz $F = 3 \rightarrow F' = 2$:

$$U_{3m}^{dip}(z) = U_{3m, 3m}^{dip}(z) + U_{3m, 2m}^{dip}(z) = \frac{3}{16} \frac{\Gamma \lambda_0^3}{\pi^2 c} I(z) \left(\frac{|C_{3m, 3m}|^2}{\Delta_{33}} + \frac{|C_{3m, 2m}|^2}{\Delta_{33} + \Delta_{HFS}} \right). \quad (3.10)$$

W przypadku przedstawionym na rysunku 3.3b potencjał dipolowy jest sumą potencjałów związanych z przejściami $F = 2 \rightarrow F' = 3$ oraz $F = 2 \rightarrow F' = 2$ i przyjmuje postać:

$$U_{2m}^{dip}(z) = U_{2m, 3m}^{dip}(z) + U_{2m, 2m}^{dip}(z) = \frac{3}{16} \frac{\Gamma \lambda_0^3}{\pi^2 c} I(z) \left(\frac{|C_{2m, 3m}|^2}{\Delta_{23}} + \frac{|C_{2m, 2m}|^2}{\Delta_{23} + \Delta_{HFS}} \right). \quad (3.11)$$

Zapiszmy teraz potencjał dipolowy w sytuacji gdy potencjał ten wytwarzany jest przez falę zanikającą o natężeniu $I(z) = I_0 e^{-z/D}$. W takiej sytuacji oba przedstawione powyżej potencjały można zapisać w postaci:

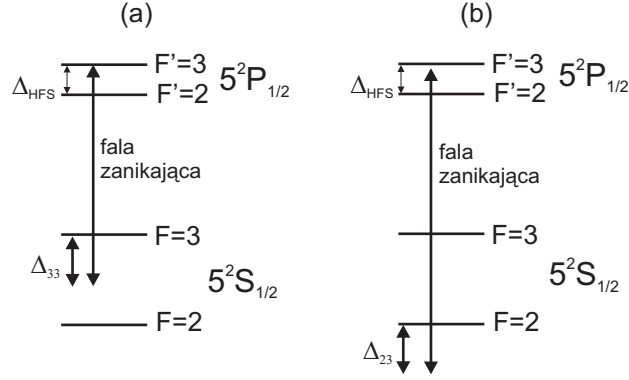
$$U_{Fm}(z) = U_0 u_{Fm} e^{-z/D}, \quad (3.12)$$

gdzie

$$U_0 = \frac{3}{16} \frac{\Gamma \lambda_0^3}{\pi^2 c} I_0, \quad (3.13)$$

natomiast u_{Fm} przedstawia współczynnik strukturalny:

$$u_{Fm} = \sum_{F'} \frac{|C_{Fm, F'm}|^2}{\Delta_{FF'}}. \quad (3.14)$$

Rysunek 3.3: Schemat przejść struktury nadsubtelnej linii D_1 rubidu ^{85}Rb .

3.4 Niekoherentne rozpraszanie fotonów podczas odbicia

Bardzo ważną wielkością opisującą zachowanie atomu podczas jego odbicia od lustra optycznego jest prawdopodobieństwo niekoherentnego rozproszenia fotonu p^{st} , pochodzącego od fali zanikającej. W celu znalezienia tej wielkości wprowadźmy do rozważań tempo rozpraszania fotonów od fali zanikającej Γ^{sc} . Związek tej wielkości z potencjałem dipolowym wytwarzanym przez falę zanikającą wynika z fundamentalnych związków między absorpcyjną a dyspersyjną odpowiedzią oscylatora i wynosi dla przejścia $F, m \rightarrow F', m$ [83]:

$$\Gamma_{Fm, F'm}^{sc}(z) = \frac{\Gamma}{\hbar \Delta_{FF'}} U_{Fm, F'm}(z). \quad (3.15)$$

W przypadku przedstawionym na rysunku 3.3 tempo rozpraszania fotonów przyjmuje postać:

$$\Gamma_{Fm}^{sc}(z) = \sum_{F'} \Gamma_{Fm, F'm}^{sc}(z) = \frac{\Gamma}{\hbar} U_0 e^{-z/D} g_{Fm}, \quad (3.16)$$

gdzie g_{Fm} oznacza współczynnik strukturalny:

$$g_{Fm} = \sum_{F'} \frac{|C_{Fm, F'm}|^2}{\Delta_{FF'}^2}. \quad (3.17)$$

Aby otrzymać prawdopodobieństwo niekoherentnego rozproszenia fotonu podczas odbicia p^{sp} trzeba użyć wyrażenia [74]:

$$p_{Fm}^{sp} = 1 - \exp[-P_{Fm}^{sp}], \quad (3.18)$$

gdzie P_{Fm}^{sp} wyraża się wzorem:

$$P_{Fm}^{sp} = \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma_{Fm}^{sc}[z(t)] dt, \quad (3.19)$$

natomiast $z(t)$ oznacza klasyczną trajektorię atomu podczas odbicia. W celu wyliczenia P_{Fm}^{sp} zamiast znajdowania trajektorii $z(t)$ łatwiej znaleźć jest jej funkcję $s(t) = e^{z(t)/D}$. W tym celu wykorzystujemy zasadę zachowania energii w obszarze blisko powierzchni dielektryka $z \sim D$. W obszarze tym możemy zaniedbać, jako mało znaczący w stosunku do potencjału od fali zanikającej, potencjał grawitacyjny i zapisać zasadę zachowania energii mechanicznej atomu w postaci:

$$\frac{m}{2} \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 + U_{Fm}(z) = E, \quad (3.20)$$

gdzie całkowita energia mechaniczna wynosi $E = mgh$. Ostatnie równanie możemy przekształcić do postaci całkowej:

$$\int \frac{dz}{\sqrt{B - Ae^{-z/D}}} = \int t dt,$$

gdzie $A = 2U_0 u_{Fm}$ oraz $B = 2gh$. Wykonując podstawienie $s(t) = e^{z(t)/D}$ otrzymamy równanie:

$$-D \int \frac{ds}{s\sqrt{B - As}} = \int dt,$$

które pozwala znaleźć postać funkcji $t(s)$:

$$t(s) = \frac{2D}{\sqrt{2gh}} \operatorname{arctgh} \left(\frac{\sqrt{2gh - 2U_0 u_{Fm} s/m}}{\sqrt{2gh}} \right) \quad (3.21)$$

oraz $s(t)$:

$$s(t) = \frac{ghm}{U_0 u_{Fm}} \left[1 - \operatorname{tgh}^2 \left(\frac{\sqrt{2gh}}{2D} t \right) \right]. \quad (3.22)$$

Wykorzystując wartość całki:

$$\int [1 - \operatorname{tgh}^2(at)] dt = \frac{\operatorname{tgh}(at)}{a}$$

oraz fakt, że $\operatorname{tgh}(-\infty) = -1$ i $\operatorname{tgh}(\infty) = 1$ otrzymujemy P_{Fm}^{sp} jako:

$$P_{Fm}^{sp} = \frac{2Dm\Gamma(g_{Fm}/u_{Fm})}{\hbar} \sqrt{2gh}. \quad (3.23)$$

Można wprowadzić uśrednioną po podpoziomach magnetycznych wartość tej wielkości w postaci:

$$P_F^{sp} = \frac{1}{2F+1} \sum_{m=-F}^F P_{Fm}^{sp}. \quad (3.24)$$

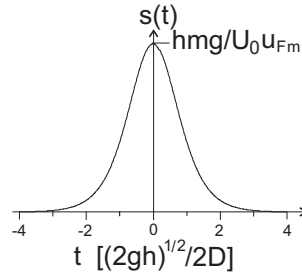
Prawdopodobieństwo rozproszenia fotonu przez atom znajdujący się w stanie podstawowym F podczas całego procesu odbicia wyniesie więc:

$$p_F^{sp} = 1 - \exp[-P_F^{sp}]. \quad (3.25)$$

Można sobie postawić pytanie jaka będzie wartość ilości rozproszonych przez atom fotonów przed osiągnięciem klasycznego punktu zwrotu a więc przed osiągnięciem chwili t_z :

$$\tilde{P}_{Fm}^{sp} = \int_{-\infty}^{t_z} \Gamma_{Fm}^{sc}(t) dt.$$

Zauważmy najpierw, że dla położenia $z = h$ funkcja $s(t)$ przyjmuje wartość 0, co zgodnie z wykresem na rysunku 3.4 odpowiada początkowemu momentowi $t_p = -\infty$ i końcowemu momentowi (gdy atom po odbiciu elastycznym wróci znowu do punktu $z = h$) $t_k = \infty$. W klasycznym punkcie zwrotu będziemy



Rysunek 3.4: Wykres funkcji $s(t)$ -opis w tekście.

mieli: $U_0 u_{Fm} s = E = mgh$ co odpowiada $s = mgh/U_0 u_{Fm}$. Po wstawieniu tej wartości s do wzoru 3.21, wnioskujemy że klasyczny punkt zwrotu odpowiada chwili $t_z = 0$. Ze względu na parzystość funkcji $s(t)$ wartość \tilde{P}_{Fm}^{sp} wyniesie więc:

$$\tilde{P}_{Fm}^{sp} = \frac{1}{2} P_{Fm}^{sp}. \quad (3.26)$$

Wielkość ta uśredniona po podpoziomach zeemanowskich będzie miała oczywiście postać

$$\tilde{P}_F^{sp} = \frac{1}{2} P_F^{sp}$$

a prawdopodobieństwo rozproszenia przez atom fotonu przed osiągnięciem klasycznego punktu zwrotu będzie równe [74]:

$$\tilde{p}_F^{sp} = 1 - \exp[-\tilde{P}_F^{sp}]. \quad (3.27)$$

Rozważmy atom rubidu 85 znajdujący się w stanie podstawowym $F = 3$ (linia D_1), który opada w kierunku powierzchni dielektryka i poddany jest działaniu siły dipolowej związanej z przejściem $F = 3 \rightarrow F' = 3$ i $F = 3 \rightarrow F' = 2$. Jeżeli atom ten zaabsorbuje foton fali zanikającej spowoduje to jego przejście do jednego ze stanów F', m . Jedynie w przypadku gdy po zaabsorbowaniu fotonu atom wróci do stanu podstawowego $F = 3$ ulegnie on odbiciu od lustra optycznego. Przejście atomu do stanu $F = 2$ uniemożliwi odbicie atomu ze względu na bardzo małą wartość potencjału odbijającego, spowodowaną bardzo dużym odstrojeniem fali zanikającej. Podobna sytuacja będzie miała miejsce gdy odbicie atomu od lustra optycznego będzie oparte na przejściach $F = 2 \rightarrow F' = 3$ i $F = 2 \rightarrow F' = 2$. W tym przypadku zaabsorbowanie przez opadający atom fotonu z fali zanikającej i przejście następnie na poziom $F = 3$ spowoduje niemożliwość odbicia od lustra optycznego, gdyż w stanie tym potencjał dipolowy będzie miał charakter przyciągający atom do powierzchni! Prawdopodobieństwo p_{rf} spadnięcia atomu na powierzchnię przyzmatu bez odbicia będzie wynosić:

$$p_{rf} = \tilde{p}_F^{sp}(1 - q_F), \quad (3.28)$$

gdzie q_F oznacza prawdopodobieństwa przejścia atomu który zaabsorbował foton ponownie do początkowego stanu podstawowego F . Prawdopodobieństwo to można wyrazić przybliżonym wzorem [74]:

$$q_F = \frac{1}{2F + 1} \sum_{m=-F}^F \frac{\sum_{F'} |C_{Fm, F'm}|^2 r_{F'}}{\sum_{F'} |C_{Fm, F'm}|^2}, \quad (3.29)$$

$$r_{F'} = (2F + 1)(2J' + 1) \left| \left\{ \begin{matrix} F & 1 & F' \\ J' & I & J \end{matrix} \right\} \right|^2. \quad (3.30)$$

Sposób obliczenia symbolu

$$\left| \left\{ \begin{matrix} F & 1 & F' \\ J' & I & J \end{matrix} \right\} \right|^2 \quad (3.31)$$

można znaleźć m.in. w pracy [101].

3.5 Oddziaływanie van der Waalsa

Energie poziomów energetycznych atomu znajdującego się w pobliżu powierzchni dielektryka ulegają niewielkiemu przesunięciu wskutek oddziaływania atomu z powierzchnią. Pole elektryczne indukowanego momentu dipolowego atomu ulega odbiciu od powierzchni dielektryka i wpływa na zachowanie się swojego źródła. Zjawisko to można rozważać jako oddziaływanie między elektrycznym momentem dipolowym atomu i fikcyjnym obrazem tego momentu, znajdującym się pod powierzchnią dielektryka w odległości równej tej w jakiej znajduje się atom w stosunku do powierzchni dielektryka [84, 85]. Hamiltonian tego oddziaływania można przedstawić w postaci [84]:

$$H_{vdW} = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} \frac{1}{64\pi\epsilon_0} \frac{\hat{D}_{\parallel}^2 + 2\hat{D}_{\perp}^2}{z^3}, \quad (3.32)$$

gdzie operatory \hat{D}_{\parallel} oraz \hat{D}_{\perp} oznaczają równoległy i prostopadły do powierzchni elektryczny moment dipolowy atomu. Operator $\hat{W} = \hat{D}_{\parallel}^2 + 2\hat{D}_{\perp}^2$ można zapisać jako sumę części skalarnej \hat{W}_S i kwadrupolowej \hat{W}_Q :

$$\hat{W} = e^2 \left(\hat{X}^2 + \hat{Y}^2 + 2\hat{Z}^2 \right) = \hat{W}_S + \hat{W}_Q,$$

gdzie $(\hat{X}^2, \hat{Y}^2, \hat{Z}^2)$ oznacza operator położenia elektronu względem środka masy atomu. Funkcja falowa atomu znajdującego się w stanie opisanym przez liczbę kwantową $J \leq 1/2$ nie posiada składowej kwadrupolowej, a ponieważ taki przypadek ma miejsce dla obu przejść linii D_1 w rubidzie, więc w dalszych obliczeniach możemy przyjąć że operator \hat{W} składa się tylko z części skalarnej, którą można przedstawić w postaci [84]:

$$\hat{W}_S = \frac{4}{3} e^2 \hat{R}^2, \quad (3.33)$$

gdzie $\hat{R}^2 = \hat{X}^2 + \hat{Y}^2 + \hat{Z}^2$. Przesunięcie poziomu energetycznego atomu znajdującego się w stanie $|\psi\rangle = |n, l, J, I, F, M\rangle$ pochodzące od części skalarnej hamiltonianu H_{vdW} ma postać:

$$\Delta E_v = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} \frac{1}{48\pi\epsilon_0} e^2 \langle \psi | \hat{R}^2 | \psi \rangle \approx \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} \frac{1}{48\pi\epsilon_0} e^2 a_0^2 \alpha_{\psi}. \quad (3.34)$$

Współczynnik zależny od stanu atomu α_{ψ} wyraża się przez:

$$\alpha_{\psi} = \tilde{n}_{\psi}^2 [5\tilde{n}_{\psi}^2 + 1 - 3l(l+1)] / 2, \quad (3.35)$$

gdzie \tilde{n}_ψ oznacza efektywną główną liczbę kwantową stanu $|\psi\rangle$. W przypadku atomu Rubidu wartość tej liczby dla stanu podstawowego $5^2S_{1/2}$ przejścia D_1 wynosi $\tilde{n}_s = 1.805$, natomiast dla stanu wzbudzonego $5^2P_{1/2}$ tego przejścia $\tilde{n}_p = 2.293$. Zastosowanie wzoru 3.35 pozwala zapisać przesunięcia poziomów linii D_1 w rubidzie jako:

$$\Delta E_{v,s} = -\frac{q_s}{z^3}, \quad \Delta E_{v,p} = -\frac{q_p}{z^3}, \quad (3.36)$$

gdzie:

$$q_s = 28.16 \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} \frac{1}{48\pi\epsilon_0} e^2 a_0^2 \quad \text{oraz} \quad q_p = 55.97 \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} \frac{1}{48\pi\epsilon_0} e^2 a_0^2. \quad (3.37)$$

W rozważanym w tej pracy układzie eksperymentalnym lustra optycznego oddziaływanie atomów z falą zanikającą wywołuje przejścia między poziomami linii D_1 rubidu. W przypadku małego natężenia fali zanikającej można przyjąć, że atom znajduje się będzie głównie w stanie podstawowym. W takim wypadku siła Van der Waalsa pochodząca od oddziaływania z powierzchnią dielektryka wyrażać się będzie jako:

$$F_v(z) = -\frac{\partial}{\partial z} \Delta E_{v,s}(z) = -\frac{3q_s}{z^4}. \quad (3.38)$$

3.6 Fala zanikająca

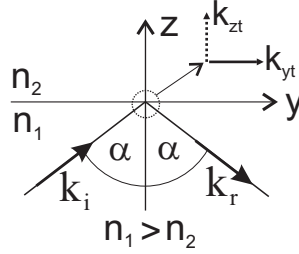
Fala zanikająca pojawia się jako wynik przechodzenia światła z ośrodka optycznie gęstszego (np. szkła-współczynnik załamania n_1) do ośrodka optycznie rzadszego (np. powietrze, pary atomowe-współczynnik załamania n_2) gdy kąt padania α (rysunek 3.5) jest większy od tak zwanego kąta granicznego $\alpha_c = \arcsin(n_2/n_1)$, dla którego kąt załamania jest kątem prostym. Amplituda pola elektrycznego fali zanikającej w ośrodku rzadszym opisana jest wzorem [86, 87, 96]:

$$\mathbf{E}_t(x, z, t) = \frac{1}{2} \mathbf{E}_{t0} \exp(-z/d) \exp[i(2\pi/\lambda_0)n_1 \cos \alpha x - \omega t] + c.c., \quad (3.39)$$

gdzie

$$d = \frac{\lambda_0}{2\pi \sqrt{n_1^2 \sin^2 \alpha - n_2^2}} \quad (3.40)$$

oznacza tak zwaną głębokość wnikania fali zanikającej a $\lambda_0 = 2\pi(c/\omega)$ oznacza długość fali w próżni. Fala ta jak widać z ostatniej równości propaguje



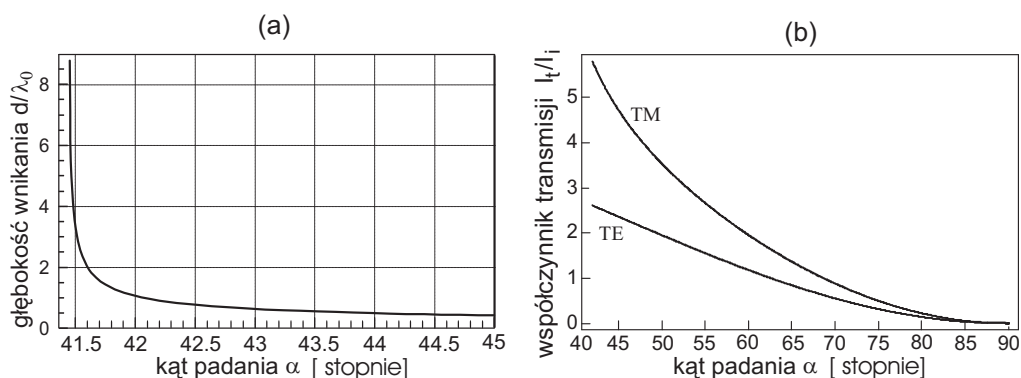
Rysunek 3.5: Kierunki propagacji fali płaskiej wraz zaznaczonymi wektorami falowymi \mathbf{k} wokół granicy między dwoma ośrodkami dielektrycznymi w sytuacji gdy współczynnik załamania ośrodka pierwszego n_1 jest większy od współczynnika załamania ośrodka drugiego n_2 . Indeks i przy \mathbf{k} oznacza falę padającą; indeks r falę odbitą a indeks t falę przechodzącą. Dla pewnej wartości kąta padania $\alpha = \alpha_c$, zwanego kątem granicznym, kąt załamania jest kątem prostym a wektor falowy fali przechodzącej przyjmuje najmniejszą z możliwych wartości rzeczywistych.

się w kierunku osi x i jednocześnie, ze względu na urojoną wartość składowej wektora falowego k_{tz} , amplituda tej fali nie jest już stała w obszarze frontu falowego ale zanika eksponencjalnie wraz z oddalaniem się od powierzchni rozdziału dwóch ośrodków. Rysunek 3.6a przedstawia zależność głębokości wnikania (wyrażonej w jednostkach długości fali w próżni) od kąta padania dla szkła o współczynniku załamania $n_1 = 1.5109$. Kąt graniczny dla tego przypadku wynosi $\alpha_c = 41.44^\circ$. Wielkość d oznacza odległość na osi z dla której amplituda fali maleje o wartość $1/e \approx 0.368$. Ponieważ natężenie fali zanikającej będzie proporcjonalne do kwadratu amplitudy tej fali więc natężenie będzie wyrażać się wzorem $I = I_0 e^{-2z/d}$. Oznacza to, że odległością na której natężenie fali zanikającej maleje o wielkość $1/e$ będzie $D = d/2$, którą można nazwać głębokością wnikania dla natężenia. Szybkość zmiany amplitudy fali zanikającej jest tak duża, że umożliwia otrzymanie optycznych sił dipolowych pozwalających na odbijanie w kierunku pionowym do góry zimnych atomów o temperaturach kilkuset μK . Wykorzystując związek między wartością wektora natężenia pola elektrycznego a natężeniem fali $I = \frac{1}{2} n \epsilon_0 c |\mathbf{E}|^2$ oraz wykorzystując równania Fresnela [86, 96] dla kąta padania $\alpha > \alpha_0$ dostajemy następujące wyrażenia na efektywne natężenia fali zanikającej dla $z = 0$, przy znajomości natężeń i polaryzacji (TE, lub TM [95]) fali padającej:

$$\frac{I_{TM}}{I_{iTM}} = \frac{4n \cos^2 \alpha (2n^2 \sin^2 \alpha - 1)}{\cos^2 \alpha + n^4 \sin^2 \alpha + -n^2}, \quad (3.41)$$

$$\frac{I_{tTE}}{I_{iTE}} = \frac{4n \cos^2 \alpha}{n^2 - 1}. \quad (3.42)$$

Powyższe równania zostały zapisane dla $n_{21} = n_2/n_1 = 1/n$, co odzwierciedla typowy przypadek z dziedziny optyki atomowej, gdzie drugim ośrodkiem są pary atomowe o współczynniku załamania $n_2 \approx 1$. Rysunek 3.6b przedstawia wykresy przedstawionych w ostatnim równaniu stosunków natężeń. Warto zwrócić uwagę na fakt, że dla dużego obszaru kąta padania natężenie fali zanikającej, zarówno dla polaryzacji TE jak i TM, jest większe od natężenia fali padającej. Szczegóły dotyczące polaryzacji fali zanikającej oraz zastosowania fali zanikającej w spektroskopii atomowej można znaleźć między innymi w pracach [95, 86, 87, 96, 88, 89, 90, 91, 92, 93].



Rysunek 3.6: (a) Zależność głębokości wnikania od kąta padania w przypadku gdy pierwszy ośrodek stanowi szkło o współczynniku załamania $n_1 = 1.5109$ a drugi ośrodek stanowi powietrze ($n_2 = 1$). (b) Współczynniki transmisji natężenia fali zanikającej jako funkcja kąta padania dla przypadku gdy światło przechodzi ze szkła BK 7 o współczynniku załamania $n_1 = 1.5109$ do powietrza dla którego przyjmujemy współczynnik załamania $n_2 = 1$. Pokazano krzywe transmisji dla polaryzacji fali padającej TE i TM.

3.7 Ruch atomu w potencjale lustra optycznego

W poprzednich paragrafach omówione zostały dwie siły działające na atomy w układzie eksperymentalnym lustra optycznego: radiacyjna siła dipolowa $\mathbf{F}_d(z)$, pochodząca od fali zanikającej oraz siła van der Waalsa $\mathbf{F}_v(z)$, pochodząca od oddziaływania atomów z powierzchnią dielektryka. W celu pełnego opisu zjawiska mającego miejsce podczas odbicia atomów przez falę zanikającą należy uwzględnić siłę grawitacji \mathbf{F}_g , powodującą opadanie chmury

dużych odległości od powierzchni $z \gg \lambda$ jedyną efektywnie działającą siłą będzie siła grawitacji. Dla niewielkich odległości od powierzchni $z \sim \lambda$ siła grawitacji będzie z kolei zanedbywalnie mała w stosunku do siły dipolowej i siły van der Waalsa, i jedynie te dwie ostatnie siły będą decydowały o zachowaniu atomów w tym obszarze. Rysunek 3.7 przedstawia charakterystyczne cechy całkowitego potencjału $U(z)$ (opisanego wzorem 3.44) w którym porusza się atom. Niech ruch atomu zaczyna się na pewnej wysokości nad powierzchnią dielektryka (w punkcie A na krzywej potencjału) o wartości współrzędnej $z_p = h$ z prędkością początkową równą zero. Zakładając że energia mechaniczna atomu podczas jego ruchu będzie zachowana, wnioskujemy że atom powinien zatrzymać się w punkcie o współrzędnej z , oznaczonej jako z_k . Punkt ten na krzywej potencjału oznaczony jest jako B. Jest to punkt w którym potencjał przyjmuje wartość całkowitej energii mechanicznej atomu $E = mgh$. Oznacza to, że w punkcie tym energia kinetyczna wyniesie zero i atom musi się tam zatrzymać. Jest to więc tak zwany klasyczny punkt zwrotu. Jak wygląda ruch atomu między punktami z_p i z_k ? Analizując kształt potencjału i wiedząc, że siła działająca w kierunku z wyraża się przez gradient potencjału wzięty ze znakiem minus widzimy, że atom poddany początkowo działaniu siły grawitacji, znajdując się bardzo blisko powierzchni, zacznie odczuwać działanie skierowanej pionowo do góry radiacyjnej siły dipolowej, pochodzącej od fali zanikającej. W punkcie oznaczonym na krzywej potencjału jako C ($z = z_0$) całkowita siła wynosi zero. Atom osiąga tam największą prędkość ze względu na to, że jest to minimum jego energii potencjalnej. Od tego momentu aż do zatrzymania w punkcie B siła działająca na atom będzie skierowana pionowo do góry i będzie bardzo szybko narastać. Jak wynika z kształtu potencjału wyhamowanie ruchu atomu będzie miało miejsce na bardzo krótkim odcinku. Po zatrzymaniu się atom zacznie poruszać się pionowo do góry a jego energia potencjalna będzie zmieniać się jak to ilustruje krzywa $U(z)$ na rysunku 3.7. Można by zinterpretować opisany tutaj ruch atomu jako odbicie o od sprężystej trampoliny, z którą spadający atom zaczyna oddziaływać w otoczeniu $z = z_0$. Poruszając się w obszarze między z_0 a z_k (zacieniony obszar na rysunku 3.7) atom odkształca coraz bardziej powierzchnię hipotetycznej sprężystej trampoliny, co powoduje działanie siły spowalniającej jego ruch. Po wytraceniu energii kinetycznej siła związana z odkształceniem trampoliny powoduje przyspieszenie atomu w kierunku pionowym do góry.

Wartości opisanych tutaj charakterystycznych położenia atomu nad po-

wierzchnią z_0 oraz z_k możemy obliczyć wykorzystując przedstawione wcześniej wyrażenie na energię potencjalną atomu w układzie lustra optycznego $U(z)$. Wielkość z_0 wyznaczona jest przez zerowanie się siły działającej na atom $F(z) = \frac{dU}{dz} = 0$ i znajdziemy ją z równania:

$$-(U_{d0}/D)e^{-z_0/D} + \frac{3q_v}{z_0^4} + mg = 0. \quad (3.45)$$

Pomijając w ostatnim wzorze człon pochodzący od siły van der Waalsa otrzymujemy przybliżony wzór analityczny na z_0 w postaci:

$$z_0 = D \ln \frac{U_{d0}}{mgD}. \quad (3.46)$$

Warunek na punkt zwrotu z_k otrzymujemy z równości :

$$U_{d0}e^{-z_k/D} - q_v \frac{1}{z_k^3} = E, \quad (3.47)$$

gdzie we wzorze na potencjał pominięty został ze względu na bardzo małą wartość człon grawitacyjny. Przybliżony wzór w postaci analitycznej otrzymamy rozwiązując ostatnie równanie z pominięciem siły van der Waalsa:

$$z_k = D \ln \frac{U_{d0}}{E}. \quad (3.48)$$

Wykorzystując wyrażenia analityczne 3.46 oraz 3.48, możemy znaleźć przybliżony wzór na długość odcinka $\Delta z = z_0 - z_k$ na którym następuje wyhamowanie prędkości atomu z wartości maksymalnej do zera w postaci:

$$\Delta z = z_0 - z_k = D \ln(h/D), \quad (3.49)$$

gdzie h/D wyraża wysokość z jakiej spuszczonego zostaje atom w jednostkach długości wnikania natężenia D . Dla przykładowych wartości $D = 400$ nm i wysokości $h = 2.5$ mm Δz wyniesie 8.7 w jednostkach D . Można powiedzieć, że Δz oznacza odcinek na jaki zostanie naprężona hipotetyczna wspomniana wcześniej trampolina odbijająca atom.

Analizując kształt potencjału lustra optycznego należy zwrócić uwagę na wielkość z_{max} , która związana jest z maksymalną wartością potencjału: $U(z_{max}) = U_{max}$. Punkt ten możemy znaleźć rozwiązując numerycznie równanie określone przez zerowanie się pochodnej potencjału, składającego się z członu dipolowego i członu van der Waalsa:

$$-(U_{d0}/D)e^{-z_{max}/D} + \frac{3q_v}{z_{max}^4} = 0. \quad (3.50)$$

Wielkość z_{max} określa jednocześnie najmniejszą odległość na jaką mogą zbliżyć się atomy do powierzchni podczas zjawiska odbicia. U_{max} oznacza natomiast maksymalną wartość - barierę potencjału odbijającego:

$$U_{max} = U_{d0}e^{-z_{max}/D} - q_v \frac{1}{z_{max}^3}, \quad (3.51)$$

za pomocą której można zapisać warunek odbicia atomu od powierzchni:

$$U_{max} > E, \quad (3.52)$$

gdzie E oznacza energię mechaniczną atomu. Ostatnią wielkością opisaną w tym paragrafie będzie czas hamowania τ , który określa jednocześnie czas oddziaływania atomu z falą zanikającą. Dokładną wartość tej wielkości można otrzymać rozwiązując numerycznie równanie ruchu dla atomu w potencjale $U(z)$ z warunkami początkowymi z_0 (punkt C) i prędkością początkową $v_0 = \sqrt{2gh}$. W celu otrzymania przybliżenia analitycznego zastępujemy rzeczywisty potencjał $U(z)$ potencjałem liniowym, który otrzymujemy prowadząc linię prostą przez punkty C i B na rysunku 3.7. Równanie na prędkość będzie miało w takim wypadku postać:

$$v(t) = \sqrt{2g(h - z_0)} - \frac{U_d(z_k) - U_d(z_0)}{m(z_k - z_0)}t. \quad (3.53)$$

Czas hamowania określony przez warunek $v(\tau) = 0$ wyraża się więc jako:

$$\tau = \frac{\sqrt{2g(h - z_0)}(z_0 - z_k)m}{U_d(z_k) - U_d(z_0)}, \quad (3.54)$$

który to wzór na podstawie równości 3.46, 3.48 oraz 3.49 można przekształcić do postaci:

$$\tau = \frac{m\sqrt{2g(h - z_0)}D \ln(h/D)}{mg(h - D)} \cong \frac{D}{\sqrt{gh/2}} \ln(h/D). \quad (3.55)$$

Dla podanych już wcześniej przykładowych wartości $D = 400$ nm i $h = 2.5$ mm czas ten wyniesie około $\tau = 32$ μ s. W porównaniu z czasem spadku 23 ms można powiedzieć, że odbicie następuje niemal natychmiastowo.

3.8 Swobodna ekspansja chmury zimnych atomów

Rozkład gęstości atomów $w(x, y, z, v_x, v_y, v_z)$ w pułapce magnetoptycznej otrzymuje się jako rozwiązanie równania Fokkera-Plancka [32] dla siły oscylatora harmonicznego tłumionego [33, 38, 44]. Rozkład ten ma postać wielowymiarowej funkcji Gaussa:

$$w(\mathbf{r}_0, \mathbf{v}_0) = N \prod_{i=x,y,z} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{i0}^2}} \frac{1}{\sqrt{2\pi u^2}} \exp(-x_{i0}^2/2\sigma_{i0}^2) \exp(-v_{i0}^2/2u^2), \quad (3.56)$$

gdzie N oznacza całkowitą ilość atomów w chmurze. Zera występujące przy współrzędnych oznaczają początkowe położenia i prędkości atomów w chwili $t = 0$. W chwili tej wyłączamy siły pułapkujące i pozwalamy chmurze zimnych atomów ewoluować swobodnie w przestrzeni. Jeżeli przyjmiemy układ współrzędnych w ten sposób, że oś z będzie skierowana pionowo do góry i chmura będzie się znajdowała w chwili $t = 0$ na wysokości h nad początkiem układu współrzędnych to ruch pojedynczego atomu będzie można opisać według równań ruchu:

$$x = x_0 + v_{x0}t, \quad y = y_0 + v_{y0}t, \quad z = h + v_{z0}t - gt^2/2. \quad (3.57)$$

Oznacza to po prostu, że chmura atomów będzie ekspandować we wszystkich kierunkach oraz opadać pionowo w dół pod wpływem siły grawitacji. Dokonując przekształceń opisanych w pracy [97], możemy zapisać gęstość ekspandującej i opadającej chmury atomów w postaci:

$$w(x, y, z, t) = N w_x(x, t) w_y(y, t) w_z(z, t), \quad (3.58)$$

gdzie

$$w_x(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{xt}^2}} \exp(-x^2/2\sigma_{xt}^2), \quad (3.59)$$

$$w_y(y, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{yt}^2}} \exp(-y^2/2\sigma_{yt}^2), \quad (3.60)$$

$$w_z(z, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{zt}^2}} \exp(-(z - h + 0.5gt^2)^2/2\sigma_{zt}^2), \quad (3.61)$$

przy czym σ_{xit} oznacza ekspandujący w czasie promień gaussowski w kierunku współrzędnej x_i i wyraża się wzorem:

$$\sigma_{xit} = \sqrt{\sigma_{i0}^2 + u^2 t^2}, \quad (3.62)$$

w którym wielkość u charakteryzująca początkowy rozkład prędkości atomów wiąże się z ich temperaturą wzorem $u^2 = (k_B T/M)$.

3.9 Efektywna powierzchnia lustra optycznego

Jak zostało to pokazane wcześniej, ze względu na występowanie siły van der Waalsa, potencjał odbijający posiada maksymalną wartość dla pewnego położenia $z = z_{max}$. Z powodu zmian natężenia fali zanikającej w płaszczyźnie xy , związanych z gaussowskim profilem wiązki laserowej, można określić powierzchnię na płaszczyźnie xy dla której grupa atomów posiadających określoną energię mechaniczną ulegnie odbiciu od lustra optycznego pod warunkiem znalezienia się na wspomnianej powierzchni. Warunek odbicia będzie określony przez nierówność:

$$\left(U_{d0,Fm} e^{-x^2/w_x^2} e^{-y^2/w_y^2} \right) \exp[-z_{max}/D] - \frac{q_v}{z_{max}^3} \geq E, \quad (3.63)$$

gdzie E oznacza energię mechaniczną atomu, w_x i w_y oznaczają rozmiary plamki pochodzącej od wiązki wytwarzającej falę zanikającą na pryzmacie oraz $U_{d0,Fm}$ oznacza amplitudę potencjału dipolowego U_{Fm} (wzory 3.10 oraz 3.11). Efektywne rozmiary lustra optycznego $w_{lx,Fm}$ i $w_{ly,Fm}$ - realizowanego w sytuacji układu przejść atomowych przedstawionych na rysunkach 3.3a i b - będą zdefiniowane jako rozwiązania równań:

$$U_{d0,Fm} \exp(-w_{lx,Fm}^2/w_x^2) \exp(-z_{max}/D) - \frac{q_v}{z_{max}^3} = E, \quad (3.64)$$

$$U_{d0,Fm} \exp(-w_{ly,Fm}^2/w_y^2) \exp(-z_{max}/D) - \frac{q_v}{z_{max}^3} = E. \quad (3.65)$$

Podczas wykonywania obliczeń, których wyniki zostały zamieszczone w tej pracy, zdefiniowane powyżej efektywne rozmiary lustra liczone były poprzez numeryczne rozwiązania powyższych równań dla energii mechanicznej: $E = mgh + mu^2/2$, gdzie h oznacza położenie początkowej chmury atomów nad pryzmatem a u określa temperaturę chmury atomowej i opisane jest w paragrafie 3.8. Ze względu na zależność amplitudy $U_{d0,Fm}$ potencjału dipolowego od liczby kwantowej m wygodnie jest wprowadzić uśrednione po podpoziomach magnetycznych wartości $w_{lx,Fm}$ i $w_{ly,Fm}$ analogicznie jak to zostało zastosowane we wzorze 3.24:

$$w_{lx,F} = \frac{1}{2F+1} \sum_{m=-F}^F w_{lx,Fm}, \quad w_{ly,F} = \frac{1}{2F+1} \sum_{m=-F}^F w_{ly,Fm}. \quad (3.66)$$

Można wprowadzić także pojęcie efektywnego promienia lustra optycznego w postaci:

$$w_{l,F} = \sqrt{w_{lx,F}w_{ly,F}},$$

dla którego pole efektywnej powierzchni odbijającej jest takie samo jak w przypadku kształtu eliptycznego zdefiniowanego przez osie $w_{lx,F}$ i $w_{ly,F}$.

3.10 Ilość atomów odbitych przez lustro optyczne.

W celu otrzymania wzoru na ilość atomów odbitych od lustra optycznego, od momentu uwolnienia chmury atomowej z pułapki magnetooptrycznej do chwili t , posłużymy się znajomością rozkładu gęstości atomów $w(x, y, z, t)$, określonego przez wzory 3.59-3.61. Zgodnie z tymi wzorami liniowa gęstość atomów w kierunku osi z w chwili t , liczona na efektywnej powierzchni lustra optycznego $z = 0$, będzie miała postać:

$$\frac{dw}{dz}(z = 0, t) = \int_{\Delta S_l} dS_{xy} w(x, y, 0, t), \quad (3.67)$$

gdzie całkowanie wykonuje się po efektywnej powierzchni lustra, mającej kształt elipsy o rozmiarach określonych przez w_{lx} i w_{ly} . Ilość atomów przechodzących przez efektywną powierzchnię lustra od chwili uwolnienia atomów z pułapki do chwili t wyniesie zatem:

$$N_l(t) = g \int_0^t \left[\int_{\Delta S_l} dS_{xy} w(x, y, 0, t) \right] t dt. \quad (3.68)$$

Gdyby zaniedbać straty związane z niekoherentnym rozpraszaniem fotonów oraz zderzeniami, można zdefiniować współczynnik odbicia lustra optycznego jako:

$$R_{tp} = N_l(t)/N_0, \quad (3.69)$$

gdzie N_0 oznacza ilość atomów spadających w kierunku pryzmatu. Uwzględnienie strat związanych z niekoherentnym rozpraszaniem przez atomy fotonów fali zanikającej p_s (które można obliczyć na podstawie wzorów przedstawionych w paragrafie 3.4) oraz strat związanych ze zderzeniami p_{zd} prowadzi do dokładniejszego wzoru na współczynnik odbicia:

$$R_t = R_{tp} p_s p_{zd}. \quad (3.70)$$

Dodatkowe źródło strat, powodujące mniejszą od wyrażonej wzorem 3.70 wartość współczynnika odbicia atomów od lustra optycznego będzie związane w głównej mierze z niedoskonałościami na powierzchni pryzmatu. Niedoskonałości te będą powodowały m.in. pojawienie się lokalnych źródeł światła rozproszonego, które to światło absorbowane przez opadające atomy może uniemożliwiać ich odbijanie od lustra optycznego (paragraf 3.4). Wspomniane lokalne niedoskonałości powierzchni mogą powodować odbicia atomów pod innym kątem niż to by wynikało z odbicia od powierzchni równoległej do płaszczyzny górnej ścianki pryzmatu. Odbicia takie - w odróżnieniu od spekularnych odbić od powierzchni idealnie płaskiej - określane są w literaturze mianem odbić dyfuzyjnych (diffuse reflections). Może to powodować bardzo szybką ucieczkę atomu poza obszar detekcji. Zjawiska te zostały przedstawione m.in. w pracach [108] oraz [109].

Rozdział 4

Badanie własności atomowych modów orbitalnych w pułapce magnetoptycznej.

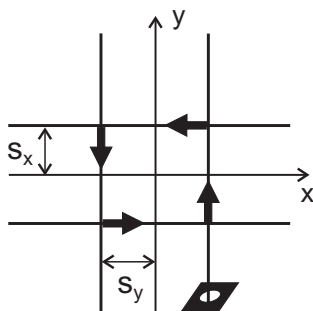
4.1 Numeryczne obliczenia trajektorii modów orbitalnych

Przedstawione w tym paragrafie parametry modelu teoretycznego, na którym oparte zostały numeryczne obliczenia trajektorii atomowych, odtwarzają parametry układu eksperymentalnego w pułapce magnetoptycznej w jakich obserwowano atomowe mody orbitalne. Podstawą teoretyczną przedstawionych tutaj obliczeń numerycznych są informacje zawarte w rozdziale 2, poświęconym radiacyjnym siłom wortexowym. Na podstawie wyrażenia 2.10, opisującego siły w pułapce magnetoptycznej w konfiguracji wiązek jak na rysunku 4.1, możemy zapisać równania ruchu dla atomu poruszającego się w płaszczyźnie xy w postaci:

$$\frac{d^2x}{dx^2} = a \left[\frac{(I_{x0}/I_s) \exp[-(y + s_x)^2/w_x^2]}{1 + I_c + \frac{4}{\Gamma^2} (\Delta - k \frac{dx}{dt} - b_x x)^2} - \frac{(I_{x0}/I_s) \exp[-(y - s_x)^2/w_x^2]}{1 + I_c + \frac{4}{\Gamma^2} (\Delta + k \frac{dx}{dt} + b_x x)^2} \right], \quad (4.1)$$

$$\frac{d^2y}{dy^2} = a \left[\frac{(I_{y0}/I_s) \exp[-(x - s_y)^2/w_y^2]}{1 + I_c + \frac{4}{\Gamma^2} (\Delta - k \frac{dy}{dt} - b_y y)^2} - \frac{(I_{y0}/I_s) \exp[-(x + s_y)^2/w_y^2]}{1 + I_c + \frac{4}{\Gamma^2} (\Delta + k \frac{dy}{dt} + b_y y)^2} \right], \quad (4.2)$$

gdzie $a = F_0/m$ a m oznacza masę atomu rubidu. Model ten opiera się



Rysunek 4.1: Układ wiązek laserowych na płaszczyźnie xy składający się z dwóch par przeciwbieżnych wiązek rozsuniętych na odległości $2s_x$ i $2s_y$. W przedstawionej tutaj konfiguracji istnieje możliwość modyfikacji parametrów wiązek rozchodzących się w kierunku y za pomocą przesłony przedstawionej schematycznie na rysunku. Wiązka biegnąca w kierunku przeciwnym do osi y powstaje jako odbicie wiązki na drodze której znajduje się przesłona, tak więc obie wiązki są tak samo zmodyfikowane przez przesłonę.

na uproszczeniu w którym siłę spontaniczną przybliża się w układzie dwupoziomowym [45]. Jako współczynnik sprężystości w powyższych równaniach przyjmuje się jego średnią ważoną liczoną po przejściach między podpoziomami magnetycznymi przejścia pułapkującego (rysunek 4.8a), gdzie wagi wyrażają się przez amplitudy przejść. Przedstawione tutaj równania różniczkowe nie mają rozwiązań analitycznych. Trajektorię atomu można znaleźć jedynie rozwiązując powyższe równania odpowiednimi metodami numerycznymi. Prezentowane w tej pracy obliczenia numeryczne trajektorii atomowych zostały wykonane przy wykorzystaniu metody Rungego-Kutty czwartego rzędu. W metodzie tej, będącej modyfikacją metody Eulera, korzysta się z rozwinięcia rozwiązania w szereg Taylora do wyrazu czwartego rzędu. Istotę tej metody można przedstawić biorąc za punkt wyjścia równanie różniczkowe postaci:

$$\frac{dx}{dt} = f(x, t).$$

Mając dany punkt przybliżonego rozwiązania $[t_i, x_i]$ określamy krok do następnego punktu rozwiązania w postaci:

$$[t_{i+1}, x_{i+1}] = [t_i + h, x_i + (1/6)(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4)], \quad (4.3)$$

gdzie

$$k_1 = hf(t_i, x_i), \quad k_2 = hf\left(t_i + \frac{h}{2}, x_i + \frac{k_1}{2}\right),$$

$$k_3 = hf(t_i + \frac{h}{2}, x_i + \frac{k_2}{2}), k_4 = hf(t_i + \frac{h}{2}, x_i + k_3).$$

W metodzie tej ustalanie właściwego kierunku ruchu w kolejnych krokach jest znacznie bardziej staranne (dokładniejsze) niż w metodzie Eulera gdzie $[t_i + h, x_i + hf(t_i, x_i)]$.

Pomocniczym narzędziem przy pomocy którego można badać właściwości stabilnych trajektorii atomowych w obecności sił wrotkowych jest metoda zaprezentowana w rozdziale 2 i wykorzystywana m. in. w pracach [46, 48]. Polega ona na wykreślaniu równania równowagi między opisaną w tymże paragrafie efektywną siłą pułapkującą f_t oraz radiacyjną siłą wrotkową f_v jako funkcji współrzędnej x . Na podstawie wyrażeń 2.40, 2.41 oraz 2.13-2.24 otrzymujemy więc równanie:

$$f_t(x) = f_v(x), \quad (4.4)$$

gdzie:

$$f_t(x) = \gamma_y(x, 0) \sqrt{\kappa_x(x, 0)/mx} \quad (4.5)$$

$$f_v(x) = F_{vy}(x, 0), \quad (4.6)$$

a wielkości $\gamma_y(x, 0)$, $\kappa_x(x, 0)$ oraz $F_{vy}(x, 0)$ opisane zostały w rozdziale 2. Analogiczne równanie otrzymujemy dla drugiego kierunku y :

$$g_t(y) = g_v(y). \quad (4.7)$$

gdzie

$$g_t(y) = \gamma_x(0, y) \sqrt{\kappa_y(0, y)/my} \quad (4.8)$$

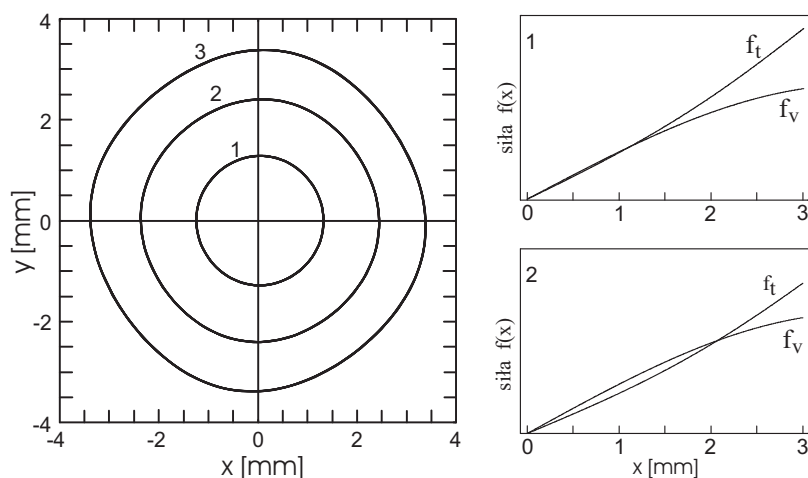
$$g_v(x) = F_{vx}(0, y) \quad (4.9)$$

i podobnie $\gamma_x(0, y)$, $\kappa_y(0, y)$ oraz $F_{vx}(0, y)$ przedstawione zostały w rozdziale 2. Jak zostało to powiedziane we wspomnianym rozdziale punkt przecięcia się efektywnej siły pułapkującej oraz siły wrotkowej wyznacza odległość między początkiem układu a trajektorią atomową w kierunku osi x lub y . Brak przecięcia się wspomnianych wielkości oznacza, że dla danych warunków stabilna trajektoria nie może powstać.

Przedstawione w dalszej części tej pracy symulacje komputerowe trajektorii atomowych zostały wykonane przy pomocy standardowego pakietu programu Mathematica oraz Maple. Wykonywano także obliczenia numeryczne orbit atomowych przy pomocy programów napisanych w języku C. W każdym przypadku otrzymywano zbieżne wyniki.

Prezentowane w tym paragrafie obliczenia numeryczne stabilnych trajektorii atomów rubidu w przypadku konfiguracji rozsuniętych wiązek (rys 4.1) pozwalają na zbadanie zachowania się tychże trajektorii w przypadku różnych parametrów wiązek w pułapce magnetoptycznej.

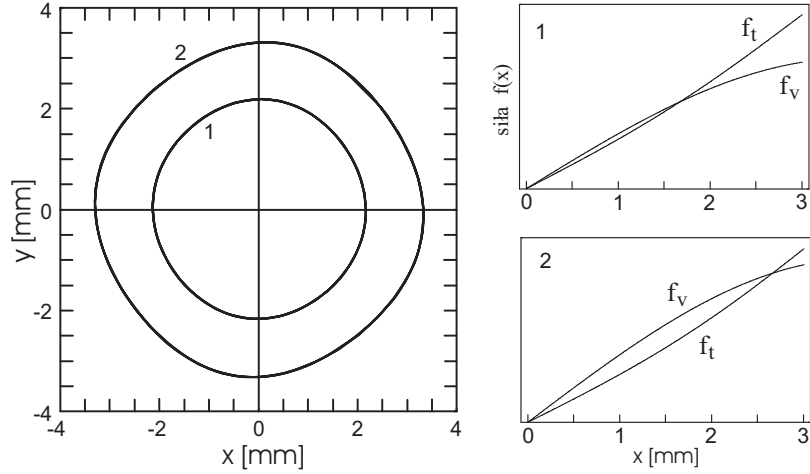
Zachowanie się omawianych tutaj trajektorii atomów rubidu przy wzrastających natężeniach wiązek laserowych przedstawia rysunek 4.2.



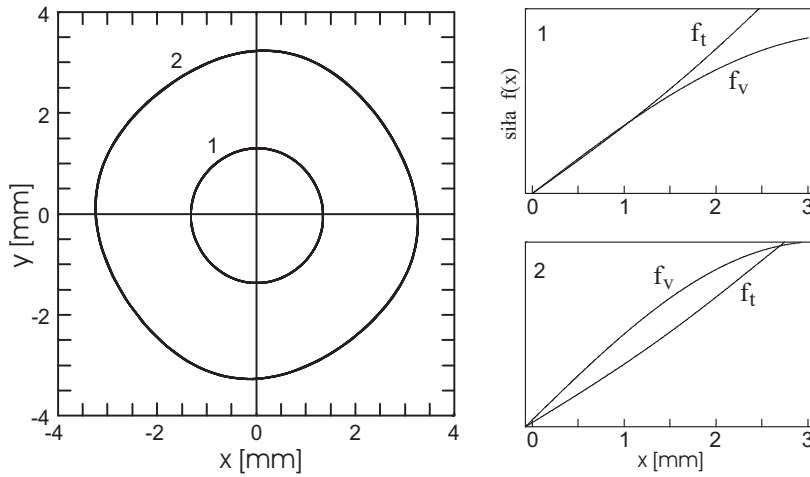
Rysunek 4.2: Trajektorie atomu rubidu otrzymane na podstawie obliczeń numerycznych oraz postacie sił f_t i f_v otrzymane dla trzech różnych wartości mocy wiązek laserowych: $P=5.5$ mW-trajektoria 1, $P=6.5$ mW-trajektoria 2, $P=8$ mW-trajektoria 3. P oznacza wartość mocy każdej z sześciu wiązek w układzie pułapki MOT. Trajektorie te otrzymano dla szerokości wiązek $w_x = w_y = w_z = 4.1$ mm, rozsunięcia wiązek $s_x = s_y = 0.5$ mm, odstrojenia $\Delta = 1.4\Gamma$ oraz gradientu pola magnetycznego $\partial B/\partial x = 8.6$ Gs/cm.

Zwiększanie się promienia orbity atomowej spowodowane jest zbliżaniem się do siebie krzywych efektywnej siły pułapkującej $f_t(x)$ i siły worteksowej $f_v(x)$. Efekt ten powoduje przecinanie się tych krzywych dla coraz większej wartości współrzędnej x , co tłumaczy wzrost rozmiarów orbit wraz z rosnącą wartością mocy wiązek.

Rysunek 4.3 obrazuje zachowanie się orbit atomowych wraz ze zmieniającymi się wartościami rozsunień wiązek. Zwiększająca się dosyć szybko wartość sił worteksowych $f_v(x)$ i $g_v(y)$ wraz ze wzrostem wartości rozsunień wiązek powoduje przecinanie się wykresów sił opisujących istnienie stabilnej orbity dla coraz to większych wartości współrzędnych x i y . Tłumaczy

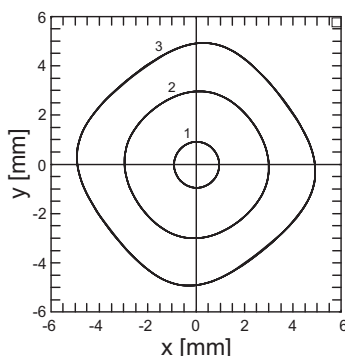


Rysunek 4.3: Trajektorie atomu rubidu otrzymane na podstawie obliczeń numerycznych oraz postaci sił f_t i f_v otrzymane dla dwóch różnych wartości rozsunień wiązek: $s_x = s_y = 1.1$ mm-orbita 1, $s_x = s_y = 1.3$ mm-orbita 2. Pozostałe parametry wiązek to: $w_x = w_y = w_z = 4.1$ mm, $P_x = P_y = 1.2$ mW, $P_z = 3.5$ mW, $\Delta = 1.4\Gamma$ oraz $\partial B/\partial x = 8.6$ Gs/cm.



Rysunek 4.4: Trajektorie atomu rubidu otrzymane na podstawie obliczeń numerycznych oraz postaci sił f_t i f_v otrzymane dla dwóch różnych wartości szerokości wiązek: $w_x = w_y = 4.1$ mm-orbita 1, $s_x = s_y = 3.8$ mm-orbita 2. Pozostałe parametry wiązek to: $w_z = 4.1$ mm, $P_x = P_y = P_z = 3.5$ mW, $\Delta = 1.4\Gamma$ oraz $\partial B/\partial x = 8.6$ Gs/cm.

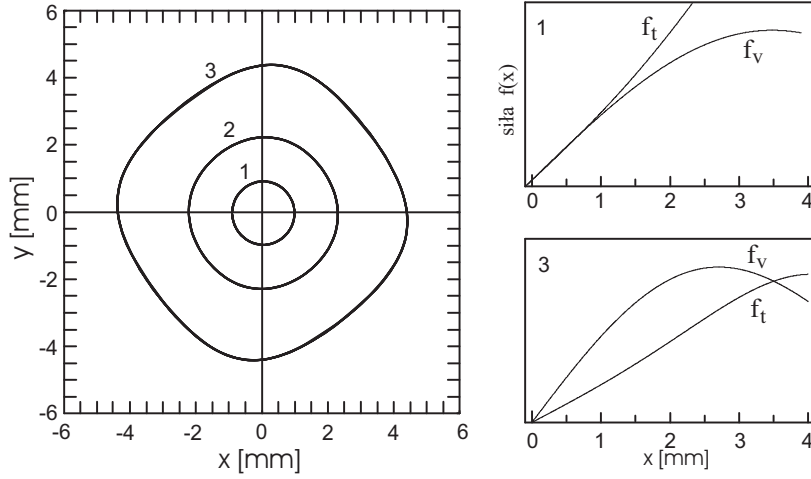
to prezentowane na rysunku 4.3 zachowanie się orbit atomowych.



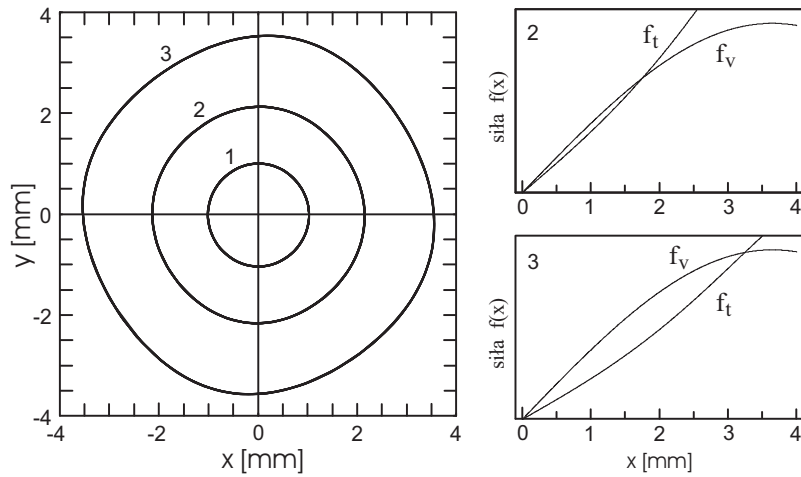
Rysunek 4.5: Trajektorie atomu rubidu otrzymane na podstawie obliczeń numerycznych dla trzech zestawów szerokości i mocy wiązek: $w_x = w_y = 4.1$ mm, $P_x = P_y = 4.5$ mW -orbita 1; $w_x = w_y = 3.7$ mm, $P_x = P_y = 4$ mW -orbita 2; $w_x = w_y = 3.1$ mm, $P_x = P_y = 3.4$ mW -orbita 3. Pozostałe parametry wiązek to: $w_z = 4.1$ mm, $P_z = 4.5$ mW, $\Delta = 1.4\Gamma$ oraz $\partial B/\partial x = 8.6$ Gs/cm.

Kolejny przykład zachowania się modów orbitalnych w pułapce magnetoptycznej dotyczy zmiany rozmiarów orbit przy zmniejszających się szerokościach rozsuniętych wiązek laserowych. Prezentowane na rysunku 4.4 trajektorie otrzymano dla przypadku zmniejszających się szerokości wiązek i stałych wartościach ich mocy (efekt taki można uzyskać przez zmianę parametrów układu optycznego formującego wiązki w pułapce magnetoptycznej). Wzrost promienia orbity atomowej można wytłumaczyć poprzez wzrastającą wartość siły worteksowej. Potwierdzają to wykresy przedstawione w prawej części rysunku 4.4. Wzrost rozmiarów orbit atomowych przy zmniejszających się szerokościach i mocach wiązek o tę samą wartość względną (stosunek mocy i szerokości pozostaje stały) ukazuje dominującą rolę jaką pełni zmiana szerokości wiązek w sterowaniu rozmiarami orbit atomowych. Ukazuje to rysunek 4.5.

Rysunek 4.6 prezentuje sytuację w której przy zmniejszających się szerokościach wiązek ich natężenia pozostają praktycznie niezmienione. Ponownie widać wyraźny wzrost promienia orbity atomowej przy zmniejszających się szerokościach wiązek. Zmiany w rozkładzie przestrzennym układu sił $\{f_t(x), f_v(x)\}$ pod wpływem wspomnianych zmian parametrów wiązek przedstawione na rysunku 4.6- tłumaczą obserwowane zachowanie trajektorii. Wpływ wzrostu gradientu pola magnetycznego na zachowanie się orbit atomowych przedstawia rysunek 4.7. Wzrost wartości współczynnika sprężystości przy wzrastającej wartości gradientu pola magnetycznego powo-



Rysunek 4.6: Trajektorie atomu rubidu otrzymane na podstawie obliczeń numerycznych otrzymane dla trzech zestawów szerokości i mocy wiązek: $w_x = w_y = 4.1$ mm, $P_x = P_y = 4.5$ mW-orbita 1; $w_x = w_y = 3.7$ mm, $P_x = P_y = 2.75$ mW-orbita 2; $w_x = w_y = 3.1$ mm, $P_x = P_y = 2.3$ mW-orbita 3. Pozostałe parametry wiązek to: $w_z = 4.1$ mm, $P_z = 4.5$ mW, $\Delta = 1.4\Gamma$ oraz $\partial B/\partial x = 8.6$ Gs/cm.



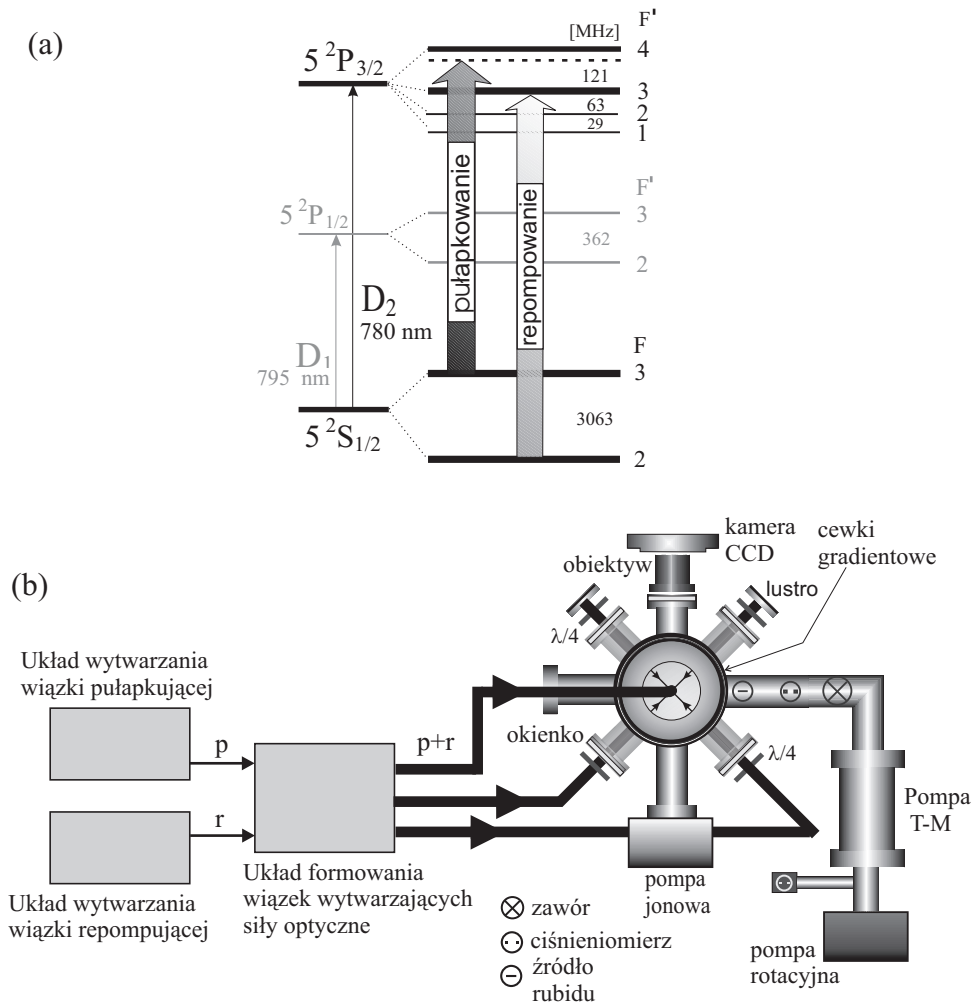
Rysunek 4.7: Trajektorie atomu rubidu otrzymane na podstawie obliczeń numerycznych oraz postaci sił f_t i f_v otrzymane dla trzech różnych wartości gradientu pola magnetycznego $\partial B/\partial x$: 16 Gs/cm-orbita 1, 12 Gs/cm-orbita 2, 3.6 Gs/cm-orbita 3. Pozostałe parametry to $w_x = w_y = w_z = 4.1$ mm, $s_x = s_y = 0.6$ mm, $\Delta = 1.4\Gamma$ oraz moce każdej z wiązek równe 6 mW.

duje wzrost wartości efektywnej siły pułapkującej, co powoduje przecinanie

się wykresów efektywnych sił pułapkujących i sił worteksowych dla coraz mniejszych wartości współrzędnych x i y .

4.2 Układ eksperymentalny i przebieg eksperymentu

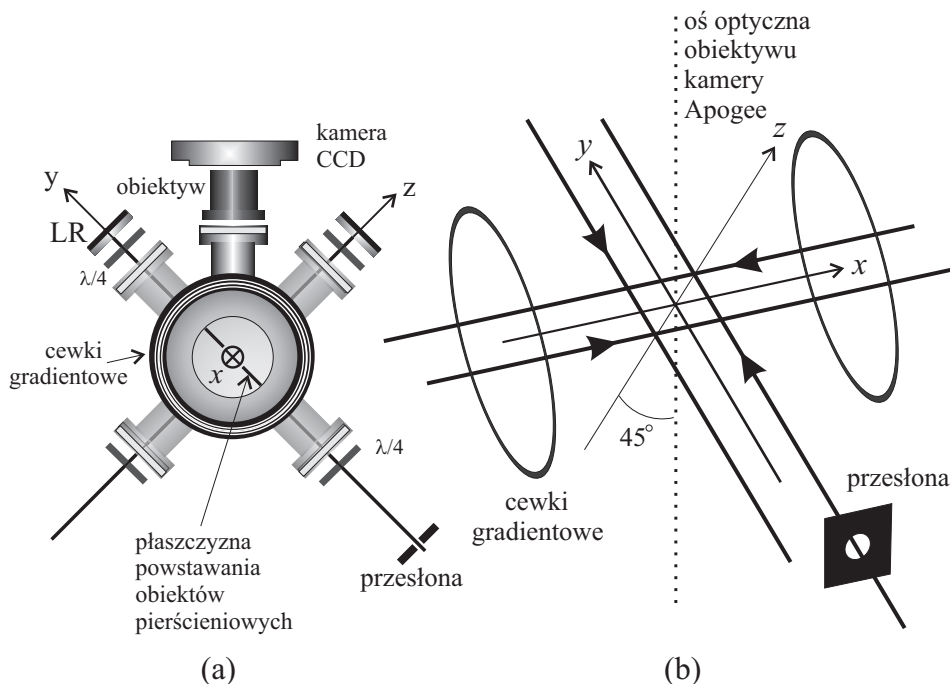
Eksperyment w którym wytwarzano mody orbitalne w pułapce magnetoptycznej został przeprowadzony w układzie aparaturowym przedstawionym schematycznie na rysunku 4.8b. Na rysunku 4.8a przedstawiony został schemat poziomów energetycznych struktury nadsubtelnej przejścia $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ w izotopie rubidu ^{85}Rb . Siła spontaniczna konieczna do pułapkowania atomów jest wynikiem ich oddziaływania ze światłem laserowym, którego długość fali odstrojona jest o niewielką wartość od przejścia $5^2S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F' = 4$ w kierunku fal dłuższych. Przejście to wybierane jest gdyż elektrony będące w stanie wzbudzonym $F' = 4$ mogą przechodzić w akcie emisji spontanicznej tylko do stanu $F = 3$. Przejścia do innych stanów są zabronione przez reguły wyboru. Jest to jedyne przejście zamknięte w tym układzie. Jednakże względnie bliskie sąsiedztwo poziomu $F' = 3$ w stosunku do $F' = 4$ powoduje istnienie niezerowej możliwości zajścia przejścia $F = 3 \rightarrow F' = 3$, co z kolei prowadzi do przejścia spontanicznego $F' = 3 \rightarrow F = 2$. Wiązka laserowa dostrojona do przejścia pułapkującego nie jest w stanie wzbudzać już atomów w stanie $F = 2$ ze względu na zbyt dużą odległość między poziomami $F = 2$ i $F = 3$ (3063 MHz). Wspomniana sytuacja powoduje ucieczkę populacji atomów z zamkniętego przejścia pułapkującego. Po krótkim czasie większość atomów znajdzie się w stanie $F = 2$ wskutek procesu pompowania optycznego i praca pułapki zostanie przerwana. Rozwiązanie tego problemu wymaga wprowadzenia dodatkowej wiązki laserowej, zwanej wiązką repompującą. Nazwa bierze się z funkcji jaką ta wiązka pełni w układzie pułapki. Wzbudza ona atomy uwięzione w stanie $F = 2$ do stanu $F' = 3$ lub $F' = 2$ skąd mogą one przechodzić spontanicznie do stanu $F = 3$. Przedstawiony powyżej opis dynamiki przejść optycznych wyjaśnia konieczność istnienia w układzie pułapki MOT modułów wytwarzających dwie wiązki laserowe - wiązkę pułapkującą i repompującą - przedstawionych na rysunku 4.8b. Dokładny opis tychże modułów można znaleźć w pracy [94]. W układzie zestawionym przeze mnie i kolegę Tomasza Kawalca wprowadziliśmy alternatywny w stosunku do zastosowanego w pracy [94] me-



Rysunek 4.8: (a) Schemat poziomów energetycznych linii D_2 w izotopie rubidu ^{85}Rb . Zaznaczono przejście pułapkujące i repompujące, konieczne do zrealizowania pułapki magnetooptycznej. (b) Schematyczne przedstawienie układu eksperymentalnego pułapki magnetooptycznej wykorzystywanego w opisywanym w tym rozdziale eksperymencie. Rysunek układu komory próżniowej przedstawia wygląd tego układu widziany z boku.

chanizm odstrajania wiązki pułapkującej oparty na zjawisku Zeemana [95]. Wytworzone w dwóch pierwszych modułach wiązki laserowe są w następnym module poszerzane i kierowane tak aby biegły wspólnym torem optycznym (rysunek 4.8b). Po rozdzieleniu ich na trzy wiązki są one ostatecznie kierowane do komory próżniowej, w której dzięki układowi optycznemu przedstawionemu na rysunku 4.8b otrzymuje się układ sił optycznych, pozwalających

na pułapkowanie atomów w centrum komory próżniowej. Więcej szczegółów dotyczących układu eksperymentalnego pułapki MOT można znaleźć w pracach [94, 95]. W celu otrzymania konfiguracji wiązek pozwalających



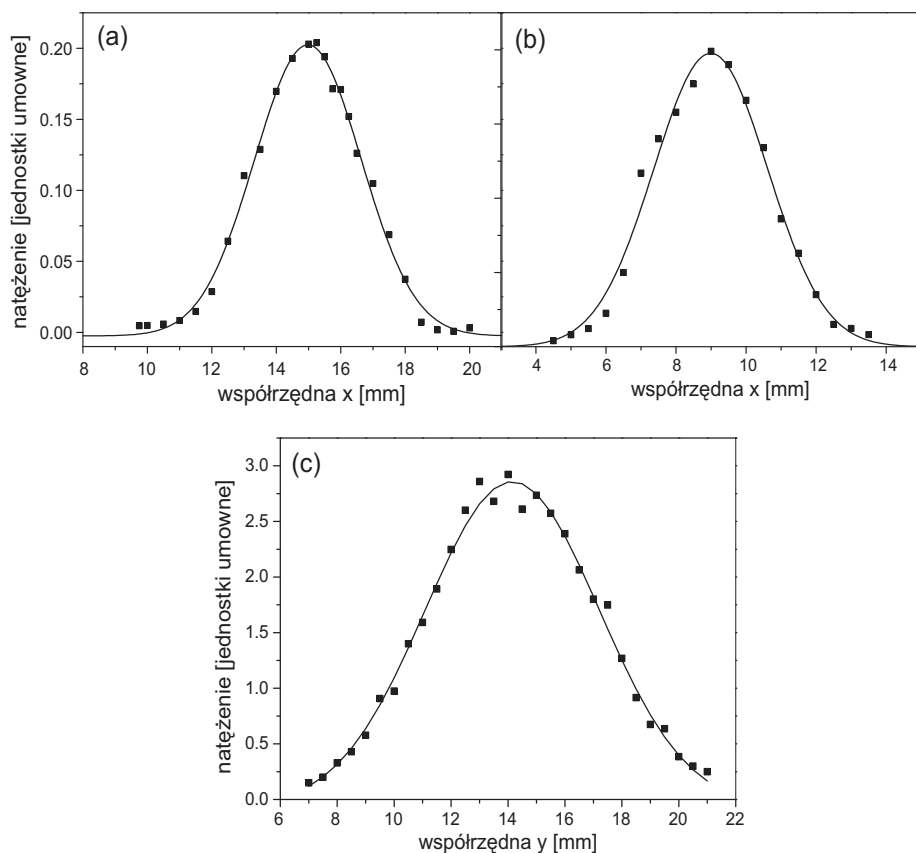
Rysunek 4.9: (a) Schemat biegu wiązek w komorze próżniowej pułapki magnetoptycznej podczas wykonywania eksperymentu z modami orbitalnymi. Przesłona zawężyła jedną z wiązek wchodzących do komory pod kątem 45 stopni do poziomu. (b) Układ wiązek laserowych dotyczący tej samej sytuacji jak na rysunku (a). Uwidoczniona jest charakterystyczna konfiguracja dwóch par przeciwnieźnych wiązek, mających przesunięte względem siebie osie. Konfiguracja ta wykorzystywana była w eksperymentach z modami orbitalnymi. Wiązki leżą w płaszczyźnie xy nachylonej do płaszczyzny matrycy CCD aparatu cyfrowego pod kątem 45 stopni.

na wytworzenie radiacyjnych sił worteksowych (rysunek 2.5a, rozdział 2), obracano o bardzo mały kąt położenie lustra odbijającego wiązkę laserową z powrotem do komory. Lustro takie oznaczono jako LR na rysunku 4.9a. W ten sposób przeciwnieźna do wiązki wchodzącej wiązka odbita nie biegła tym samym torem. Ze względu na bardzo mały kąt odchylenia między wiązką padającą a odbitą (rzędu 0.4°) wiązki te można uważać za równoległe,

gdyż odległość między nimi na odcinku 8 mm (maksymalny rozmiar zajmowany przez obiekty pierścieniowe obserwowane w eksperymencie) zmienia się o mniej niż 5%. Rysunek 4.9b przedstawia wytworzoną w opisany powyżej sposób konfigurację wiązek laserowych w komorze próżniowej układu pułapki magnetoptycznej. Płaszczyzna wyznaczona przez te wiązki, nachylona do poziomu pod kątem 45 stopni, stanowiła jednocześnie płaszczyznę w której wytwarzane były mody orbitalne w pułapce. Na drodze wiązki wchodzącej do komory w kierunku y (rysunek 4.9a) umieszczona była przesłona irysowa o regulowanej średnicy. W ten sposób uzyskiwano zawężenia obu wiązek (padającej i odbitej), rozchodzących się w prawym ukośnym ramieniu komory. Podczas eksperymentu można było zmieniać moce wiązek laserowych (lasera pułapkującego i repompującego), szerokość wiązki padającej i odbitej w_y , rozsunęcia wiązek w obu kierunkach: s_x oraz s_y , odstrojenie lasera pułapkującego Δ oraz lasera repompującego Δ_r , gradient pola magnetycznego w pułapce oraz ilość atomów w pułapce. Do rejestracji obrazów modów orbitalnych otrzymany w opisywanym tutaj eksperymencie używano aparatu cyfrowego Alta Apogee U32, wyposażonego w monochromatyczną matrycę CCD typu Kodak KAF3200 z liczbą pikseli 2184×1472 , posiadającą czynny obszar o wymiarach $14.85 \text{ mm} \times 10.01 \text{ mm}$ (148.7 mm^2) oraz wydajność kwantową 60% dla długości fali 780 nm. Aparat chłodzony był do temperatury $-20 \text{ }^\circ\text{C}$ w celu zwiększenia czułości. Układ optyczny stanowił obiektyw od aparatu Zenit, umieszczony w odległości 127 mm od centrum pułapki magnetoptycznej oraz w odległości 123.5 mm od matrycy CCD aparatu cyfrowego.

W celu zminimalizowania działania sił uwięzionego promieniowania [45, 47] wspomnianych w rozdziale 2 eksperyment wykonywano przy takiej ilości atomów w pułapce aby rozmiary obserwowanych obiektów pierścieniowych nie zależały od ilości atomów.

Odstrojenie lasera pułapkującego było realizowane poprzez wykorzystanie zjawiska Zeemana w sposób opisany w pracy [95]. Wartości rozsunień wiązek s_x oraz s_y kontrolowane były poprzez pomiar odległości między wiązką padającą a odbitą w dużej odległości od komory. Szerokość wiązki w_y ustalana była poprzez odpowiednią szerokość przesłony irysowej, która umieszczona było na drodze wiązki wchodzącej do komory - rysunek 4.9a. Rysunek 4.10c przedstawia profil natężenia wiązki wchodzącej do komory w kierunku x (wiązki poziomej). Analogiczny profil posiadała wiązka wchodząca do komory z prawego bocznego ramienia (kierunek y) gdy przesłona była całko-



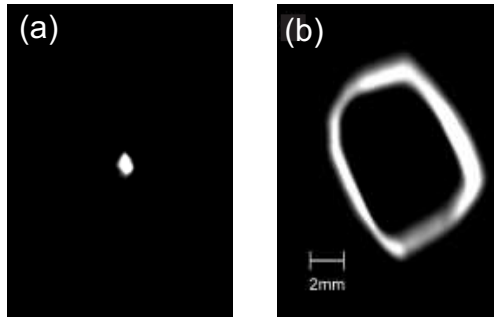
Rysunek 4.10: Przekroje wiązek laserowych otrzymane w bezpośredniej bliskości okienek wejściowych komory próżniowej. (a), (b) Przekroje wiązki biegnącej w kierunku y na drodze której znajdowała się szczelina kołowa o średnicy 5.5 mm. Oba pomiary wykonano niezależnie. Obliczona z dopasowania krzywych gaussowskich średnia z obu pomiarów szerokość w wynosi 2.3mm. (c) Przekrój wiązki biegnącej w kierunku osi x (nieprzesłoniętej). Szerokość otrzymana z dopasowania funkcji gaussowskiej wynosi 4.16 mm.

wicie otwarta. Rysunki 4.10a i b przedstawiają profile tej wiązki gdy na jej drodze znajdowała się przesłona o średnicy 5.5 mm. Wszystkie prezentowane profile zostały wykonane poprzez przeskanowanie przekroju poprzecznego wiązek w pobliżu wejścia do komory. Wszystkie uwidocznione na omawianym rysunku wiązki zostały przybliżane podczas dopasowań teoretycznych przez funkcje Gaussa postaci $A \exp(-x^2/w^2)$. Podczas eksperymentu z modami orbitalnymi ziemskie pole magnetyczne nie było kompensowane. Na podstawie wykonanych symulacji numerycznych okazuje się, że orbity otrzymane w warunkach obecności tego pola mają przesunięte centralne punkty

o niewielkie wartości rzędu 0.3-0.4 mm w stosunku do położenia tych punktów bez jego obecności. Rozmiary orbit przy uwzględnieniu ziemskiego pola zmieniają się o wartość rzędu mniej niż jednego procenta w stosunku do ich rozmiarów gdy tego pola się nie uwzględnia. Na podstawie powyższych wniosków widać, że pominięcie wpływu ziemskiego pola na przedstawione w tym rozdziale wyniki jest uzasadnione.

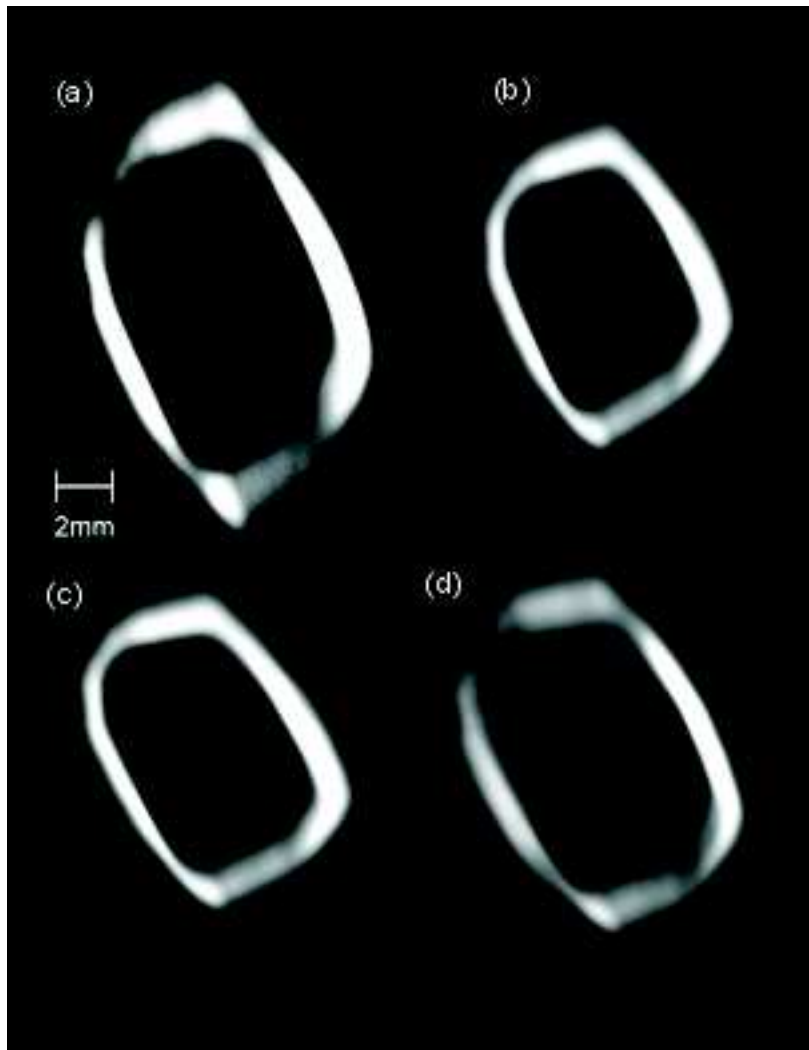
4.3 Zarejestrowane obrazy modów orbitalnych w pułapce

Przykładowe obserwacje rozkładów przestrzennych atomów w pułapce magnetoptycznej w konfiguracji z rozdzielonymi wiązkami (rysunek 4.9), w sytuacji całkowicie otwartej lub częściowo zawężonej przesłony przedstawia rysunek 4.11. Przy panujących w układzie doświadczalnym parametrach



Rysunek 4.11: (a) Rozkłady przestrzenne atomów rubidu 85 w pułapce magnetoptycznej przy całkowicie otwartej przesłonie. Moce wiązek wynoszą $P_x = 4.5$ mW, $P_y = 5.5$ mW, $P_z = 9.5$ mW; szerokości wiązek $w_x = 4.16$ mm, $w_y = 4.16$ mm, $w_z = 4.16$. Wartości odstrojenia Δ oraz gradientu pola magnetycznego w kierunku x takie same jak dla rysunku 4.2. (b) Rozkłady przestrzenne atomów rubidu 85 w pułapce magnetoptycznej przy średnicy przesłony 5.5 mm. Moce wiązek wynoszą $P_x = 4.5$ mW, $P_y = 5.5$ mW, $P_z = 9.5$ mW; szerokości wiązek $w_x = 4.16$ mm, $w_y = 2.3$ mm, $w_z = 4.16$. Wartości odstrojenia Δ oraz gradientu pola magnetycznego w kierunku x takie same jak dla rysunku 4.2

wiązek laserowych obserwowano orbity atomowe o dużej średnicy 6-10 mm (rysunek 4.11b) jedynie w sytuacji zawężonej przesłony, a tym samym zawężonej szerokości wiązki laserowej w_y . Istniała niejako możliwość "wyłączenia" i "włączenia" modów orbitalnych poprzez otwieranie lub przemyka-

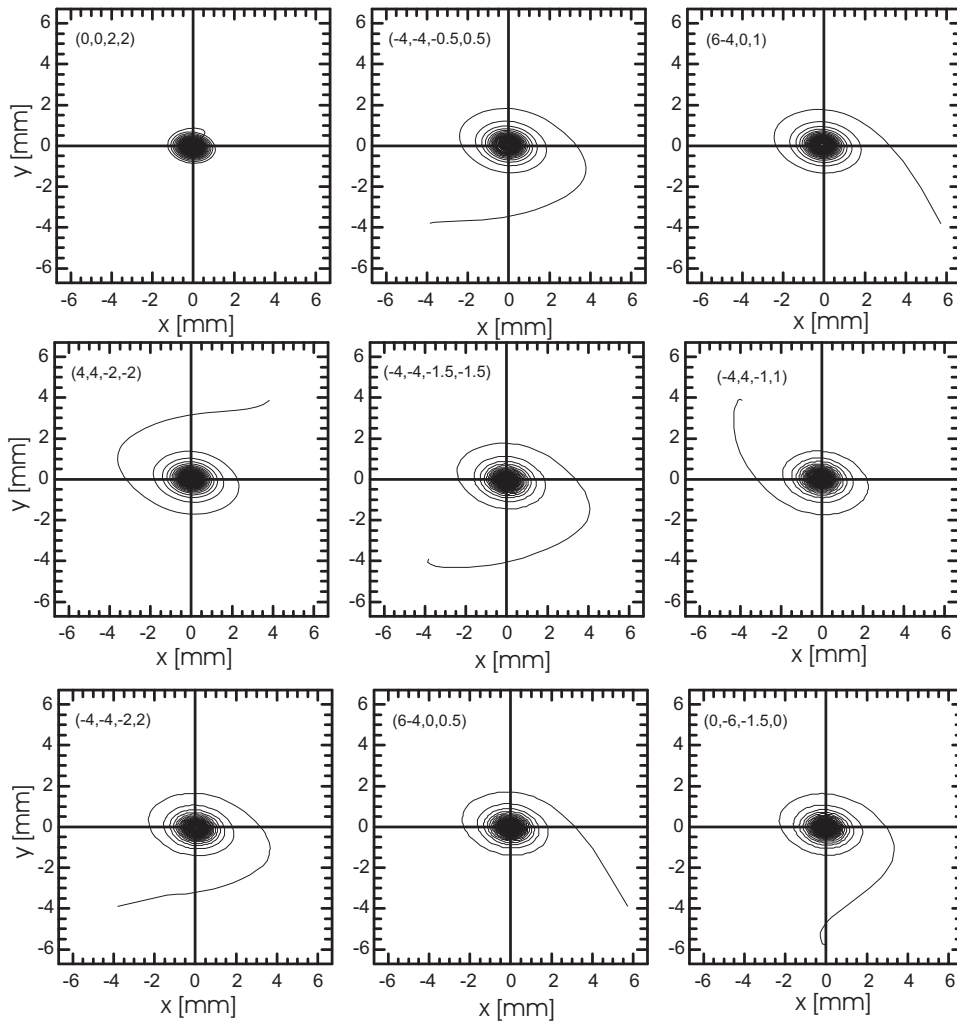


Rysunek 4.12: Seria zdjęć przestrzennych rozkładów atomów w obecności przesłony o średnicy 5.5 mm, oznaczonej na rysunku 4.9. Wspólne parametry wiązek dla wszystkich czterech obiektów to moce wiązek: $P_x = 4.5$ mW, $P_y = 2.1$ mW, $P_z = 9.5$ mW, szerokości wiązek: $w_x = 4.16$ mm, $w_y = 2.3$ mm, $w_z = 4.16$ mm, odstrojenie $\Delta = -1.4\Gamma$. Różne parametry dla każdego z obiektów to rozsunienia wiązek oraz gradient pola magnetycznego: (a)- $s_x = 1.27$ mm, $s_y = 0.96$ mm, $\partial B/\partial x = 8.6$ Gs/cm; (b)- $s_x = 1.27$ mm, $s_y = 0.6$ mm, $\partial B/\partial x = 8.6$ Gs/cm, (c)- $s_x = 1.69$ mm, $s_y = 0.6$ mm, $\partial B/\partial x = 8.6$ Gs/cm, (d)- $s_x = 1.48$ mm, $s_y = 0.6$ mm, $\partial B/\partial x = 6$ Gs/cm

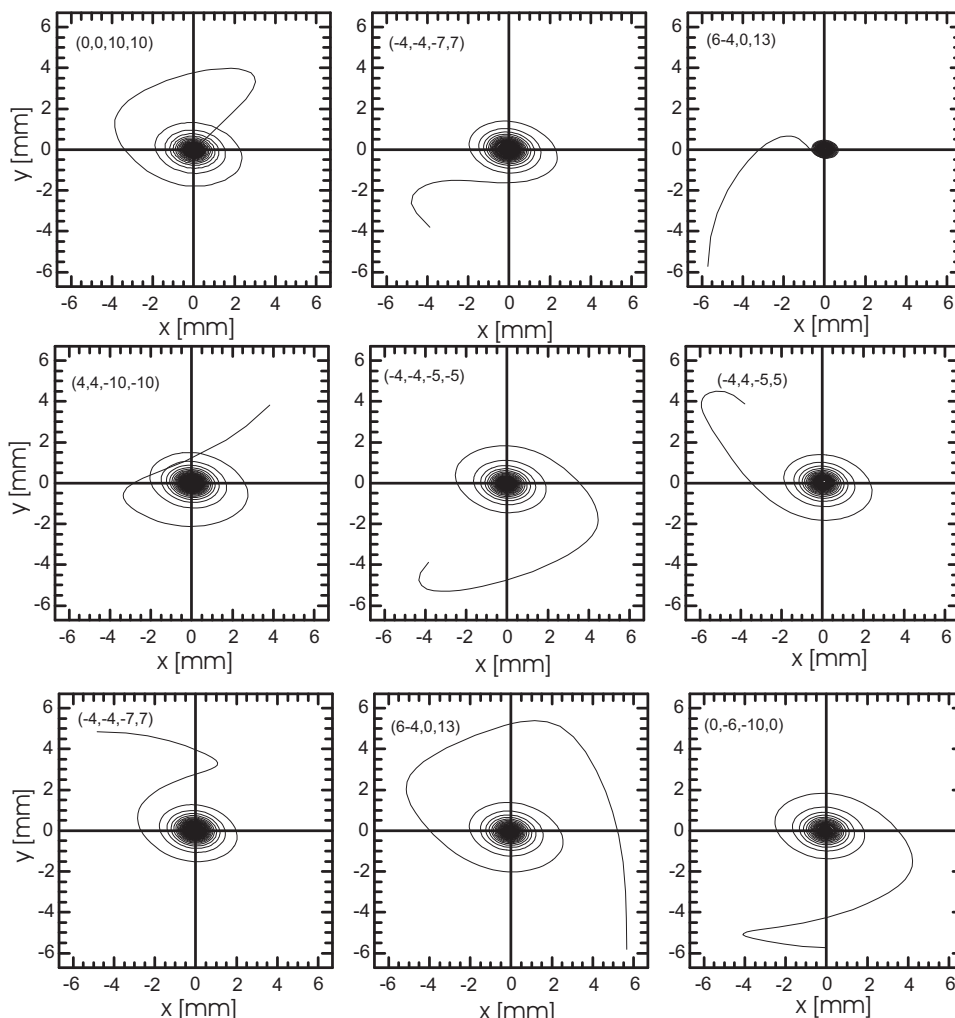
nie przesłony, stojącej na drodze jednej z wiązek laserowych. Rysunek 4.12 przedstawia galerię zdjęć orbit atomowych, obserwowanych w obecności za-

wężonej pary wiązek laserowych. Widoczne są zmiany kształtów i rozmiarów obiektów przy różnych parametrach układu eksperymentalnego.

Zastosowanie modelu teoretycznego, opisanego w rozdziale 2 oraz w paragrafie 4.1 pozwala na otrzymanie numerycznych trajektorii atomowych, które powinny pomóc zrozumieć istotę obserwowanych zjawisk. Moce wiązek laserowych wykorzystywane w

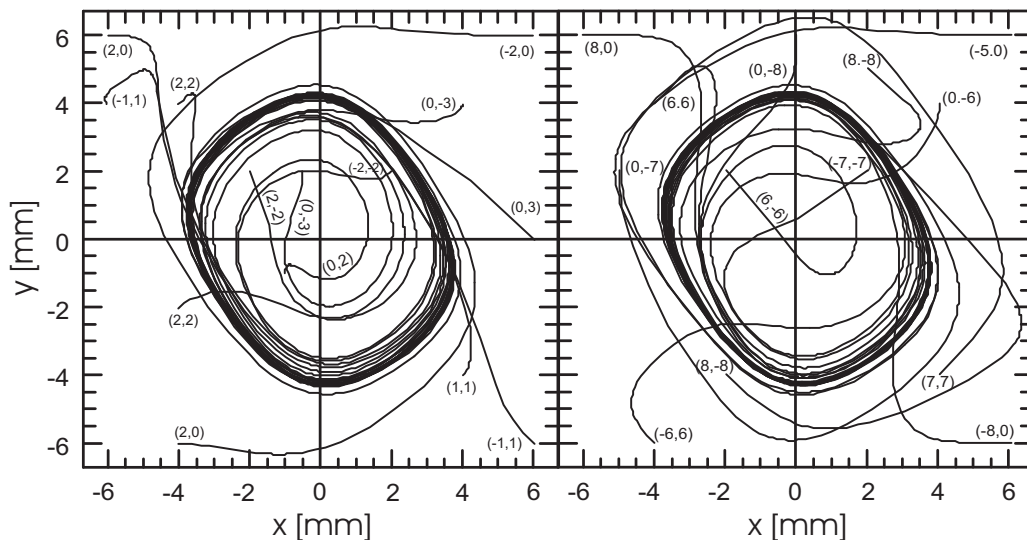


Rysunek 4.13: Obliczenia numeryczne trajektorii atomów rubidu otrzymane dla przypadku całkowicie otwartej przesłony, odtwarzające warunki eksperymentalne z rysunku 4.11a. Każda z trajektorii otrzymana jest dla innych warunków początkowych $(x_0[mm], y_0[mm], v_x[m/s], v_y[m/s])$.

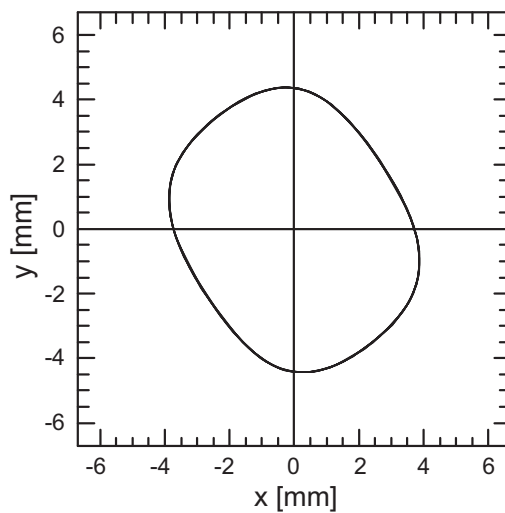


Rysunek 4.14: Obliczenia numeryczne trajektorii atomów rubidu otrzymane dla przypadku całkowicie otwartej przesłony. Parametry symulacji takie same jak dla rysunku 4.13. Każda z trajektorii otrzymana jest dla innych warunków początkowych $(x_0[mm], y_0[mm], v_x[m/s], v_y[m/s])$.

symulacjach wyrażają moce efektywne występujące w pułapce. Otrzymano je poprzez pomnożenie mocy każdej z wiązek, zmierzonej tuż przed komorą poprzez czynnik 0.4 którego wielkość została zaczerpnięta z pracy doktorskiej kolegi Tadeusza Pałasza, opisującej analogiczny układ pułapki magnetoptycznej [57]. Rysunki 4.13 oraz 4.14 przedstawiają właśnie zbiór trajektorii uzyskanych w wyniku obliczeń numerycznych dla parametrów wiązek laserowych takich samych jak te dla których otrzymano zdjęcie na ry-



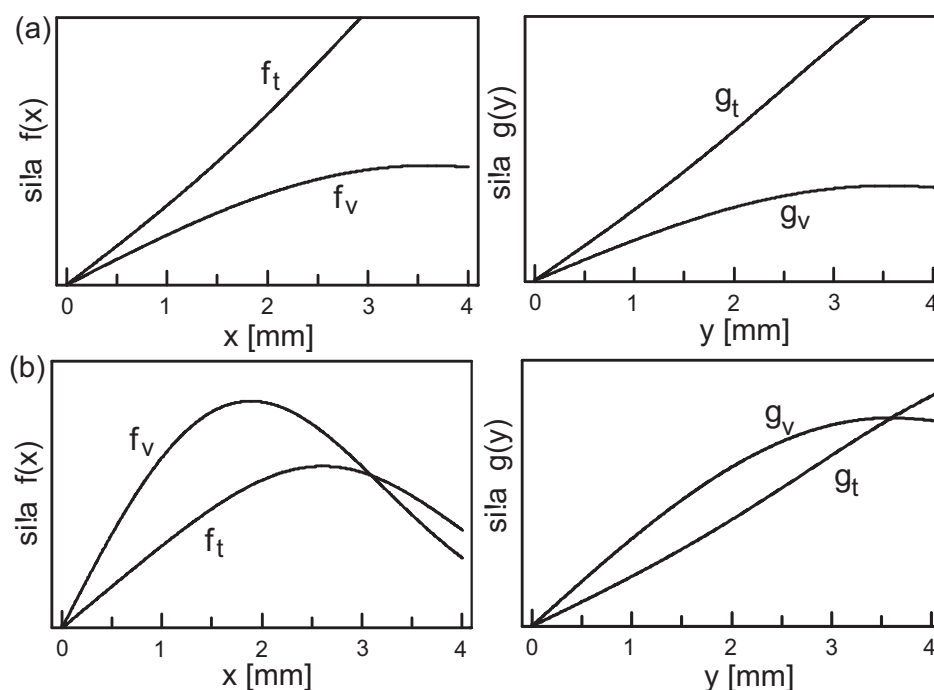
Rysunek 4.15: Obliczenia numeryczne trajektorii atomowych w warunkach takich samych jak na rysunku 4.11b. Poszczególne trajektorie obliczane są dla różnych położeń i prędkości początkowych $(v_x[m/s], v_y[m/s])$ - zaznaczonych przy początku każdej z nich. Wszystkie chwilowe trajektorie zbiegają do tej samej stabilnej orbity, która została przedstawiona na rysunku 4.16.



Rysunek 4.16: Obliczenia numeryczne stabilnej trajektorii (orbity) dla atomów rubidu w przypadku opisanym przez rysunek 4.11b.

sunku 4.11a, czyli przy całkowicie otwartej przesłonie. Na początku każdej z trajektorii znajdują się cztery liczby. Pierwsze dwie z nich określają

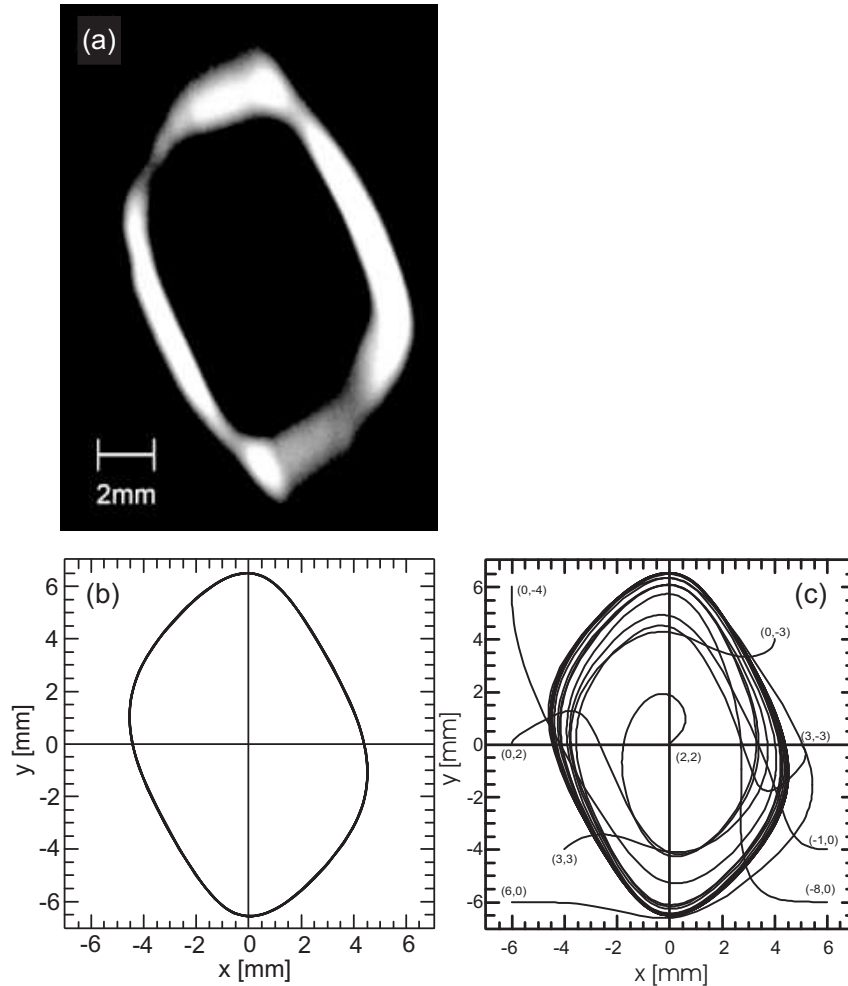
położenie początkowe (w milimetrach), natomiast dwie ostatnie oznaczają prędkość początkową w metrach na sekundę. Jak widać niezależnie od położenia i prędkości początkowej wszystkie trajektorie kończą się w centrum pułapki. Przeprowadzonych zostało kilkadziesiąt symulacji numerycznych przy szerokim zakresie prędkości początkowych i położenia i wszystkie one mają charakter zaprezentowany na rysunkach 4.13 i 4.14. Wynik ten potwierdza fakt, że przy parametrach wiązek z rysunku 4.11a nie obserwowano modów orbitalnych a jedynie chmurę atomów rubidu w centrum pułapki.



Rysunek 4.17: (a) Wykresy pary sił $f_t(x)$ i $f_v(x)$ oraz $g_t(y)$ i $g_v(y)$ dla przypadku całkowicie otwartej przesłony. Parametry wiązek laserowych takie same jak na rysunku 4.11a. (b) Wykresy pary sił $f_t(x)$ i $f_v(x)$ oraz $g_t(y)$ i $g_v(y)$ dla przypadku opisanego przez rysunek 4.11b

Trajektorie numeryczne przedstawione na rysunku 4.15 odtwarzają warunki eksperymentalne z rysunku 4.11b. Dwie liczby znajdujące się przy początku każdej z trajektorii przedstawiają prędkość początkową (v_{x0}, v_{y0}) , wyrażoną w metrach na sekundę. Obecność czynnika dysypatywnego w sile pułapki magnetoptycznej powoduje efekt jakby "przyciągania" każdej trajektorii z rysunku 4.15 niezależnie od warunków początkowych $(x_0, y_0, v_{x0}, v_{y0})$ do tej samej stabilnej trajektorii atomowej. Trajektorja ta została dla prze-

rzystości przedstawiona osobno na rysunku 4.16.



Rysunek 4.18: (a) Zdjęcie przestrzennego rozkładu atomów rubidu w pułapce magnetooptrycznej, wykonane przy następujących rozsunieniach wiązek: $s_y = 0.96$ mm oraz $s_x = 1.27$ mm. Pozostałe parametry wiązek laserowych takie same jak na rysunku 4.11b. (b) Stabilna trajektoria atomowa otrzymana w wyniku obliczeń numerycznych dla warunków eksperymentalnych dla których otrzymano zdjęcie na rysunku (a). (c) Obliczenia numeryczne trajektorii atomowych zmierzających do stabilnej trajektorii przedstawionej na rysunku (b).

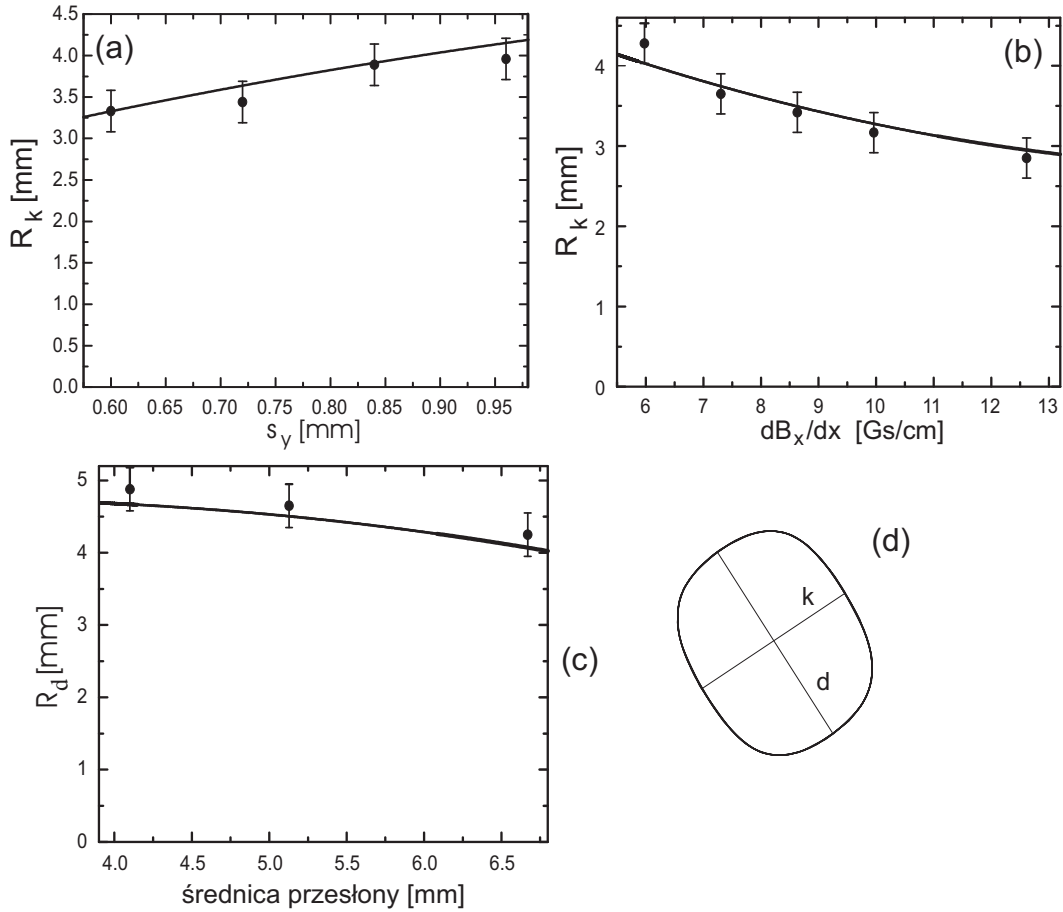
Potwierdzenie wyników otrzymanych w wyniku numerycznych obliczeń trajektorii dla przypadku całkowicie otwartej i częściowo przymkniętej przesłony uzyskujemy analizując wyniki otrzymane na rysunkach 4.17a i 4.17b. Fakt przecinania się siły f_t i siły f_v tylko w punkcie $x = 0$ oraz siły g_t i g_v w

punkcie $y = 0$ powoduje niemożliwość obserwacji stabilnej orbity atomowej przy warunkach jak dla rysunku 4.11a.

Siła worteksowa jest w tych warunkach zbyt mała w stosunku do efektywnej siły pułapkowej i zamknięta trajektoria atomowa nie może powstać. Sytuacja zmienia się po przymknięciu przesłony, co ilustruje przebieg sił f_t , f_v , g_t oraz g_v na rysunku 4.17b. Zmiana wzajemnego rozkładu wspomnianych sił w przestrzeni umożliwia ich przecinanie się daleko od środka układu współrzędnych i w ten sposób możliwości wytworzenia zamkniętej orbity atomowej o dużej średnicy.

Przykład dobrej zgodności między obserwowanym rozkładem przestrzennym poruszających się w pułapce magnetoptycznej atomów a numerycznie otrzymaną trajektorią przedstawia rysunek 4.18. Większe rozmiary orbity niż na poprzednich rysunkach związane są ze zwiększeniem rozsunęcia wiązek w kierunku y do wartości 0.96 mm. Obraz tworzenia się stabilnej trajektorii przedstawionej na rysunku 4.18 przedstawia kolejny rysunek 4.18c.

Seria kolejnych trzech rysunków (4.19a, 4.19b, 4.19c) dotyczy wpływu różnych parametrów wiązek laserowych na rozmiary orbit atomowych. Na każdym z tych rysunków punkty doświadczalne zaznaczone są wypełnionymi okręgami. Punkty doświadczalne otrzymane zostały poprzez pomiary promieni orbit atomowych, zarejestrowanych przy pomocy układu pomiarowego. Krzywe ciągłe otrzymane są na obliczeń numerycznych. Promienie orbit oznaczone jako R_k oraz R_d liczone są wzdłuż kierunków przedstawionych na rysunku 4.19d. Widoczna na tych wykresach dobra zgodność wyników otrzymanych drogą eksperymentalną z wynikami otrzymanymi na podstawie obliczeń numerycznych wskazuje na sensowność zastosowania prezentowanego w tej pracy modelu teoretycznego powstawania modów orbitalnych oraz potwierdza, zastosowaną do tych obliczeń, wartość stosunku efektywnej mocy wiązek laserowych do ich mocy przed komorą wziętą z pracy [57]. Można by także powiedzieć, że poprzez jak najlepsze dopasowanie wyników eksperymentalnych do krzywych numerycznych wielkości przedstawionych na rysunku 4.19 otrzymamy efektywną moc wiązek laserowych w pułapce magnetoptycznej.



Rysunek 4.19: (a) Zależność promienia orbity atomowej R_k od rozsunięcia wiązek s_y . Pozostałe parametry wiązek takie same jak na rysunku 4.16. Krzywa ciąga rozciągająca się na tle punktów eksperymentalnych została otrzymana na podstawie obliczeń numerycznych. (b) Zależność promienia orbity atomowej R_k (opis w tekście) od wartości gradientu pola magnetycznego przy rozsunięciu wiązek laserowych: $s_x = 1,48$ mm oraz $s_y = 0.6$ mm. Pozostałe parametry wiązek takie same jak na rysunku 4.16. Krzywa ciąga rozciągająca się na tle punktów eksperymentalnych została otrzymana na podstawie obliczeń numerycznych. (c) Zależność promienia orbity atomowej R_d od wartości średnicy przesłony przy rozsunięciu wiązek laserowych $s_x = 1,69$ mm oraz $s_y = 0.6$ mm. Moc wiązki przesłoniętej oraz jej szerokość w_y przy średnicy przesłony 5.5 mm taka sama jak na rysunku 4.16. Pozostałe parametry wiązek również takie same jak na rysunku 4.16. Krzywa ciąga rozciągająca się na tle punktów eksperymentalnych została otrzymana na podstawie obliczeń numerycznych.

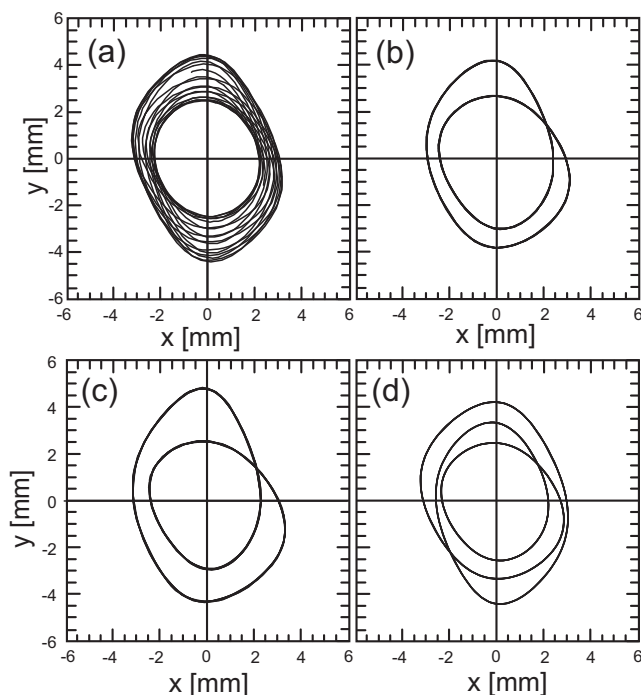
4.4 Orbity wielokrotne a efektywne natężenie wiązek laserowych w pułapce MOT

W paragrafie tym omówione zostaną zamknięte trajektorie atomowe otrzymywane w sytuacji gdy szerokość wiązki laserowej zmienia się w czasie w

sposób okresowy. Przyjmijmy, że szerokość w_y zmienia się w czasie według wzoru:

$$w_y(t) = w_{y0} + W \cos(2\pi\Omega t), \quad (4.10)$$

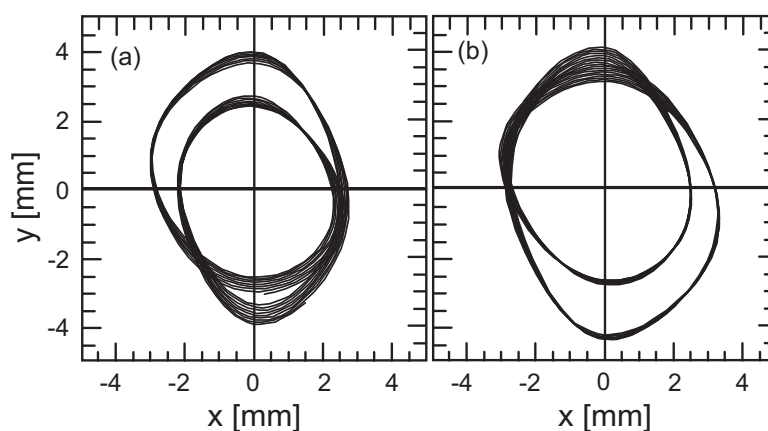
gdzie w_{y0} oznacza wartość wokół której modulowana jest szerokość wiązki, W oznacza amplitudę modulacji a Ω oznacza częstość modulacji.



Rysunek 4.20: (a) Trajektoria atomowa otrzymana w wyniku obliczeń numerycznych w warunkach modulacji w czasie szerokości wiązki $w_y = w_{y0} + W \cos(\Omega t)$, gdzie $w_{y0} = 2.3$ mm, $W = 0.5$ mm $\Omega = 63.7$ Hz. Moce wiązek stanowią 50% mocy wiązek jak na rysunku 4.16. Pozostałe parametry wiązek takie same jak na rysunku 4.16. Stabilne trajektorie atomowe otrzymane w wyniku obliczeń numerycznych w warunkach modulacji w czasie szerokości wiązki $w_y = w_{y0} + W \cos(\Omega t)$, gdzie $w_{y0} = 2.3$ mm, $W = 0.5$ mm dla rysunku (b) oraz $W = 0.7$ mm dla rysunku (c), $\Omega = \Omega_{rez1} = 86.7$ Hz. Moce wiązek stanowią 50% mocy wiązek jak na rysunku 4.16. Pozostałe parametry wiązek takie same jak na rysunku 4.16. (d) Stabilna trajektoria atomowa otrzymana w wyniku obliczeń numerycznych w warunkach modulacji w czasie szerokości wiązki przy $W=0.5$ mm i $\Omega=(2/3)\Omega_{rez1}$. Pozostałe parametry takie same jak dla rysunku 4.16.

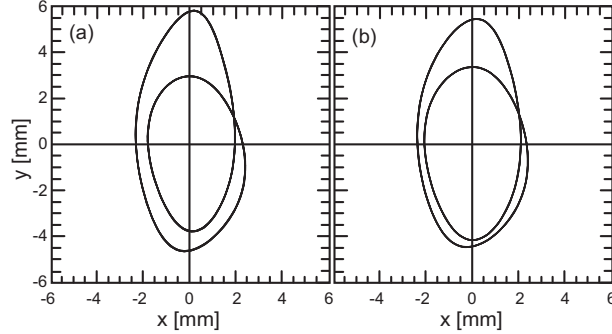
Podczas modulacji szerokości wiązki natężenie wiązki nie będzie się zmieniać i pozostanie równe natężeniu dla szerokości w_{y0} . Warunki takie odtwarzają dobrze sytuację w której na drodze wiązki znajduje się przesłona o

szerokości podlegającej przedstawionej powyżej modulacji w czasie. Wykonanie serii obliczeń numerycznych trajektorii atomowych w warunkach zmieniającej się według wzoru 4.10 szerokości w_y pozwala znaleźć częstość modulacji (częstość rezonansową) dla której trajektoria atomowa ma charakter zamknięty z bardzo charakterystycznym kształtem. Jeżeli częstość modulacji różni się od częstości rezonansowej to trajektoria ma kształt przedstawiony na rysunku 4.20a. W przypadku rezonansu trajektoria atomowa przyjmuje postać przedstawioną na rysunkach 4.20b i c. Wartość częstości rezonansowej zależy od pozostałych parametrów wiązek. Zmiana np. mocy wiązek spowoduje zmianę wartości częstości modulacji dla której dostaje się charakterystyczną zamkniętą trajektorię z pętlą w środku i z jednym punktem przecięcia się. Przy wzrastającej głębokości modulacji pętla zewnętrzna zwiększa rozmiary a pętla wewnętrzna zmniejsza się, co powoduje że pętle są bardziej oddalone od siebie. Efekt ten jest widoczny na rysunkach 4.20b i c. Bardziej skomplikowane pod względem kształtu (z większą ilością pętli) trajektorie otrzymuje się dla częstości modulacji $\Omega = (2/3)\Omega_{rez1}$ (trzy pętle) oraz częstości $\Omega = \Omega_{rez1}/2$ (cztery pętle). Na rysunku 4.20d przedstawiona jest właśnie numeryczna orbita otrzymana dla tych samych warunków co orbity na rysunkach 4.20a i b z wyjątkiem tego, że częstość modulacji szerokości wiązki stanowi 2/3 częstości rezonansowej. Powróćmy do trajektorii z rysunku 4.20 a i b. Tak jak to zostało powiedziane wcześniej przedstawiony na tym rysunku mod orbitalny w pułapce magnetoptycznej otrzymany zostaje przy określonej częstości modulacji dla określonej mocy wiązek laserowych. Zmiana mocy wiązek spowoduje konieczność znalezienia innej częstości rezonansowej. Przykłady rozstrojenia orbity z podwójną pętlą spowodowane zmianami mocy wiązek laserowych przedstawione są na rysunkach 4.21a oraz 4.21b. Zmiana wartości mocy wiązek nawet o niewielką wartość powinna powodować widoczne zmiany kształtu obserwowanych w pułapce magnetoptycznej przestrzennych rozkładów atomów, co spowodowane jest nie tylko zmianą "grubości" trajektorii atomowych ale także bardzo wyraźną zmianą ilości i położenia punktów przecięcia się pętli tworzących orbitę atomową, co zostało uwidocznione na rysunkach 4.21a oraz 4.21b. W przypadku pełnego rezonansu powinniśmy obserwować tylko jeden punkt przecięcia się dwóch pętli trajektorii, znajdujący się w określonym miejscu. Pojawienie się dodatkowych przecięć odpowiada sytuacji nierezonansowej. Pozwala to na łatwiejsze zidentyfikowanie rezonansu a tym samym możliwość oszacowania efektywnej mocy wiązek wewnątrz pułapki przy znajomości pozostałych

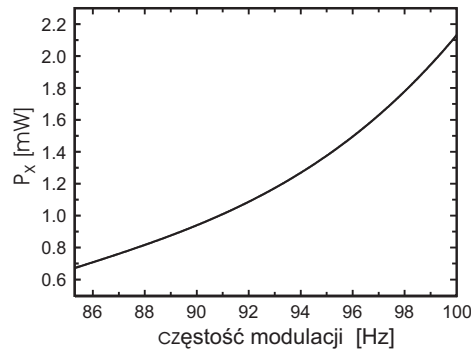


Rysunek 4.21: (a) Stabilna trajektoria atomowa otrzymana w wyniku obliczeń numerycznych w warunkach modulacji w czasie szerokości wiązki przy Ω takim samym jak na rysunku 4.20a i mocach wiązek laserowych mniejszych o 6% niż te na rysunku 4.20a. Pozostałe parametry takie same jak dla rysunku 4.20a. (b) Stabilna trajektoria atomowa otrzymana w wyniku obliczeń numerycznych w warunkach modulacji w czasie szerokości wiązki przy Ω takim samym jak na rysunku 4.20a i mocach wiązek laserowych większych o 6% niż te na rysunku 4.20a.

parametrów wiązek oraz znajomości częstości modulacji szerokości wiązki. Położenie punktu przecięcia się obu pętli orbity zależy od wartości w_{y0} a nie zależy od innych parametrów wiązek. Rysunek 4.22 przedstawia dwie orbity otrzymane dla różnych zestawów parametrów wiązek. Położenie punktu przecięcia się pętli tworzących orbity pozostaje jak widać stałe. Manipulując parametrami wiązek można uzyskiwać dla różnych wartości mocy wiązek orbity o podobnych kształtach i rozmiarach. Ostatni rysunek 4.23 dotyczący omawianego tutaj tematu prezentuje otrzymaną w wyniku obliczeń numerycznych zależność między rezonansową częstością modulacji Ω_{rez} a efektywną (realnie istniejącą wewnątrz komory) mocą wiązek laserowych. Zależność tą można wykorzystać do oszacowania efektywnej mocy wiązek laserowych w komorze, gdy w układzie eksperymentalnym uzyska się efekt modulacji szerokości przynajmniej jednej wiązki laserowej.



Rysunek 4.22: Stabilne trajektorie atomowe otrzymane w wyniku obliczeń numerycznych w warunkach modulacji w czasie szerokości wiązki o wartość $W = 0.6$ mm przy następujących parametrach wiązek laserowych: (a)- $s_x = s_y = 0.6$ mm, $w_x = 4.16$ mm, $w_{y0} = 2.3$ mm, $\partial B/\partial x = 8.6$ Gs/cm, $\Omega_{rez} = 86.5$ Hz oraz mocy każdej z wiązek 2 razy większej niż moce wiązek dla rysunku 4.11b; (b)- $s_x = s_y = 0.3$ mm, $w_x = 4.16$ mm, $w_{y0} = 2.3$ mm, $\partial B/\partial x = 6$ Gs/cm, $\Omega_{rez} = 66.5$ Hz oraz mocy każdej z wiązek 2 razy większej niż moce wiązek dla przypadku (a). Odstrojenie w obu przypadkach wynosi $\Delta = 1.4\Gamma$.

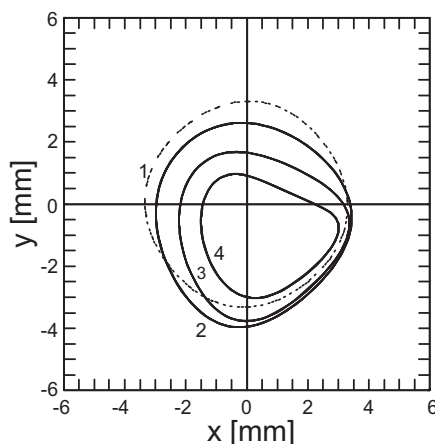


Rysunek 4.23: Zależność między rezonansową częstotliwością modulacji Ω_{rez} szerokości wiązki w_y a mocą wiązek laserowych, otrzymana na podstawie numerycznych symulacji trajektorii atomowych. Na osi pionowej umieszczona jest moc wiązki rozchodzącej się w kierunku x . Moce pozostałych wiązek w tych samych proporcjach do P_x jak dla rysunku 4.16.

4.5 Możliwość przesuwania orbit modów atomowych

W rozdziale 2 poruszony został problem przesuwania się zamkniętej trajektorii atomowej w obecności radiacyjnych sił worteksowych wskutek różnicy

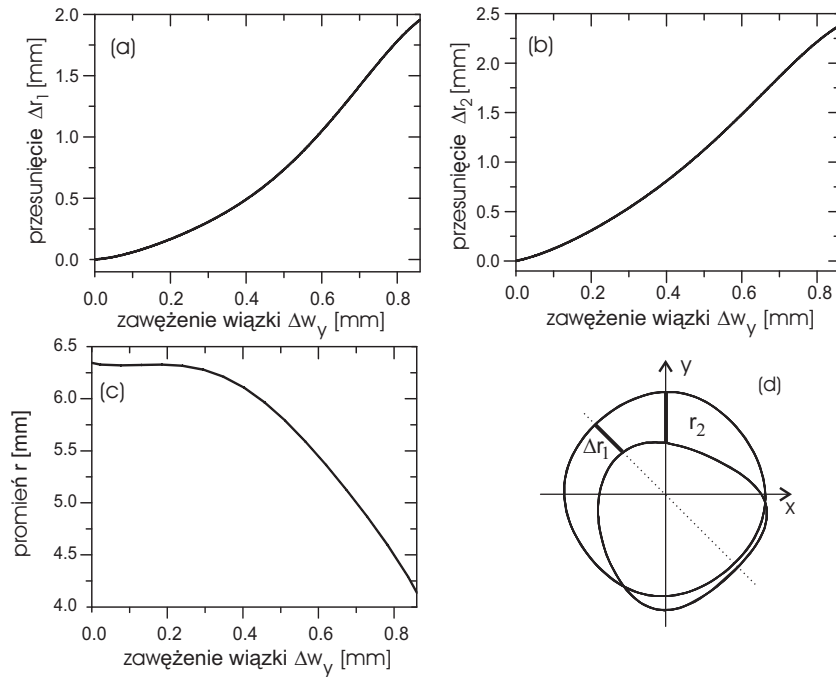
szerokości między przeciwbieżnie rozchodzącymi się wiązkami laserowymi. Potwierdzenie otrzymanych tam wniosków otrzymujemy analizując rysunek 4.24. Zaprezentowane na tym rysunku orbity atomowe otrzymuje się



Rysunek 4.24: Trajektorie numeryczne ilustrujące przesunięcia orbit atomowych za pomocą zawężenia szerokości w_y wiązki odbitej. Orbita oznaczona numerem 1 (nieprzesunięta) wykonana została dla następujących parametrów wiązek: $P_x = P_y = P_z = 13$ mW, $s_x = s_y = 0.3$ mm, $w_x = w_y = w_z = 4.16$ mm. Przesunięte orbity otrzymano w warunkach zawężenia szerokości w_y wiązki odbitej o wartość 0.36 mm dla orbity 2, 0.66 mm dla orbity 3 oraz 0.86 mm dla orbity 4. Natężenie wiązki odbitej w każdym przypadku jest równe natężeniu wiązki padającej. Pozostałe parametry wiązek wynosiły: $\Delta = 1.4\Gamma$ oraz $\partial B/\partial x = 8.6$ Gs/cm.

w warunkach zawężenia szerokości jednej z wiązek rozchodzących się w kierunku y . W tym konkretnym przypadku zawężenie dotyczy wiązki odbitej. W układzie eksperymentalnym zjawisko takie można by otrzymać poprzez wstawienie przesłony w bieg wiązki odbitej, między okienkiem komory próżniowej a płytką ćwierćfalową. Tak jak to było powiedziane w rozdziale 2, wraz z przesunięciem położenia orbity obserwujemy także jej asymetryczne odkształcenie w stosunku do regularnego kształtu początkowego. Rysunek 4.25 przedstawia w sposób ilościowy efekt przesunięcia i odkształcenia orbity wskutek zawężenia wiązki odbitej.

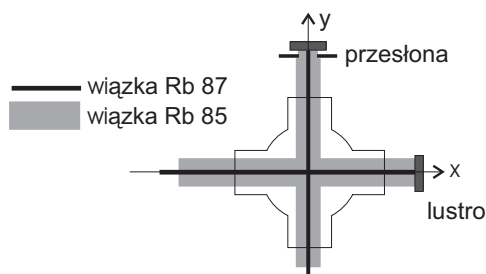
W określonych warunkach możemy więc uzyskać przesunięcie brzegu orbity o około 2 mm przy zawężeniu wiązki odbitej o około 0.8 mm. Problem przesuwania orbity atomowej poprzez zawężenie wiązki odbitej przedstawiony zostaje ze względu na możliwości jakie daje takie rozwiązanie w układzie



Rysunek 4.25: Zależności ilustrujące przesunięcia orbity Δr_1 (rysunek (a)) oraz Δr_2 (rysunek (b)) jako funkcję zawężenia szerokości w_y wiązki odbitej. Rysunek (c) przedstawia zmianę promienia orbity, liczoną w kierunku nachylonym do osi x pod kątem 45 stopni jako funkcję zawężenia szerokości w_y wiązki odbitej.

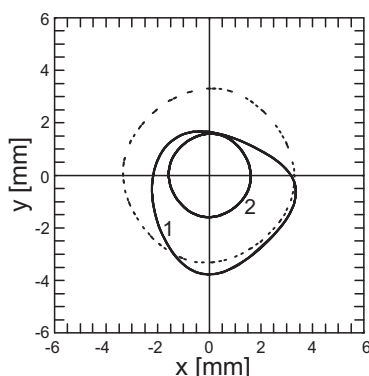
zapropionowanym w pracy [55]. Przedstawiony tam układ niejako podwójnej pułapki magnetoptycznej pozwala uzyskać jednoczesne pułapkowanie dwóch izotopów rubidu 85 i 87, w sytuacji gdy wiązki laserowe służące do pułapkowania obu izotopów będą w tym samym układzie optycznym. Pozwala to uzyskać dwa współśrodkowe atomotrony, zawierające oba izotopy rubidu. Manipulując niezależnymi dla obu układów wiązek parametrami, np. mocami wiązek lub odstrojeniami od częstości rezonansowych przejść pułapkujących, można uzyskać efekt nałożenia się obu atomotronów. Jednak jak pokazane to zostało w pracy [55] dzieje się to dla ściśle określonej różnicy prędkości atomów, wchodzących w skład poszczególnych atomotronów. Chęć wykorzystania takiego układu do badania zderzeń atomowych wymusza konieczność większej swobody w doborze różnicy prędkości między atomami obu izotopów oraz większej swobody w ustawieniu obu atomotronów względem siebie. Na rysunku 4.26 przedstawiona została schematycznie konfiguracja układu wiązek, pozwalająca na jednoczesne pułapkowanie obu

izotopów rubidu. Cienką czarną linią oznaczono posiadające małą sze-



Rysunek 4.26: Schemat biegu wiązek laserowych w układzie pozwalającym pułapkować dwa izotopy rubidu. Opis rysunku w tekście.

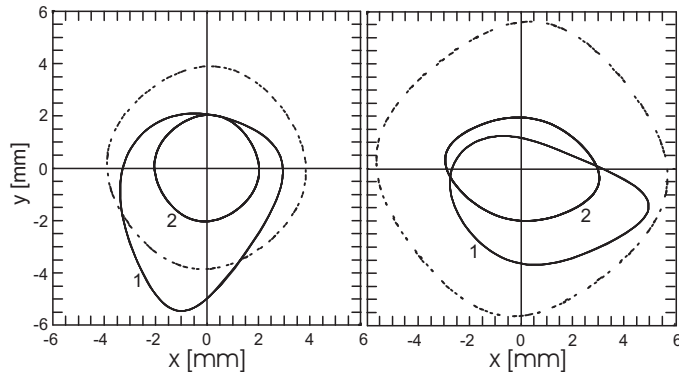
rokości wiązki pułapkujące atomy rubidu 87. Biegące tym samym torem optycznym i posiadające dużą szerokość wiązki laserowe pułapkujące izotop 85 zostały oznaczone szeroką szarą linią. Różnica szerokości dla obu układów wiązek pozwala, przy zastosowaniu przesłony o odpowiedniej średnicy, na uzyskanie efektu zawężenia wiązki odbitej (kierunek y) lasera pułapkującego atomy izotopu rubidu 85 przy niezmiennych parametrach wąskiej wiązki pułapkującej atomy izotopu rubidu 87. Rysunek 4.27 przedsta-



Rysunek 4.27: Przesunięta trajektoria 1 przedstawia orbitę 3 z rysunku 4.24. Mniejsza, koncentryczna trajektoria 2 otrzymana została dla atomu rubidu 87 przy parametrach wiązek: $P_x = P_y = P_z = 1.4$ mW, $w_x = w_y = w_z = 2.4$ mm i takich samych przesunięciach wiązek jak dla przypadku orbity 1. Pozostałe parametry wiązek dla orbit 1 i 2 takie same jak dla rysunku 4.24. Orbita oznaczona linią przerywaną przedstawia trajektorię jaka powstaje zamiast orbity 1 gdy obie wiązki mają tę samą szerokość 4.16 mm.

wia otrzymane drogą obliczeń numerycznych trajektorie atomowe otrzymane

w sytuacji przedstawionej schematycznie na rysunku 4.26. Symulację wykonano dla szerokości wiązek laserowych pułapkujących rubid 87 równych: $w_x = w_y = w_z = 2.4$ mm oraz szerokości wiązek pułapkujących rubid 85 równych $w_x = w_y = w_z = 4.16$ mm. Szerokość wiązki odbitej pułapkującej rubid 85 ma wartość $w'_y = 3.5$ mm. Na omawianym rysunku widoczny jest efekt przesunięcia trajektorii oznaczonej cyfrą 1, która przy braku obecności przesłony ma charakter kołowej orbity współśrodkowej z orbita atomową oznaczoną cyfrą 2. Przesunięcie orbity daje możliwość połączenia (przekrycia się) atomotronów dla obu izotopów w określonym ograniczonym obszarze a nie tak jak to zostało przedstawione w pracy [55] na całej długości orbity. Taka konfiguracja może okazać się przydatna w przypadku badania zderzeń między-atomowych. Możliwość przesuwania jednej orbity względem drugiej



Rysunek 4.28: (a) Przesunięta trajektoria 1 została otrzymana dla takich samych mocy i szerokości wiązek jak trajektoria 1 z rysunku 4.27 z wyjątkiem tego, że w tym przypadku także szerokość w_x wiązki odbitej została zawężona o 0.36 mm. Trajektoria 2 różni się od trajektorii 2 z rysunku 4.27 jedynie mocą wiązek laserowych, które w tym przypadku są o 21.4% większe. Orbita oznaczona linią przerywaną przedstawia trajektorię jaka powstaje zamiast orbity 1 gdy obie wiązki mają tą samą szerokość 4.16 mm. (b) Orbita 1 otrzymana w wyniku obliczeń numerycznych dla przypadku zawężenia szerokości w_y mm wiązki odbitej o 0.56 mm. Pozostałe parametry wiązek to $s_x = s_y = 0.6$, $P_x = P_y = P_z = 12$ mW, $w_x = w_y = w_z = 4.16$ mm, $\Delta = 1.4\Gamma$ oraz $\partial B/\partial x = 8.6$ Gs/cm. Orbita 2 została wykonana dla tych samych warunków jak orbita 2 z rysunku 4.27 z tą różnicą, że obecnie rozsunienia wiązek są takie same jak dla orbity 1.

daje także możliwości uzyskania większego zakresu różnic prędkości między atomami obu izotopów w miejscu przekrywania się ich orbit. Rysunek 4.28a obrazuje przekrywanie się modów orbitalnych dla obu izotopów przy innych niż na poprzednim rysunku parametrach wiązek, a co za tym idzie i inne

różnicy prędkości atomów obu izotopów. W przypadku tym odpowiednie przesunięcie uzyskano zawężając wiązki odbite zarówno dla kierunku x jak i y . Przecinanie się orbit atomowych dla obu izotopów także jest możliwe dzięki przesunięciu w przestrzeni jednej z nich jak to zostało pokazane na rysunku 4.28b. Jak więc widać z powyższych rozważań, odpowiedni dobór parametrów wiązek laserowych oraz odpowiednia wartość zawężenia wiązki (lub obu wiązek odbitych) lasera pułapkującego atomy jednego z izotopów, pozwala uzyskiwać różne względne konfiguracje orbit atomowych dla obu izotopów. Może to być wykorzystywane przy badaniu zderzeń między zimnymi atomami w pułapce magnetoptycznej. Część z wyników eksperymentalnych zaprezentowanym w tym rozdziale znajduje się w publikacji [56]

4.6 Podsumowanie

Przeprowadzony eksperyment pozwolił na zbadanie możliwości wytwarzania charakteryzujących się dużymi rozmiarami modów orbitalnych w pułapce magnetoptycznej, w warunkach niewielkich rozsunień wiązek laserowych i zawężenia szerokości jednej z wiązek przy pomocy przesłony. Pokazano możliwość niejako włączania i wyłączania orbit atomowych poprzez przymyknięcie i całkowite otwieranie przesłony, ustawionej na drodze jednej z wiązek laserowych pułapki magnetoptycznej. Zaletą tej metody jest łatwość sterowania parametrami orbit atomowych. Sterowanie takie możliwe będzie w przyszłych planowanych eksperymentach za pomocą komputera, wskutek zastosowania przesłony, których szerokość można zmieniać przy pomocy sygnałów elektrycznych. Pokazano możliwość zmian kształtów i rozmiarów orbit atomowych, zachodzących przy zmianach parametrów wiązek laserowych pułapki MOT. Zaprezentowano numeryczne symulacje orbit atomowych, które wyjaśniają obserwowane w eksperymencie atomotrony. Pokazano możliwość zastosowania modulacji w czasie średnicy przesłony do określania efektywnej mocy wiązek laserowych w pułapce magnetoptycznej. Planuje się w niedalekiej przyszłości wykonanie eksperymentu w takim właśnie układzie. Na podstawie obliczeń numerycznych pokazano także możliwość zmiany kształtu i możliwość przesuwania w przestrzeni atomotronów poprzez zmianę średnicy umieszczonych w odpowiednich miejscach przesłony zmieniających parametry wiązek laserowych pułapki magnetoptycznej. Zaproponowano metodę manipulowania modami orbitalnymi w układzie dwóch współśrodkowych atomotronów, z których każdy składa się z innych izotopów rubidu. Możliwe

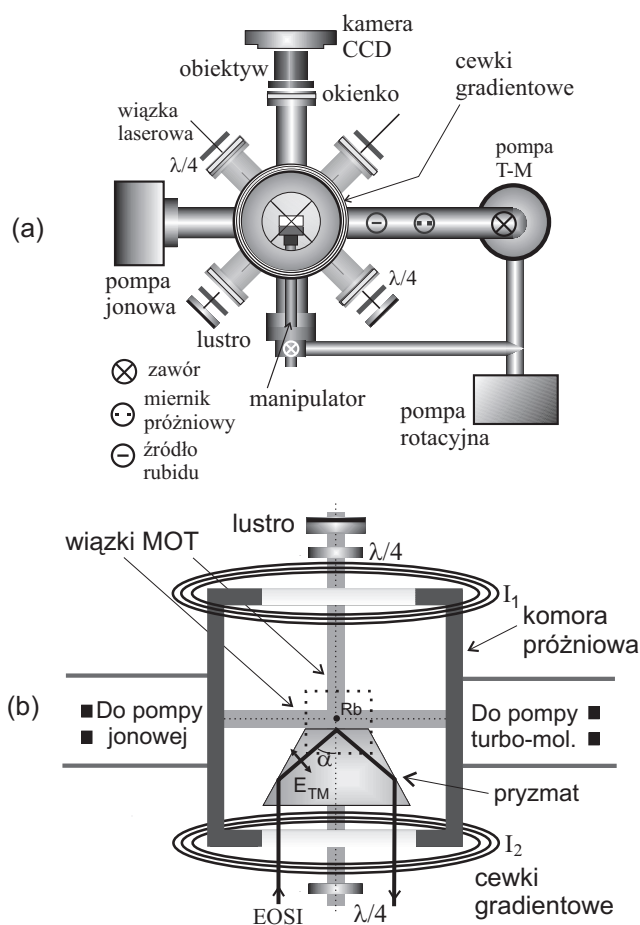
jest także wykorzystanie podobnego układu do wytwarzania dwóch atomotronów składających się z tego samego izotopu, których względne położenia można zmieniać. Planowane są eksperymenty wykorzystujące tego rodzaju manipulacje atomotronami w badaniach zderzeń zimnych atomów bądź produkcji zimnych molekuł. Wykorzystywany w tej części pracy prosty model matematyczny sił worteksowych opisywał wystarczająco fizykę tego zjawiska. W przyszłości jest możliwe rozszerzenie tego modelu w oparciu o postać siły spontanicznej w układzie wielopoziomowym [44].

Rozdział 5

Eksperyment z lustrem optycznym

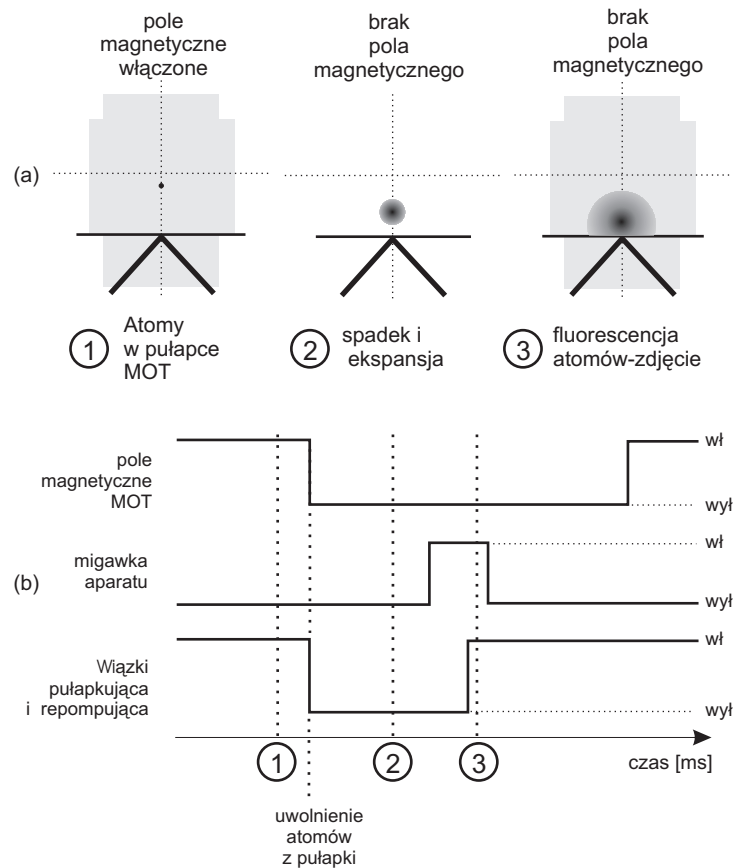
5.1 Idea i przebieg eksperymentu

Eksperyment w którym badano ilość atomów odbijanych przez lustro optyczne wykonany został na bazie układu eksperymentalnego pułapki magnetooptycznej opisanego w rozdziale 4. Wstawienie odpowiednio zaprojektowanego pryzmatu do komory próżniowej pułapki umożliwiło wytworzenie nad powierzchnią tegoż pryzmatu fali zanikającej, a jej obecność pozwoliła na obserwację odbicia chmury zimnych atomów wytwarzanej w pułapce MOT. Rysunek 5.1 przedstawia schemat biegu wiązek laserowych w komorze próżniowej. Komora ta została obrócona o 90 stopni w stosunku do jej położenia w eksperymencie z modami orbitalnymi, co uwidoczniło na rysunku 5.1a. Wiązka z lasera firmy EOSI wprowadzana zostaje przez dolne okienko komory próżniowej i biegnie w pryzmacie w taki sposób, że dla kąta α większego od kąta granicznego otrzymuje się falę zanikającą tuż nad powierzchnią pryzmatu w punkcie odbicia wiązki lasera EOSI (rysunek 5.1b). Fala ta w przypadku odpowiedniego odstrojenia jej częstości od danego przejścia rezonansowego linii D_1 wytwarza radiacyjną siłę dipolową, która jest skierowana do góry. Chmura zimnych atomów rubidu wytwarzana jest w pobliżu punktu przecięcia się osi wiązek pułapki magnetooptycznej. Dzięki odpowiedniemu położeniu cewek gradientowych, wytwarzających pole magnetyczne pułapki MOT oraz zabiegowi dostarczania różnych wartości prądu do obu cewek (paragraf 1.3.2), istniała możliwość zmiany pionowego położenia chmury ato-



Rysunek 5.1: (a) Schemat układu próżniowego pułapki MOT wykorzystywany w eksperymencie z lustrem optycznym widziany z góry. Nie zaznaczono elementów optycznych służących do wytwarzania sił pułapkujących w kierunku pionowym. (b) Schemat biegu wiązek laserowych w układzie eksperymentalnym lustra optycznego, znajdującego się w komorze próżniowej pułapki magnetoopptycznej. Wiązki pułapki MOT wytwarzają chmurę zimnych atomów rubidu, która po wyłączeniu pułapki MOT opada w kierunku pryzmatu. Zaznaczono bieg i polaryzację wiązki lasera EOSI, wytwarzającego falę zanikającą nad powierzchnią pryzmatu.

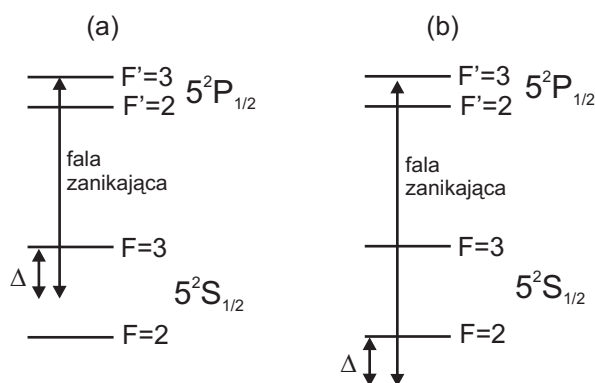
mowej w pułapce. Pozwalało to na zmianę wysokości na jakiej wytwarzano zimne atomy nad pryzmatem. Na rysunku 5.1 przedstawiona jest także polaryzacja wiązki wytwarzającej falę zanikającą, która wybrana została jako polaryzacja TM ze względu na wzmocnienie amplitudy fali zanikającej w stosunku do amplitudy fali padającej (rozdział 3.6). Można powiedzieć, że



Rysunek 5.2: (a) Schemat charakterystycznych etapów eksperymentu w układzie lustro optyczne. (b) Przebiegi czasowe otrzymywane na oscyloskopie, będące odzwierciedleniem zdarzeń opisanych w części (a) rysunku.

omawiany rysunek 5.1 przedstawia niejako sytuację początkową, pierwszą fazę eksperymentu obijania atomów przy pomocy fali zanikającej. Przedstawienie ideowe dynamiki eksperymentu znajduje się na rysunku 5.2. Fragmenty centralnego obszaru komory próżniowej przedstawione w górnej części tego rysunku mieszczą się w zaznaczonej przerywaną linią prostokącie występującym na rysunku 5.1. Pierwszą charakterystyczną fazą eksperymentu jest otrzymanie odpowiedniej ilości zimnych atomów w pułapce magneto-optycznej. Początkowym punktem dynamicznej części eksperymentu jest uwolnienie chmury zimnych atomów z pułapki, zachodzące wskutek przesłonięcia obu wiązek laserowych pułapki i wyłączenia w tym samym momencie pola magnetycznego. Wyłączenie wiązek laserowych odbywa się przy pomocy

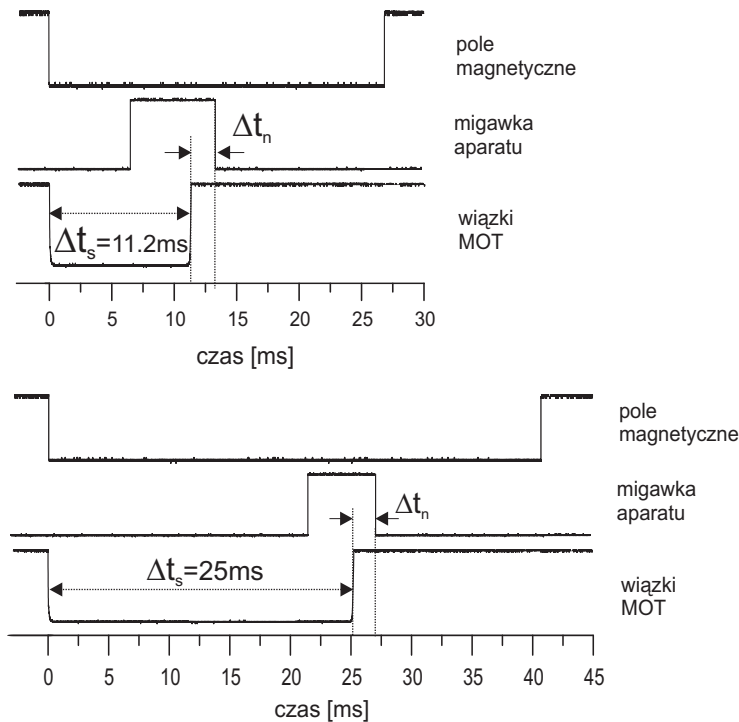
jednej (lub dwóch - będzie to dalej opisane w tekście) przesłone elektromagnetycznych, natomiast wyłączenie pola magnetycznego odbywa się za pomocą klucza elektronicznego. Cała procedura wyłączania pułapki MOT sterowana jest komputerowo przy pomocy odpowiedniej karty laboratoryjnej. Na rysunku 5.2b przedstawione są charakterystyki otrzymywane na ekranie oscyloskopu, które ilustrują zmiany w czasie stanu odpowiednich urządzeń sterujących przebiegiem eksperymentu. Każda z trzech charakterystyk czasowych opisuje w danej chwili stan *włączony-wł* lub *wyłączony-wył*. Po wyłączeniu pułapki magnetoptycznej chmura zimnych atomów podlega ewolucji opisanej w paragrafie 3.8. W uproszczonej formie ilustruje to punkt 2 rysunku 5.2a. Ostatni etap eksperymentu reprezentuje punkt 3 rysunku 5.2a. Ekspandująca i odbita (lub jeszcze opadająca) chmura zimnych atomów oświetlona zostaje w pewnym momencie wiązkami laserowymi pułapki MOT. Otwarta w tym momencie migawka aparatu CCD pozwala na zarejestrowanie fluorescencji pochodzącej od chmury atomowej. W tym etapie pole magnetyczne pułapki pozostaje cały czas wyłączone. Rysunek 5.3 przedstawia schemat poziomów energetycznych linii D_1 rubidu 85. W omawianym tutaj ekspe-



Rysunek 5.3: Schemat poziomów energetycznych linii D_1 rubidu. Zaznaczono częstość lasera produkującego siłę dipolową gdy siła ta pochodzi od przejścia $F = 3 \rightarrow F' = 3$ (a) oraz gdy siła ta pochodzi od przejścia $F = 2 \rightarrow F' = 3$ (b).

rymencie wykorzystywano przejścia $5^2S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5^2P_{1/2}, F' = 3$ oraz $5^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5^2P_{1/2}, F' = 3$ w celu otrzymania skierowanej pionowo do góry radiacyjnej siły dipolowej. Na podstawie tego co zostało pokazane w paragrafie dotyczącym radiacyjnej siły dipolowej, odpowiedni zwrot siły dla przypadku fali zanikającej uzyskujemy w przypadku odstrojenia częstości laserowej tak jak to zostało pokazane na rysunku 5.3. Realizacja ekspery-

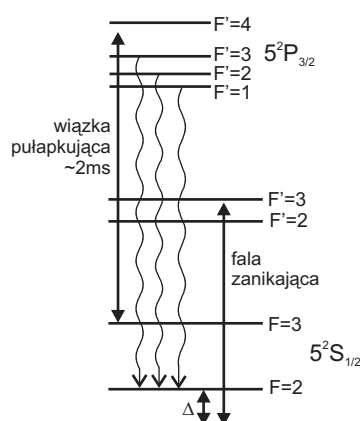
mentu odbicia atomów od lustra optycznego w przypadku gdy siłę odbijającą realizuje się na przejściu $5^2S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5^2P_{1/2}, F' = 3$ została przedstawiona przy opisie rysunku 5.2a. Wyłączenie wiązek pułapki MOT odbywa się za pomocą jednej przesłony, której zadziałanie powoduje przesłonięcie wiązek lasera pułapkującego i repompującego. Odbywa się to w miejscu gdzie obie wiązki biegną wspólnym torem. Rysunek 5.4 przedstawia oscyloskopowe charakterystyki czasowe przedstawione już schematycznie na rysunku 5.2. Na każdej z charakterystyk występują dwa wyszczególnione przedziały:



Rysunek 5.4: Przykłady przebiegów czasowych otrzymywanych na monitorze oscyloskopu, odpowiadające sekwencji zdarzeń przedstawionych na rysunku 5.1a w przypadku gdy odbicie atomów realizowane jest na przejściu $F = 3 \rightarrow F' = 3$.

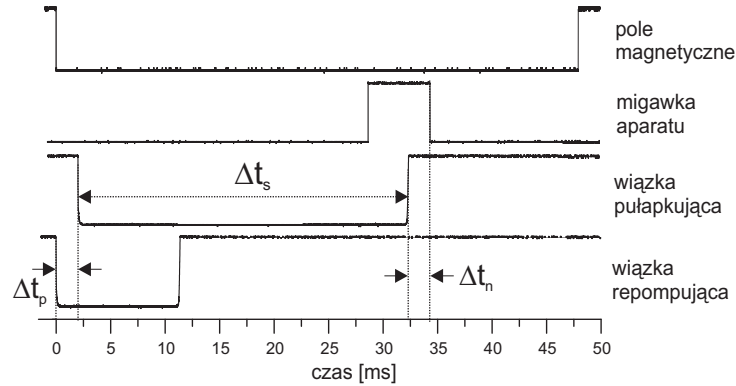
czas Δt_s i Δt_n . Pierwszy z nich określa czas zasłonięcia obu wiązek pułapki magnetoptycznej a tym samym czas od momentu uwolnienia chmurki z pułapki MOT do czasu jej ponownego oświetlenia przez wiązki pułapki. Można go nazwać czasem ewolucji chmury atomowej. Drugi z przedziałów określa z kolei czas efektywnego *naświetlania* matrycy aparatu przy wykonywaniu zdjęcia chmury atomów, który w omawianym eksperymencie zawierał się w

przedziale między 0.25 a 1 ms. W celu zaobserwowania odbicia atomów od lustra optycznego opartego na przejściu $5^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5^2P_{1/2}, F' = 3$ należy zmodyfikować opisany do tej pory przebieg eksperymentu. Związane jest to z koniecznością znacznego zwiększenia obsadzenia stanu $F = 2$, który w sytuacji jednoczesnego wyłączenia obu wiązek pułapki MOT jest bardzo słabo obsadzony i nie możliwe jest wtedy zaobserwowanie odbicia opartego na wspomnianym przejściu. Modyfikacja przebiegu eksperymentu związana jest z zastosowaniem dodatkowej przesłony, która zamyka w odpowiednim momencie tylko wiązkę lasera repompującego. Rysunek 5.5 przedstawia ideę obsadzenia stanu podstawowego $F = 2$ poprzez wcześniejsze o około 2 ms przesłonięcie wiązki repompującej w momencie wyłączenia pułapki magneto-optycznej i uwalniania chmury atomowej. Pozostawiona na 2 ms wiązka pu-



Rysunek 5.5: Idea przepompowania populacji atomów rubidu do najniższego stanu podstawowego w celu zaobserwowania odbicia atomów opartego na przejściu $F = 2 \rightarrow F' = 3$

łapkująca przy braku obecności wiązki repompującej doprowadza do ucieczki (przepompowania) większości atomów do stanu $F = 2$. Odstrojenie częstotliwości fali zanikającej tak jak to zostało pokazane na rysunku 5.5 umożliwia odbicie atomów przy pomocy siły dipolowej. Dodanie dodatkowej przesłony dla wiązki lasera repompującego powoduje modyfikację ilości charakterystyk czasowych opisujących przebieg eksperymentu. Obrazuje to rysunek 5.6.

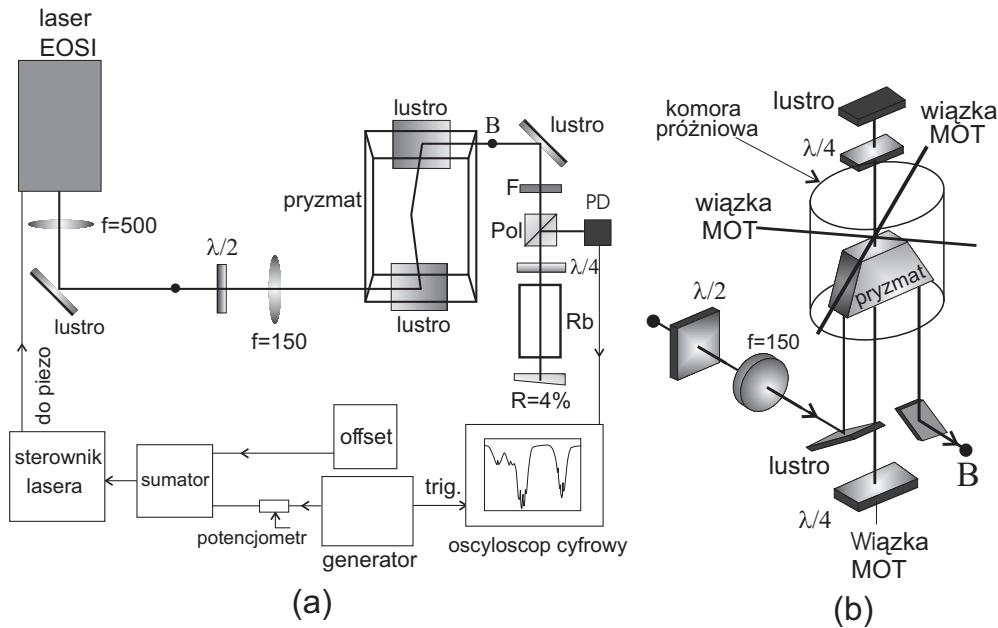


Rysunek 5.6: Przykłady przebiegów czasowych otrzymywanych na monitorze oscyloskopu, odpowiadające sekwencji zdarzeń występujących w przypadku gdy odbicie atomów realizowane jest na przejściu $F = 2 \rightarrow F' = 3$. Dodatkowy w stosunku do rysunku 5.4 przebieg czasowy związany jest z efektem pompowania optycznego atomów do stanu $F = 2$.

5.2 Układ eksperymentalny.

5.2.1 Schemat ogólny układu eksperymentalnego.

Rysunek 5.7 przedstawia schemat układu eksperymentalnego, służącego do wytwarzania i kontrolowania optycznej siły dipolowej, stanowiącej podstawę układu lustra optycznego. W eksperymencie tym wykorzystywano jako źródło światła spójnego wysokiej jakości **laser diodowy firmy Environmental Optical Sensors, Inc (EOSI), model 2001**. Dioda laserowa umieszczona w osobnym module pracowała w układzie z zewnętrznym rezonatorem typu Littmana-Metcalfa. Wspomniany moduł zawierał diodę, element Peltiera pozwalający stabilizować temperaturę diody, soczewkę formującą wiązkę laserową oraz fotodiodę służącą do kontroli mocy emitowanego światła. Przeszajanie lasera odbywało się poprzez przesuwanie lustra rezonatora za pomocą elementu piezo, zasilanego przez sterownik laserowy. Odpowiednia konstrukcja rezonatora zapewniała ciągły obszar przesajania, obejmujący około 30 GHz - przy szerokości spektralnej 100 kHz - dla czasu przesajania 50 ms oraz 4 MHz dla czasu przesajania 5 ms. Maksymalną moc wiązki laserowej równą 21 miliwatów (dla długości fali 795 nm) uzyskiwano przy prądzie zasilania równym 75 mA. Przekrój poprzeczny wiązki opuszczającej rezonator miał kształt elipsy o wymiarach półosi 1.5×3.5 mm. Więcej szczegółów dotyczących tego lasera można znaleźć w [37].



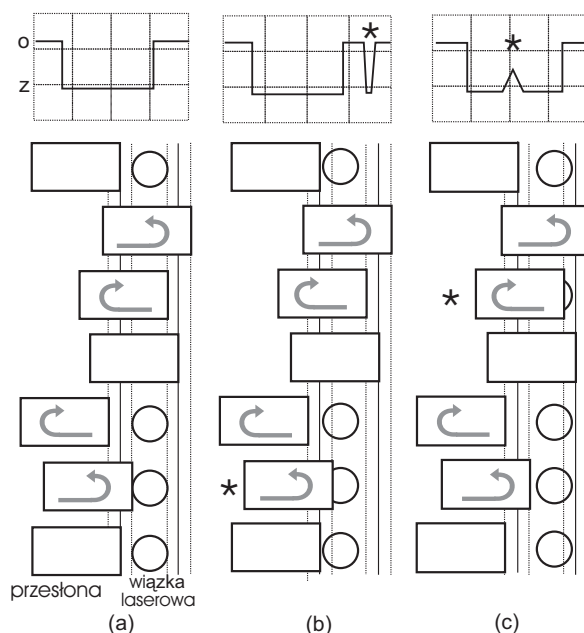
Rysunek 5.7: Schemat ogólny układu wprowadzania wiązki laserowej wytwarzającej siłę dipolową lustra optycznego. PD-fotodiody, F-filtr osłabiający, Rb-komórka z parami rubidu, Pol-dzielnik polaryzacyjny

W celu uzyskania siły dipolowej kieruje się wiązkę z opisanego już lasera EOSI przez układ dwóch lusterek do komory próżniowej w której znajduje się szklany pryzmat pokazany na rysunku 5.7. Dalszy bieg wiązki odbywa się już w pryzmacie nad powierzchnią którego w odległości od 1.5-3 mm znajduje się chmura zimnych atomów, powstająca wskutek przecięcia się wiązek laserowych wytwarzanych we wcześniej opisanym układzie pułapki magneto-optycznej. Całkowite wewnętrzne odbicie, mające miejsce na bocznej ścianie pryzmatu, pozwala na skierowanie wiązki laserowej na górną powierzchnię pryzmatu pod kątem większym od kąta granicznego. Dzięki temu także tam ma miejsce całkowite wewnętrzne odbicie, doprowadzając do powstania fali zanikającej tuż nad powierzchnią pryzmatu, dokładnie poniżej punktu w którym znajduje się centrum chmury zimnych atomów. Wiązka wychodząca z pryzmatu jest kierowana za pomocą lusterek do układu spektroskopii nasyce-niowej. W układzie tym można obserwować widmo linii D_1 izotopu rubidu ^{85}Rb z rozdzielczością pozwalającą na rozdzielenie przejść atomowych związanych z istnieniem struktury nadsztywnej w tym izotopie. Układ eksperymentalny przedstawiony na rysunku 5.7 pozwala na kontrolowanie rozmiarów

przekroju poprzecznego wiązki laserowej, kąta padania wiązki na górną powierzchnię pryzmatu, polaryzacji oraz długości fali wchodzącej do pryzmatu. Kontrolę rozmiarów wiązki zapewnia układ soczewek o ogniskowych odpowiednio $f = 500$ mm oraz $f = 150$ mm oddalonych od siebie na odległość około 60 cm. Zmiana kąta położenia lustra wprowadzającego wiązkę do komory próżniowej pozwala na zmianę kąta padania fali na górną powierzchnię pryzmatu. W celu ustalenia długości fali wytwarzającej optyczną siłę dipolową korzysta się z obserwowanego na oscyloskopie cyfrowym widma spektroskopii nasyceniowej. W celu otrzymania tego widma przestraja się laser w zakresie około 6 GHz za pomocą sygnału piłokształtnego o amplitudzie 2.5 V i częstotliwości 60 Hz, kierowanego na odpowiednie gniazdo sterownika laserowego. Pozwala to na dostarczanie zmiennego w czasie napięcia na element piezo przesuwający lustro w rezonatorze laserowym, a tym samym przestrajanie długości fali. Przestrajanie to odbywa się wokół wartości, którą ustala się poprzez obrót siatki dyfrakcyjnej rezonatora laserowego oraz poprzez dodanie do zmiennego w czasie sygnału piłokształtnego stałego napięcia, dostarczanego przez zasilacz oznaczony jako offset na rysunku 5.7. Zmieniając poziom tego napięcia można precyzyjnie ustawić długość fali wokół której laser będzie przestrajany a po wyeliminowaniu sygnału piłokształtnego możliwe jest ustalenie nie zmieniającej się już w czasie długości fali lasera EOSI.

5.2.2 Przesłony elektromagnetyczne.

Aby zimne atomy rubidu mogły ulec odbiciu wskutek działania optycznej siły dipolowej należy uwolnić wspomniane atomy z pułapki magnetooptrycznej i pozwolić im pod wpływem siły grawitacji opadać swobodnie w kierunku powierzchni pryzmatu. Fakt ten oraz konieczność zastosowania wiązek pułapki magnetooptrycznej w celu detekcji chmury zimnych atomów po odbiciu od lustra wymagały włączania i wyłączania wiązek laserowych w ściśle określonej sekwencji czasowej. W układzie eksperymentalnym lustro optycznego opisywanym w tej pracy zastosowano w tym celu bardzo tanie rozwiązanie w postaci **przesłon elektromagnetycznych**, wykonanych przez kolegę Tomasza Kawalca na bazie standardowych przekaźników mechanicznych z serii RM [95]. Chęć uzyskania jak najkrótszych czasów otwierania i zamykania oraz mała powierzchnia czynna przesłon spowodowały konieczność umieszczenia przesłon w miejscu największego przewężenia wiązek, między soczewkami układów teleskopowych zmieniających średnicę wiązek. Jedna

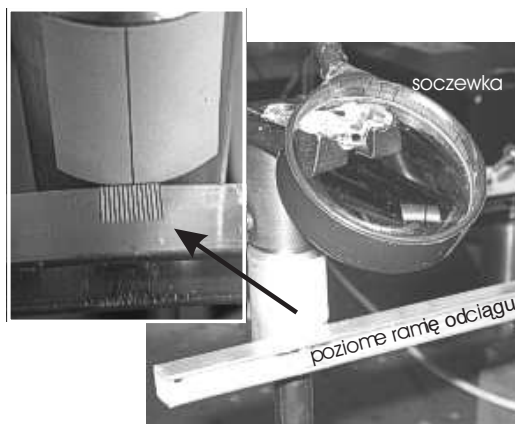


Rysunek 5.8: Rysunek ilustrujący zachowanie się przesłony elektromagnetycznej podczas fazy zamykania a następnie ponownego jej otwierania. Liniami ciągłymi oznaczono stabilne położenie przesłony. Liniami przerywanymi oznaczono amplitudy chwilowych wahań wokół położenia równowagi. W górnej części rysunku przedstawiono obserwowane na oscyloskopie sygnały z fotodiody monitorującej stan zasłanianej wiązki.

z przesłon służyła do przesłaniania wiązki repompującej (przesłona $M1$) natomiast druga służyła do przesłaniania wiązki pułapkującej i repompującej jednocześnie (przesłona $M2$). Informację o rzeczywistym czasie zadziałania przesłon otrzymywano dzięki fotodiodom na które kierowana była niewielka część mocy zasłanianych wiązek. Sygnał z fotodiod był kierowany do oscyloskopu oraz do elektronicznego układu sterowania eksperymentem, który będzie opisany w dalszej części tego rozdziału. Zamocowanie przesłon na stole optycznym uniemożliwiłoby pracę pułapki magnetoptycznej ze względu na drgania mechaniczne, pojawiające się podczas ich pracy. Zaistniała więc konieczność przymocowania przesłon do wysięgników, które zostały z kolei przymocowane do ramy znajdującej się ponad stołem. Podczas otwierania i zamykania przesłona przekazuje elementom przez które jest przymocowana do ramy część pędu. Powoduje to lekkie wahań całej przesłony co wpływa na jej położenie względem wiązki laserowej. Ponieważ wspomniane zaburzenia mają kierunek poziomy, oprócz pionowego wysięgnika zastosowano także

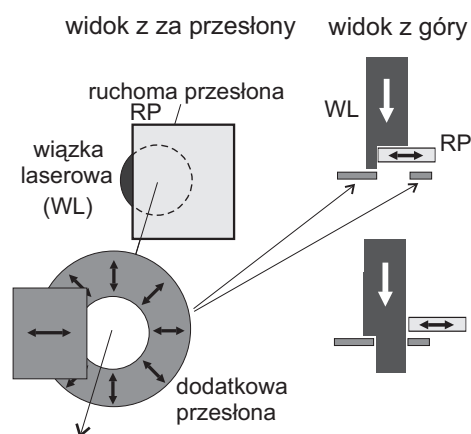
poziome odciagi, łączące przesłonę z ramą otaczającą stół optyczny. Początkowo tylko przesłona *M2* posiadała wspomniane odciagi. Podczas pomiarów które prezentowane są w tej pracy zaistniała konieczność znacznego zwiększenia stabilności położenia przesłon. W tym celu wykonałem mocujące odciagi boczne dla przesłony *M1*. Wspomniane odciagi zmniejszają znacznie opisywane tutaj zaburzenia położenia przesłony podczas jej pracy ale nie eliminują ich całkowicie. Istnieją nie dające się już wyeliminować niestabilności związane z fazą zatrzymywania się poruszającej się części ruchomej przesłony.

Rysunek 5.8 ilustruje zachowanie się przesłony podczas fazy przesłaniania i odsłaniania wiązki. W górnej części każdej kolumny pokazany jest sygnał z fotodiody na którą pada część światła z przesłanianej wiązki. Litera *O* oznacza przesłonę w stanie otwarcia natomiast *Z* oznacza przesłonę w stanie zamknięcia. Wiazką jest zamykana przez przesłonę na czas od 10 do 40 ms a następnie przesłaniana ponownie. Podczas każdej fazy zatrzymywania się przesłona wykonuje dwa wahnięcia wokół położenia równowagi, jak to ilustruje rysunek 5.8. Efekt ten wymusza konieczność bardzo precyzyjnego ustawienia przesłony względem wiązki laserowej w kierunku poziomym. Ustawienie przesłony zbyt blisko wiązki spowoduje chwilowe zasłonięcie wiązki podczas fazy otwierania przesłony (rysunek 5.8b). Ustawienie przesłony zbyt daleko wiązki spowoduje z kolei chwilowe odsłonięcie wiązki podczas fazy zasłaniania (rysunek 5.8c). Oba te zdarzenia są niepożądane z punktu widzenia procedury pomiarowej. Wykonywane przez mnie pomiary ilości odbitych od lustra optycznego atomów wymagały bardzo dobrej powtarzalności warunków eksperymentalnych. Podczas procedury pomiarowej wykonywałem bardzo wiele następujących po sobie sekwencji zamykania i otwierania (ozn. *Z-O*) obu przesłon. Niezwykle ważne więc było odpowiednie ustawienie przesłon względem wiązek laserowych. Zaobserwowałem fakt rozjustowywania się położenia przesłony po wykonaniu kilkunastu następujących po sobie sekwencji *Z-O*, w przypadku gdy początkowe ustawienie nie było najbardziej optymalne. Po znalezieniu takiego najbardziej optymalnego położenia nie obserwowałem efektu rozjustowywania w czasie danej serii pomiarowej. W celu zapewnienia precyzyjnej kontroli położenia przesłony w kierunku poziomym zamontowałem podziałkę określającą położenie odciagu poziomego oraz soczewkę dającą czterokrotne powiększenie, przy pomocy której można było odczytywać położenie na podziałce z dużą dokładnością (rysunek 5.9). Układ ten pozwolił na ustawianie położenia odciagu a tym samym położenia przesłony z dokładnością 0.3 mm. Ustawienie przesłony



Rysunek 5.9: Zdjęcie pokazujące układ do precyzyjnego odczytu położenia odciągu mocującego przesłonę elektromagnetyczną.

w położeniu optymalnym (występującym przy przebiegu z oscyloskopu pokazanym na rysunku 5.8a) nie zapewniało całkowitego przesłaniania wiązki. Niewielka część z najbardziej skrajnego obszaru wiązki przechodziła obok przesłony w kierunku poziomym. Każda próba przesunięcia przesłony w celu całkowitego przesłonięcia wiązki powodowała powstawanie efektu pokazanego na rysunku 5.8c. Wiązało się to z małym obszarem czynnym przesłony w kierunku poziomym, wyznaczonym przez różnicę położenia końca przesłony między stanem otwarcia i zamknięcia (rys 5.8). Zastosowanie przeze



Rysunek 5.10: Rysunek ilustrujący konieczność zastosowania dodatkowej nieruchomej przesłony umieszczonej za przesłoną ruchomą. Opis w tekście.

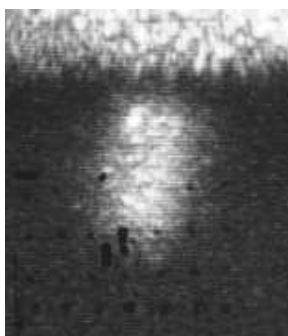
mnie przesłon pokazanych na rysunku 5.10 doprowadziło do sytuacji w której nie obserwowano żadnego światła pochodzącego z wiązek laserowych, gdy ruchoma przesłona było całkowicie zamknięta. Nieruchome przesłony były umieszczone za przesłoną ruchomą. Regulacja położenia kołowej i prostokątnej części nieruchomych przesłon odbywała się do momentu gdy na zdjęciach obszaru w którym powstawała chmura zimnych atomów nie obserwowano najmniejszej nawet poświaty pochodzącej od wiązek laserowych przy zamkniętej przesłonie ruchomej. Przy braku opisanych tutaj przesłon nieruchomych obserwowano taką poświatę. Ze względu na niemożliwe do wyeliminowania małe przesunięcia przesłon w położeniu poziomym, występujące między kolejnymi sekwencjami Z-O, natężenie światła pochodzące od wspomnianej poświaty zmieniało się co mogło zaburzać powtarzalność warunków eksperymentalnych przy następujących po sobie sekwencjach pomiarowych. Wprowadzenie przesłon nieruchomych wyeliminowało ten problem. Dodatkowe informacje o konstrukcji przesłon elektromagnetycznych oraz specyfice ich działania znajdują się w pracy [95].

5.2.3 Kamery.

W celu badania obecności chmury zimnych atomów oraz kontrolowania położenia obszaru w którym powstaje fala zanikająca, a tym samym obszaru powstawania lustra optycznego, wykorzystywano kamery **przemysłowe CCD**, które umieszczono nad górnym okienkiem komory próżniowej w okolicy lustra odbijającego wiązkę pionową z powrotem do komory (rysunek 5.11). Jedną z tych kamer została wyposażona w obiektyw umożliwiający uzyskanie trzydziestokrotnego powiększenia. Pozwalało to na otrzymanie bardzo dokładnych obrazów przekroju poprzecznego wiązki padającej na górną powierzchnię pryzmatu co ilustruje rysunek 5.12. Pozwalało to na dokładne określenie profilu tej wiązki i jej rozmiarów poprzecznych oraz obserwację jakości powierzchni pryzmatu w miejscu powstawania fali zanikającej. Zdjęcia chmury zimnych atomów wykorzystywane w tym eksperymencie do przeprowadzania obliczeń były wykonywane za pomocą opisanego już w rozdziale 4 **aparatu cyfrowego Alta Apogee U32**. Układ optyczny aparatu stanowił obiektyw od aparatu Helios o ogniskowej 65 mm i średnicy 30 mm. Obiektyw umieszczony był w odległości 20 cm od miejsca w którym powstawała chmura zimnych atomów oraz w odległości 8.2 cm od matrycy CCD aparatu.



Rysunek 5.11: Kamery CCD wykorzystywane do badania obecności chmury zimnych atomów oraz kontrolowania położenia obszaru w którym powstaje fala zanikająca. Kamera widoczna w głębi zdjęcia dzięki zastosowaniu odpowiedniego obiektywu pozwalała na otrzymywanie obrazu z trzydziestokrotnym powiększeniem.



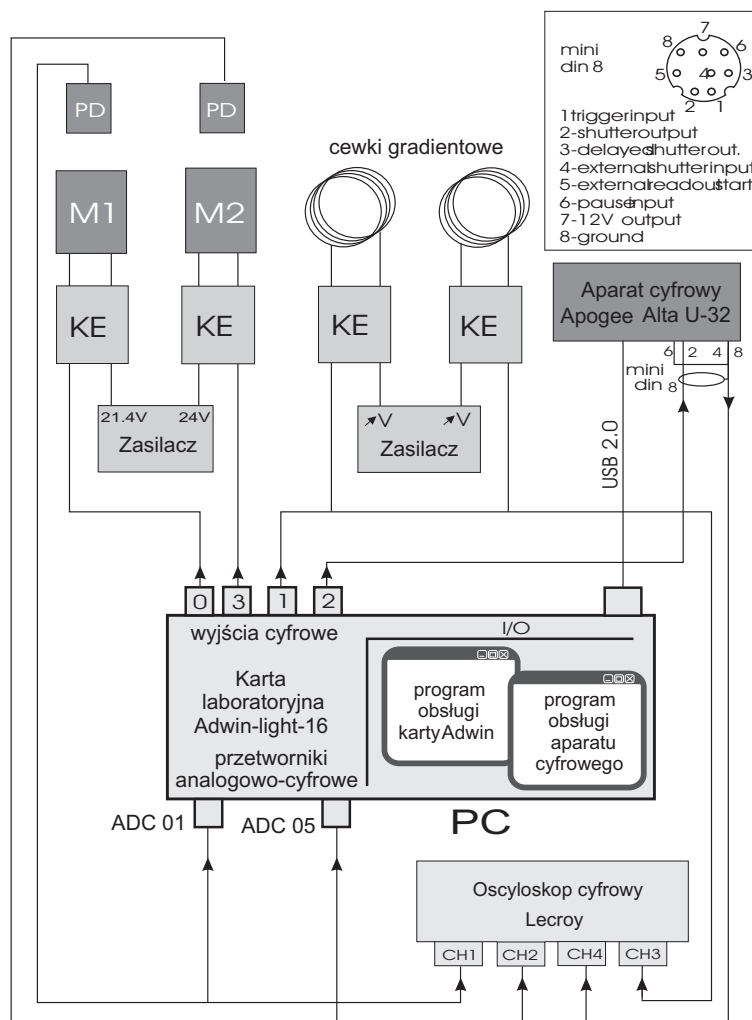
Rysunek 5.12: Zdjęcie przekroju wiązki padającej na górną powierzchnię pryzmatu. Duże powiększenie możliwe było dzięki zastosowaniu obiektywu od aparatu Zenit, umieszczonego w odpowiedniej odległości od matrycy CCD kamery.

5.2.4 Komputerowa karta laboratoryjna.

W celu wprowadzenia do omawianego tutaj układu pomiarowego sekwencji czasowej zdarzeń, polegających na włączaniu lub wyłączaniu poszczególnych urządzeń, wykorzystywano **komputerową kartę laboratoryjną ADwin-light-16**, zawierającą m.in. zestaw 6 wyjść cyfrowych wysyłających sygnał TTL oraz ośmiu wejść analogowych zawierających przetworniki analogowo-

cyfrowe. Rozdzielczość czasowa sygnałów wysyłanych przez kartę wynosi 25 ns. Program obsługujący kartę pozwala na zaprogramowanie sekwencji czasowej wysyłanych przez kartę sygnałów TTL, które są wykorzystywane do sterowania włączaniem i wyłączaniem przesłon $M1$ i $M2$, włączaniem i wyłączaniem pola magnetycznego pułapki magnetoptycznej oraz do uruchamiania aparatu cyfrowego Alta.

5.2.5 Sterowanie eksperymentem.



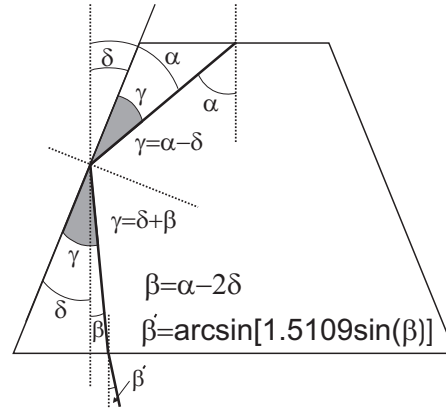
Rysunek 5.13: Schemat połączeń układu sterującego eksperymentem z lustrem optycznym.

Rysunek 5.13 przedstawia schemat połączeń między poszczególnymi elementami układu sterującego eksperymentem. Centralną częścią tego układu jest komputer z opisaną już kartą Adwin. Sygnały z wyjść cyfrowych 0, 3, 1 kierowane są do kluczy elektronicznych za pomocą których dostarczane lub wyłączane jest napięcie zasilające przesłony elektromagnetyczne $M1$ i $M2$ oraz cewki gradientowe wytwarzające pole magnetyczne pułapki magnetooptycznej. Ostatnie z wyjść cyfrowych 4 służy do wyzwalania migawki aparatu Alta. Dzięki wejściom analogowym ADC 01 oraz ADC 05 otrzymuje się informację o rzeczywistym czasie zadziałania przesłon, co pozwala poprzez uwzględnienie tej informacji w programie obsługi karty Adwin na precyzyjne sterowanie zależnościami czasowymi podczas wykonywania pomiarów. Sygnały z fotodiod monitorujących stan przesłanianych wiązek, sygnał cyfrowy z wyjścia 1 informujący o stanie pola magnetycznego oraz sygnał informujący o stanie migawki aparatu Alta są kierowane na kanały wejściowe oscyloskopu cyfrowego. Wykonanie zdjęcia aparatem cyfrowym Alta w sytuacji gdy migawka jest wyzwalana sygnałem sterującym z karty Adwin wymaga używania programu napisanego w środowisku LabView 6.0i przez kolegę Tomasza Kawalca [95]. Wspomniany tutaj program wraz z programem obsługi karty Adwin umożliwia w sposób pełny sterowanie eksperymentem.

5.2.6 Pryzmat.

Pryzmat stanowi jeden z najważniejszych elementów w układzie lustra optycznego gdyż dzięki niemu wytwarzana jest optyczna siła dipolowa. Pryzmat ten został całkowicie zaprojektowany przez mnie. Zaprojektowałem także i wykonałem pewne elementy służące do zamocowania pryzmatu w komorze próżniowej. W niniejszym rozdziale przedstawiona zostanie metoda projektowania pryzmatu oraz szczegółowy jego opis wraz z układem mocującym.

Położenie pryzmatu w komorze próżniowej określone jest przez funkcję jaką pryzmat spełnia w układzie pułapki powierzchniowej. Wytwarzana tuż nad powierzchnią pryzmatu fala zanikająca stanowi źródło siły działającej na atomy pionowo do góry. Biorąc pod uwagę geometrię komory, jej rozmiary i układ okienek oraz położenie pryzmatu zdecydowałem, że najlepszym sposobem na wytworzenie fali zanikającej nad powierzchnią pryzmatu będzie zastosowanie schematu przedstawionego na rysunku 5.1. Przy takim rozwiązaniu jedyne boczne okienko, które nie jest używane do wprowadzania



Rysunek 5.14: Bieg wiązki laserowej wewnątrz pryzmatu dla danego kąta padania β przy określonym kącie pryzmatu δ .

wiązek laserowych można przeznaczyć dla aparatu cyfrowego Alta. Znając już geometrie pryzmatu należy wyznaczyć jego rozmiary i kąty. Rysunek 5.14 przedstawia przebieg wiązki laserowej w pryzmacie dla danego kąta padania α i danego kąta pryzmatu δ . Zakres kątów padania α wykorzystywanych w układach pułapek powierzchniowych zamyka się w przedziale od 0 do 6 stopni ponad kąt graniczny α_c [75, 78, 80, 81, 82]. Aby zapewnić optymalne warunki przyjąłem założenie, że kąt wprowadzania wiązki β powinien wynosić zero dla kąta padania $\alpha - \alpha_c = 3^\circ$. Takie założenie pozwala dla całego przedziału potencjalnych kątów padania otrzymywać kąt wprowadzania β bliski wartości zerowej, co oznacza że minimalizuje się niekorzystne straty energii wiązki wchodzącej do pryzmatu, związane z odbiciami od powierzchni pryzmatu oraz zmniejsza się możliwość pojawienia się wielokrotnych odbić, które mogą spowodować zaistnienie niechcianych wiązek nie-zanikających w obszarze oddziaływania zimnych atomów z falą zanikającą. Z rysunku 5.14 wynika zależność między kątem wprowadzania β , kątem padania α a kątem pryzmatu δ :

$$\beta = \alpha - 2\delta. \quad (5.1)$$

Stosując do tego równania przedstawione wyżej założenie co do kąta β otrzymujemy wzór na kąt pryzmatu w postaci:

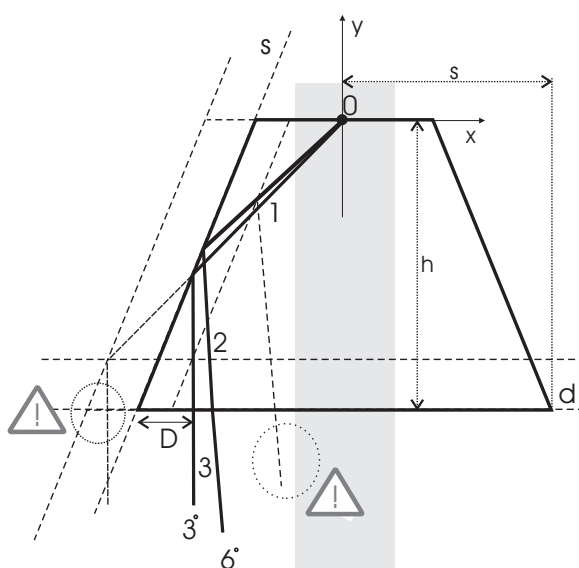
$$\delta = (\alpha_c + 3^\circ)/2.$$

W porozumieniu z wykonawcą pryzmatu ustalono, że pryzmat zostanie wykonany ze szkła N-BK7 (Schott). Krzywa dyspersyjna zależności współczyn-

nika załamania od długości fali wokół wartości $\lambda = 795nm$ ma postać:

$$n(\lambda) = 1.48501 + (1.48031 \cdot 10^{-4})\lambda - (2.25374 \cdot 10^{-7})\lambda^2 + (1.002 \cdot 10^{-10})\lambda^3.$$

Dla linii D_1 dostajemy na podstawie tego wzoru wartość współczynnika załamania równą $n(795nm) = 1.5109$. Dla tej wartości współczynnika załamania kąt graniczny wyniesie 41.44° a $\delta = 22.22^\circ$. Znając kąty pryzmatu należy wyznaczyć jego rozmiary. Rysunek 5.15 przedstawia bieg wiązek w pryzmacie



Rysunek 5.15: Ilustracja wpływu rozmiarów pryzmatu na bieg wiązki laserowej wewnątrz pryzmatu.

przy różnych rozmiarach pryzmatu. Położenia krawędzi s i d przy ustalonych kątach pryzmatu określają położenia wiązek oznaczonych jako 1,2,3. Wiązka która pada na górną powierzchnię pryzmatu pod kątem granicznym powinna wchodzić do pryzmatu w takiej odległości od lewego krańca pryzmatu aby cała jej średnica bezpiecznie zmieściła się wewnątrz pryzmatu. Ze względu na możliwe niedokładności w wykonaniu pryzmatu oraz błędy w położeniu pryzmatu związane z procedurą jego montowania wymagane jest aby odległość D między lewą krawędzią pryzmatu a osią wiązki laserowej wynosiła co najmniej 1.5-2 średnic gaussowskich wiązki laserowej. Drugim ważnym parametrem związanym z prawidłowym biegiem wiązek w pryzmacie jest odległość wiązki wchodzącej 3 od pionowej wiązki pułapki magnetooptycznej. Dotyczy to najbardziej odchylonej w prawo wiązki, która pada na

górną powierzchnię pryzmatu pod kątem większym o 6 stopni od kąta granicznego. Wspomniana odległość powinna być na tyle duża aby było możliwe wstawienie lustra które będzie kierować wiązkę do pryzmatu - jak pokazano na rysunku 5.16. Na rysunku 5.15 liniami ciągłymi zaznaczono optymalne położenia ścianek pryzmatu i biegu wiązek. Liniami przerywanymi zaznaczono takie położenia ścianek pryzmatu dla których bieg wiązek nie spełnia podanych wyżej założeń. Widać więc, że przy określonym kącie pryzmatu jego rozmiary nie mogą być dowolnie wybrane. W celu znalezienia optymalnych rozmiarów pryzmatu należy znaleźć równania ścianek oraz wiązek w pryzmacie. Równania te będą wyrażone przez równania linii prostych pokrywających się z położeniami ścianek s i d oraz wiązek 1,2,3. W układzie współrzędnych zaznaczonym na rysunku 5.15 równania te będą miały postać:

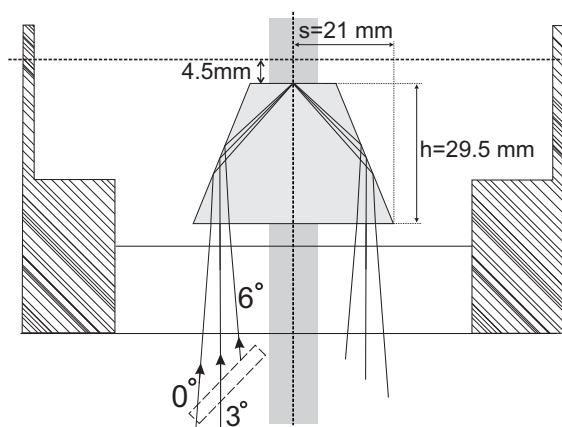
$$\begin{aligned} s : y &= a_s x + s/tg\delta - h, \\ d : y &= -h, \\ 1 : y &= a_1 x, \\ 2 : y &= a_2 x + (s/tg\delta - h)(a_1 - a_2)/(a_1 - a_s), \\ 3 : y &= a_3 x + [h + (s/tg\delta - h)(a_1 - a_2)/(a_1 - a_s)](a_3/a_2) - h, \end{aligned}$$

gdzie

$$\begin{aligned} a_s &= tg(90^\circ - \delta), \\ a_1 &= tg(90^\circ - \alpha), \\ a_2 &= -tg[(90^\circ - (\alpha - 2\delta))], \\ a_3 &= -tg\{90 - \arcsin[1.5109 \sin(\alpha - 2\delta)]\}. \end{aligned}$$

Znaczenie kątów w powyższych równaniach wyjaśnia rysunek 5.14. Mając powyższe równania oraz przyjmując odpowiednie ograniczenia na odległości D i D' znajdujemy szukane rozmiary s i h . Wykorzystując wyniki otrzymane na podstawie powyższych równań, dokonałem szczegółowych symulacji biegu wiązek obejmującego obszar do 30 cm poniżej położenia środka komory próżniowej. Producent pryzmatu określił możliwy błąd kąta δ podczas wykonywania pryzmatu. Aby znaleźć najbardziej optymalne rozmiary pryzmatu wykonałem symulację biegu wiązek dla możliwych odchyleni kąta δ . W wyniku tych działań otrzymałem następujące parametry geometryczne pryzmatu: kąt $\delta = 22.13^\circ$, $s = 21$ mm, $h = 29.5$ mm. Wartość kąta δ została nieznacznie zmieniona (0.4%) w stosunku do wartości otrzymanej z równania $\delta = \alpha_c/2$. Pozwoliło to wyrazić rozmiary pryzmatu (w milimetrach) liczbami całkowitymi bądź w ostateczności liczbą całkowitą $+1/2$, tak ja to ma miejsce w przypadku wysokości h . Posunięcie takie zostało wykonane

ze względów praktycznych, związanych z możliwymi ułatwieniami podczas wykonania pryzmatu. Bieg wiązek w zaprojektowanym pryzmacie pokazuje rysunek 5.16. Rysunek 5.17 przedstawia ostateczne rozmiary pryzmatu w

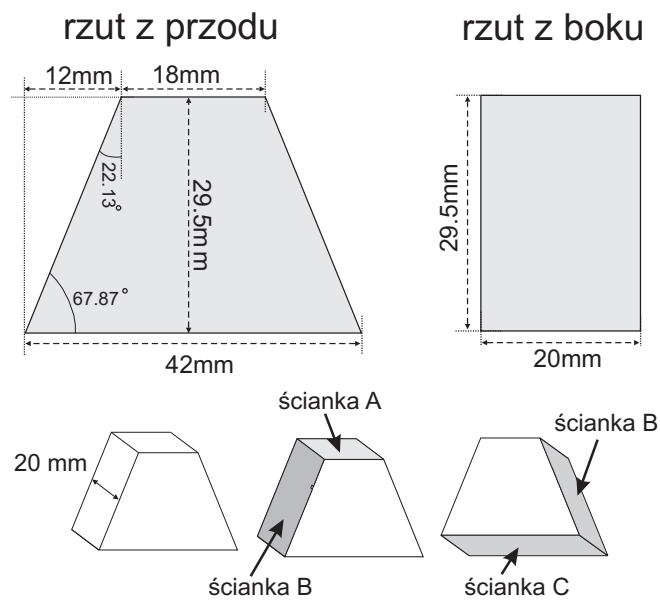


Rysunek 5.16: Położenie pryzmatu wewnątrz komory próżniowej. Pryzmat znajduje się 4.5 mm poniżej geometrycznego środka komory. Obszar zacieniony wokół osi pionowej komory przedstawia bieg pionowej wiązki laserowej pułapki magneto-optycznej. Kąty przy wiązkach oznaczają różnicę między kątem padania na górną powierzchnię pryzmatu a kątem granicznym.

trzech wymiarach, specyfikację dotyczącą materiału z jakiego pryzmat miał być wykonany oraz jakość powierzchni jego ścianek.

Rysunek 5.18a przedstawia zaprojektowany i wykonany przeze mnie układ mocujący pryzmat w komorze próżniowej, widziany z boku komory. Rysunki 5.18b i 5.18c przedstawiają zdjęcia pryzmatu i układu mocującego w komorze wykonane odpowiednio poprzez okienko przeznaczone dla aparatu cyfrowego (rzut z przodu) oraz górne okienko (rzut z góry). Płytką S ze stali nierdzewnej o grubości 3 mm była mocowana za pomocą trzech śrub (rysunek 5.18c) o średnicy 3 mm do mosiężnej końcówki manipulatora M . Z tyłu tej płytki zamocowany był element grzejny G . Do płytki mocującej S przymocowany został miedziany bloczek pozwalający na usytuowanie pryzmatu tak by środek komory przypadał w połowie jego grubości. Manipulator był już wysunięty do przodu na największą możliwą odległość i dlatego konieczne było wykorzystanie bloczka R . Materiał z jakiego wykonany był bloczek zapewniał pryzmatowi dobry kontakt termiczny z płytką S , a tym samym elementem grzejnym. Pryzmat był przyciskany do bloczka miedzianego za pomocą poprzeczki Z wykonanej z stali nierdzewnej o grubości 3 mm . Przyciskanie

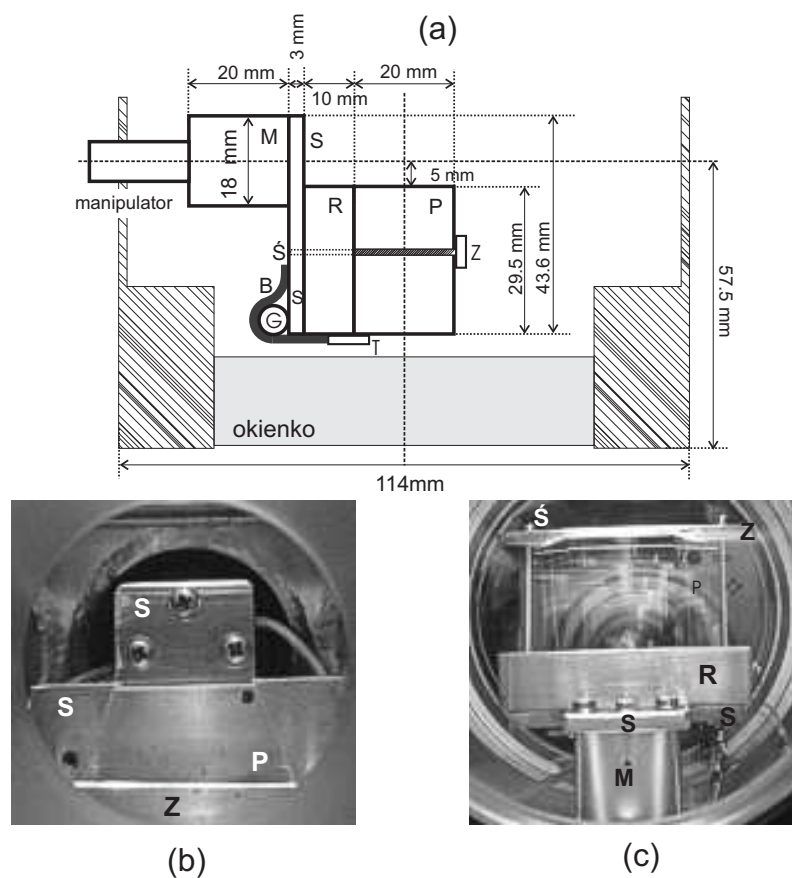
zapewniały dwie śruby przechodzące przez otwory w bloczku miedzianym i dokręcone do płytki mocującej S . Dwie podstawki T przykręcone do płytki S uniemożliwiały pryzmatowi wysunięcie się z obręczy tworzonej z płytki Z i dwóch śrub mocujących \acute{S} . Wszystkie elementy mocujące zostały bardzo dokładnie wypolerowane a następnie wyczyszczone mechanicznie i chemicznie. Informacje dotyczące wygrzewania pryzmatu w komorze próżniowej znajdują się w pracy [95].



SPECYFIKACJA:

Materiał: szkło N-BK7	Płaskość powierzchni:
bez powłok optycznych.	$\lambda/20$ dla ścianki A
Chropowatość rms 2 nm	$\lambda/10$ dla ścianek B, C
Czystość optyczna: P.-III	$\lambda=800$ nm
$n(\lambda=795\text{nm})=1.5109$	

Rysunek 5.17: Rysunek prezentujący ostateczne rozmiary pryzmatu w trzech wymiarach oraz dane dotyczące jakości powierzchni pryzmatu i materiału z którego został wykonany.



Rysunek 5.18: (a) Mocowanie pryzmatu wewnątrz komory próżniowej - widok z boku. (b) Pryzmat w komorze - widok z przodu. Zdjęcie wykonane przez kołowe okienko komory. Widać tylko górną część pryzmatu wraz z mocowaniem. (c) Pryzmat w komorze próżniowej-widok z górnego okienka. Opis elementów mocujących w tekście.

5.3 Wyniki eksperymentu

5.3.1 Zestawy parametrów układu lustra optycznego

Parametry układu lustra optycznego zostały dobrane tak aby zapewnić optymalne warunki dla uzyskania dużej wartości współczynnika odbicia atomów. Jak wynika ze wzorów przedstawionych w rozdziale dotyczącym teorii lustra optycznego, odpowiedni dobór takich parametrów jak kąt padania na powierzchnię pryzmatu wiązki wytwarzającej falę zanikającą (kąt oznaczony jako α), moc tej wiązki P, odstrojenie częstości tej wiązki od odpowiedniego

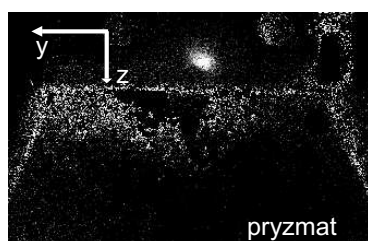
nazwa	P [mW]	α	δ [MHz]	h [mm]	u^2 [m^2/s^2]	przejście
Par1	21.3	43.01°	900	1,70	0.0078	$F = 3 \rightarrow F' = 2, 3$
Par2	21.3	43.01°	900	1,77	0.0090	$F = 3 \rightarrow F' = 2, 3$
Par3	21.3	43.05°	800	2,00	0.0075	$F = 3 \rightarrow F' = 2, 3$
Par4	21.3	43.05°	800	1,68	0.0080	$F = 3 \rightarrow F' = 2, 3$
Par5	21.3	43.04°	800	1,68	0.0080	$F = 3 \rightarrow F' = 2, 3$
Par6	21.3	42.95°	900	1,80	0.0077	$F = 2 \rightarrow F' = 2, 3$
Par7	18,0	42.95°	900	2,40	0.0075	$F = 2 \rightarrow F' = 2, 3$

Tablica 5.1: Zestawy parametrów układu lustra optycznego wykorzystywane podczas pomiarów: P-moc wiązki lasera wytwarzającego falę zanikającą liczona tuż przed komorą próżniową; α -kąt padania wiązki tegoż lasera na górną powierzchnię pryzmatu; δ -odstrojenie wiązki laserowej od przejścia $F = 2$ (lub $F = 3$) \rightarrow $F'=3$ - rysunek 5.3; h - wysokość nad pryzmatem chmury zimnych atomów w pułapce magnetoptycznej; u^2 - kwadrat szerokości połówkowej gaussowskiego rozkładu prędkości atomów w pułapce MOT, określający także szybkość ekspansji atomów opadających w kierunku lustra optycznego - wzór 3.56.

przejścia optycznego δ , czy też rodzaj tego przejścia, warunkują odpowiednie rozmiary efektywne lustra optycznego czy ilość atomów, które nie odbijają się od lustra wskutek absorpcji fotonu z pola promieniowania lasera. Jako parametry układu lustra optycznego brane będą pod uwagę parametry samego lustra czyli wielkości α , P, δ , rodzaj przejścia oraz parametry określające chmurę atomów poddaną odbiciu czyli jej wysokość początkową nad powierzchnią pryzmatu h , ilość atomów w pułapce magnetoptycznej, oraz szybkość zmiany jej rozmiarów w czasie wyrażoną przez wielkość u^2 , będącą kwadratem szerokości połówkowej gaussowskiego rozkładu prędkości atomów w pułapce MOT (wzór 3.56). Ilość atomów w pułapce magnetoptycznej warunkowana była z kolei ciśnieniem par rubidu w komorze próżniowej p_{Rb} , odstrojeniem częstości lasera pułapkującego od przejścia pułapkującego δ_p , oraz mocą lasera pułapkującego P_p i repompującego P_r . Wielkości te podczas wszystkich pomiarów przyjmowały wartości odpowiednio: $p_{Rb} = 8 \cdot 10^{-9}$ mTorr, $\delta_p = 10$ MHz, $P_p = 1.5$ mW, $P_r = 1.2$ mW. Wielkościami, które pozostawały także stałe podczas wszystkich wykonywanych pomiarów były: rozmiary plamki zanikającej na powierzchni pryzmatu, których promienie gaussowskie $1/e$ wynosiły dla kierunku y $w_y = 0.32$ mm a dla kierunku x $w_x = 0.46$ mm (definicja kierunków x i y przedstawiona została na rysunku 5.19); promienie gaussowskie e^{-1} wiązek laserowych pułapki MOT wynoszące 42 mm

oraz polaryzacja wiązki padającej-polaryzacja typu TM. Zmieniane podczas pomiarów parametry układu lustra optycznego przedstawione zostały w tabelicy 6.1. Każdy rząd w prezentowanej tam tabeli oznacza określoną sytuację pomiarową, charakteryzującą się danym zestawem parametrów. Natężenie prądu w jednej z cewek gradientowych pułapki MOT utrzymywane było na stałym poziomie i wynosiło 2.4 A. Analogiczna wielkość na cewce drugiej determinowana była przez chęć otrzymania określonej wysokości h chmury atomowej w pułapce MOT i wynosiła przykładowo 2.65 A dla $h = 1.7$ mm. Gradient pola magnetycznego wzdłuż osi cewek wynosił około 16 Gs/cm.

5.3.2 Analiza zdjęć cyfrowych rozkładów atomowych



Rysunek 5.19: Zdjęcie chmury atomów odbitych od lustra optycznego ilustrujące kierunki osi względem których wykonywane będą profile gęstości atomowych prezentowane w tej pracy. Oś x znajduje się będzie w kierunku prostopadłym do płaszczyzny rysunku.

Zdjęcia cyfrowe wykonywane za pomocą aparatu Alta dostarczały informacji o rozkładach zimnych atomów, spadających w kierunku pryzmatu bądź odbitych od lustra optycznego. Rozkłady takie można przedstawić w postaci:

$$G(y, z) = A \exp\left(\frac{-(y - y_0)^2}{2\sigma_{yt}^2}\right) \exp\left(\frac{-(z - z_0)^2}{2\sigma_{zt}^2}\right), \quad (5.2)$$

gdzie w wielkości A zawiera się już ilości światła (ilości atomów) scałkowana po współrzędnej x -prostopadłej do płaszczyzny zdjęcia. Przez profile gęstości $L_y(y)$ (podłużny) i $L_z(z)$ (poprzeczny) rozumiem:

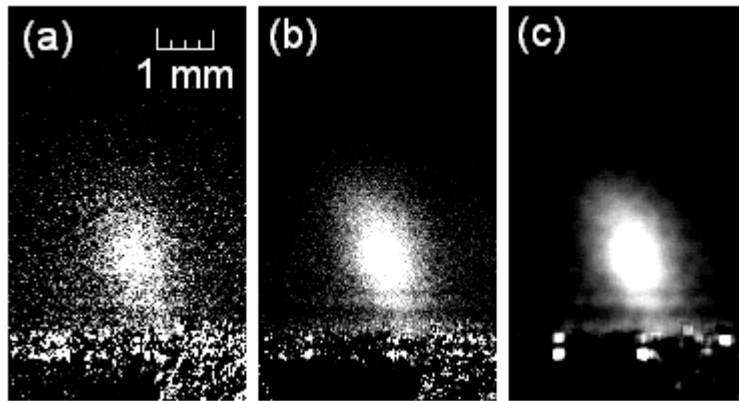
$$L_y(y) = A \exp\left(\frac{-(y - y_0)^2}{2\sigma_{yt}^2}\right), \quad (5.3)$$

$$L_z(z) = A \exp\left(\frac{-(z - z_0)^2}{2\sigma_{zt}^2}\right). \quad (5.4)$$

Podczas analizy wyników pomiarowych brane pod uwagę były także profile typu:

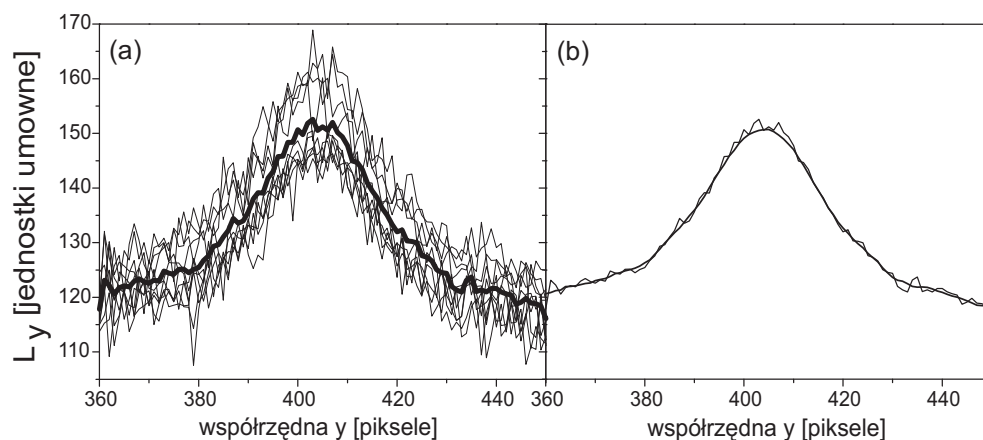
$$L_y^{z'=const}(y) = G(y, z' = const) = \left[A \exp \left(\frac{-(z' - z_0)^2}{2\sigma_{zt}^2} \right) \right] \exp \left(\frac{-(y - z_0)^2}{2\sigma_{yt}^2} \right). \quad (5.5)$$

Na rysunku 5.20 przedstawione są przykładowe obrazy chmury atomów



Rysunek 5.20: Zdjęcia chmury zimnych atomów odbitych od lustra optycznego: (a) pojedyncze zdjęcie, (b) wynik numerycznego uśrednienia 10 różnych zdjęć, (c) obraz z punktu b) poddany działaniu filtra numerycznego typu "kernel".

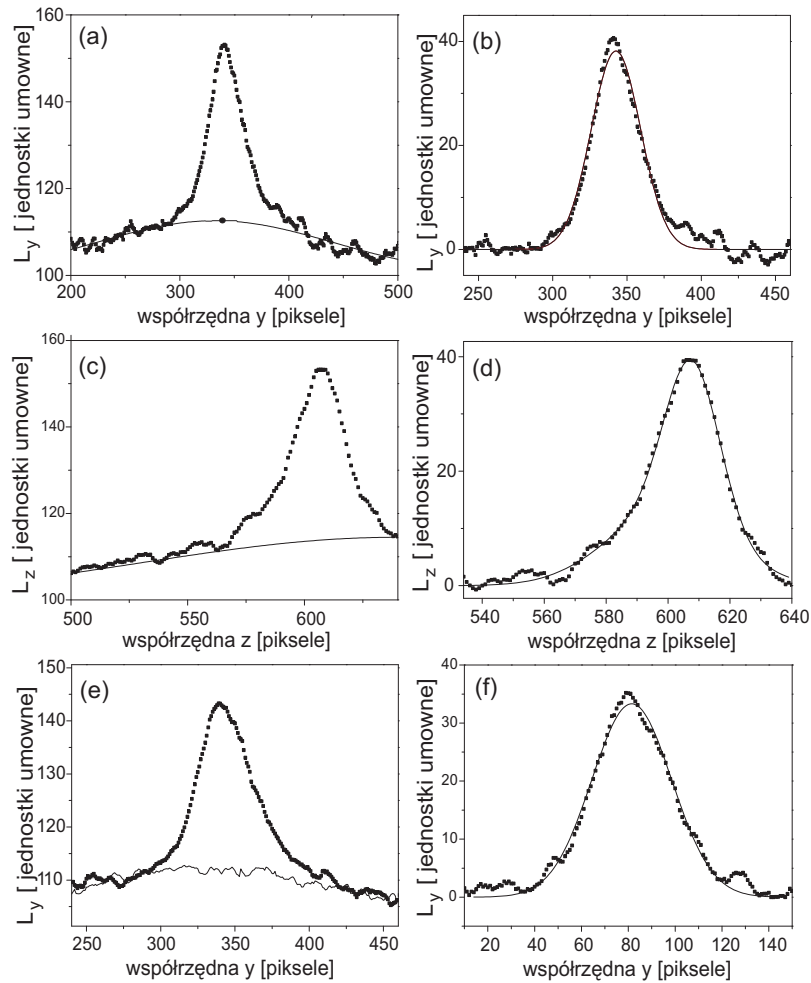
odbitych od lustra optycznego. Analiza tych obrazów pozwala zrozumieć znaczenie wykonywania serii kilkunastu zdjęć odbić atomów w celu otrzymania wyników, mających charakter ilościowy. Na zdjęciu 5.20a przedstawiony jest obraz rozkładu atomów odbitych od lustra optycznego - efekt pojedynczego zdjęcia. Na podstawie takiego obrazu możemy otrzymać profil gęstości atomów w danym kierunku. Na rysunku 5.21a przedstawiony jest zbiór takich profili dla 10 zdjęć odbić atomów wykonywanych jedno po drugim dla tych samych warunków pomiarowych. Widoczne są nieregularności w obrębie poszczególnych profili oraz fluktuację ich parametrów. W celu otrzymania wielkości mniej zależnej od chwilowych fluktuacji można wykonać uśrednienia kilkunastu (w tym wypadku 10) obrazów czego wynik został przedstawiony na rysunku 5.20b i 5.21a w postaci profilu, zobrazowanego grubą linią na tle profili poszczególnych odbić. Dodatkowo można taki uśredniony po kilkunastu odbiciach obraz chmury poddać jeszcze działaniu filtrowania numerycznego typu kernel, którego wynik przedstawia rysunek



Rysunek 5.21: Profile gęstości atomowych w kierunku osi y otrzymane ze zdjęć zaprezentowanych na rysunku 5.20: (a) na tle profili gęstości otrzymanych z pojedynczych zdjęć widoczny jest (gruba linia) profil będący ich średnią arytmetyczną, (b) wygładzenie profilu otrzymanego z uśrednienia 10 zdjęć poprzez zastosowanie filtru numerycznego typu "kernel".

5.20c oraz 5.21b. W celu otrzymania jak najlepszej jakości i wiarygodności ilościowych wyników eksperymentalnych wykonywano serię kilkunastu zdjęć jedno po drugim dla danego zestawu parametrów. W celu uniknięcia efektu zmiany (płynięcia) parametrów podczas wykonywania serii zdjęć serię ograniczano do 11-13 zdjęć. Podczas każdej serii pomiarowej precyzyjnie monitorowano ciśnienie w komorze próżniowej i w przypadku jego zmian przerywano serię i powtarzano ją tak aby zapewnić stałość tego ciśnienia podczas całej serii. Podobnie czyniono z parametrami laserów pułapki magnetooptrycznej. Procedurę otrzymywania uśrednionego rozkładu atomów poprzedzała analiza serii obrazów odbić, mająca na celu wyeliminowanie dryftu parametrów poszczególnych obrazów odbić w czasie. Seria pomiarowa w której wykrywano np. monotoniczne w czasie zmniejszanie się amplitudy poszczególnych profili nie była brana pod uwagę przy otrzymywaniu wyników pomiarowych. Mogło to bowiem oznaczać zmniejszanie się ilości atomów w początkowym ich rozkładzie w pułapce MOT przy wykonywaniu kolejnych zdjęć obrazów odbitych atomów.

W celu otrzymania informacji o ilości atomów odbitych lub o ich temperaturze należy dokonać operacji pozbycia się tła, pochodzącego od pozostałości po spadających na pryzmat atomach w obrazach rozkładu atomów odbitych od lustera optycznego. Na rysunku 5.22a widoczny jest profil zależ-



Rysunek 5.22: Usuwanie składowej pochodzącej od opadających w kierunku pryzmatu atomów w profilach gęstości atomów odbitych od lustra optycznego: (a) profil gęstości (w kierunku osi y) atomów odbitych wraz z składową pochodzącą od atomów opadających, (b) profil gęstości atomów z rysunku (a) po odjęciu składowej pochodzącej od atomów opadających, (c) profil gęstości (w kierunku osi z) atomów odbitych wraz z składową pochodzącą od atomów opadających, (d) profil gęstości atomów z rysunku (c) po odjęciu składowej pochodzącej od atomów opadających, (e) profil gęstości atomów z rysunku (a) oraz profil gęstości atomów otrzymany ze zdjęcia tylko atomów opadających w przypadku braku odbicia, (f) profil gęstości atomów w kierunku osi y otrzymany w wyniku odjęcia rozkładu gęstości atomów, powstającego po odbiciu od analogicznego rozkładu otrzymanego w przypadku braku odbicia gdzie obserwujemy tylko atomy opadające.

ności gęstości atomów od współrzędnej y , otrzymany na podstawie zdjęcia

chmury atomowej wykonanego 30 ms po wypuszczeniu atomów z pułapki magnetooptycznej. Gaussowski profil określający gęstość atomów odbitych od chmurki dodaje się do szerokiego profilu gaussowskiego o niewielkiej amplitudzie, który pochodzi od niewielkiej ilości atomów jeszcze opadających. W celu pozbycia się tego ostatniego z opisywanego profilu dokonywano dopasowania funkcji Gaussa do lewego i prawego skrzydła profilu tak by dopasowywana funkcja odnosiła się tylko do tła pochodzącego od atomów opadających. Wynik tej operacji zaznaczony jest ciągłą krzywą na rysunku 5.22a. Na podstawie znajomości profilu pochodzącego od atomów opadających dokonywano redukcji ich obecności w profilu otrzymanym na podstawie zdjęcia czego wynik jest przedstawiony na rysunku 5.22b, który to rysunek przedstawia gaussowski profil gęstości atomów pochodzący już tylko od atomów odbitych od lustra optycznego. Procedurę taką stosowano do kilkunastu profili gęstości atomowych o różniących się wartościach współrzędnej z , która to określa położenie w jakim profil taki się otrzymuje. Na podstawie znajomości profili gęstości atomowych dla różnych wartości współrzędnej z , pochodzących od atomów opadających dokonywano redukcji ich obecności w profilach poprzecznych (liczonych względem osi z) gęstości atomowych, otrzymywanych dla danej wartości współrzędnej y . Na rysunku 5.22b przedstawiony jest profil poprzeczny otrzymany na podstawie zdjęcia rozkładu atomów po odbiciu od lustra optycznego (tego samego rozkładu na podstawie którego otrzymano profil na rysunku (a) dla wartości współrzędnej y , dla której profile podłużnej gęstości atomów przyjmują wartości maksymalne. Rysunek 5.22d przedstawia profil poprzecznej gęstości atomowej w którym usunięto już składową pochodzącą od atomów opadających. Rysunki 5.22e i f ilustrują alternatywną procedurę usuwania tła pochodzącego od atomów odbitych. Na rysunku 5.22e przedstawione są profile otrzymane ze zdjęcia przedstawiającego atomy odbite i ze zdjęcia przedstawiającego atomy tylko opadające (ostatnie zdjęcie otrzymywano w przypadku gdy siła odbijająca nie istniała). Mówiąc tutaj o zdjęciach mam na myśli średnią z kilkunastu zdjęć. Jeżeli otrzymany w opisany sposób profil gęstości atomowej przy nie działającym lustrze przebiegał tak jak to zostało pokazane na rysunku 5.22e to w celu otrzymania informacji tylko o atomach odbitych od lustra odejmowano numerycznie zdjęcie, ilustrujące odbicie atomów od lustra z wykonanym dla tych samych parametrów zdjęciem w sytuacji gdy siła odbijająca nie działa na atomy. Wynik tej operacji przedstawia rysunek 5.22f.

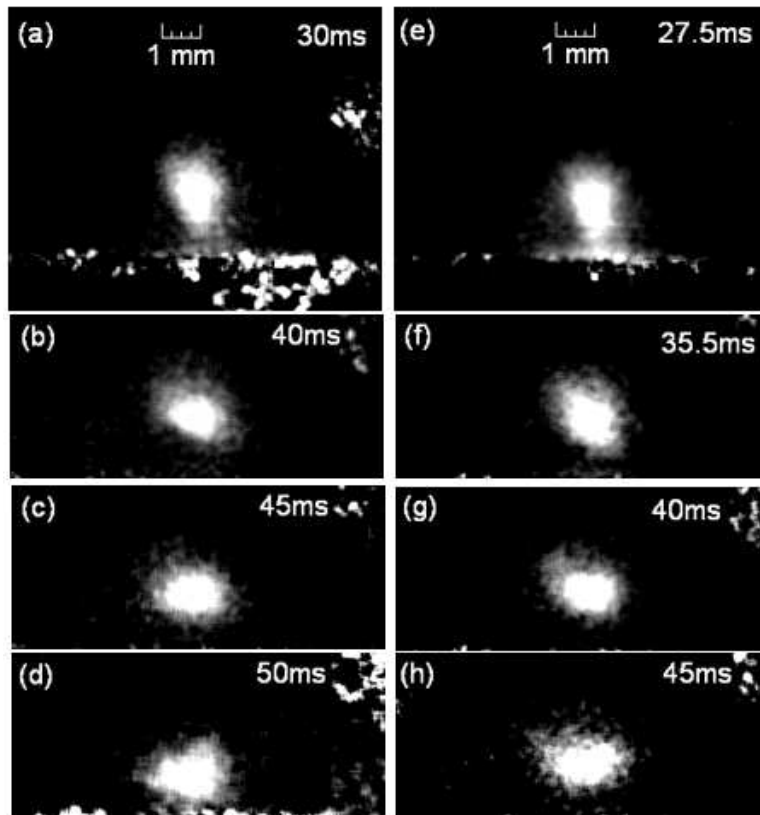
Ilość atomów odbitych od lustra optycznego N_{od} możemy obliczyć na

podstawie znajomości rozkładu $G_{odb}(y, z)$ otrzymanego ze zdjęcia cyfrowego:

$$N_{odb} = \eta \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-\infty}^{z_{sp}} dz [G_{odb}(y, z)], \quad (5.6)$$

gdzie η zależy od wydajności kwantowej kamery i geometrii jej obiektywu.

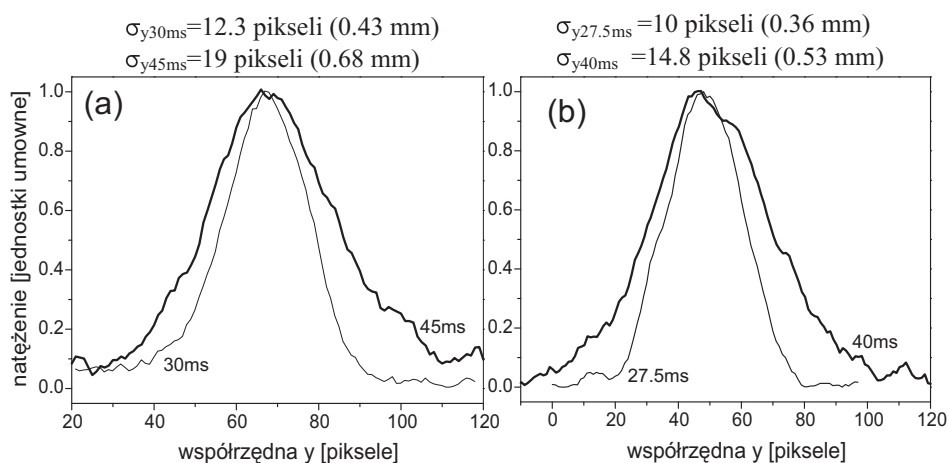
5.3.3 Efekt wychłodzenia atomów odbitych od lustra



Rysunek 5.23: Zdjęcia chmury zimnych atomów obitych od lustra optycznego wykonane w różnych momentach od wypuszczenia atomów z pułapki magnetoop-tycznej. Każda z dwóch kolumn zdjęć obrazuje zwiększanie się rozmiarów chmury w czasie. Zdjęcia w lewej kolumnie odnoszą się do serii pomiarowej określonej przez zestaw parametrów Par1, natomiast zdjęcia w prawej kolumnie odnoszą się do serii pomiarowej określonej przez zestaw parametrów Par2.

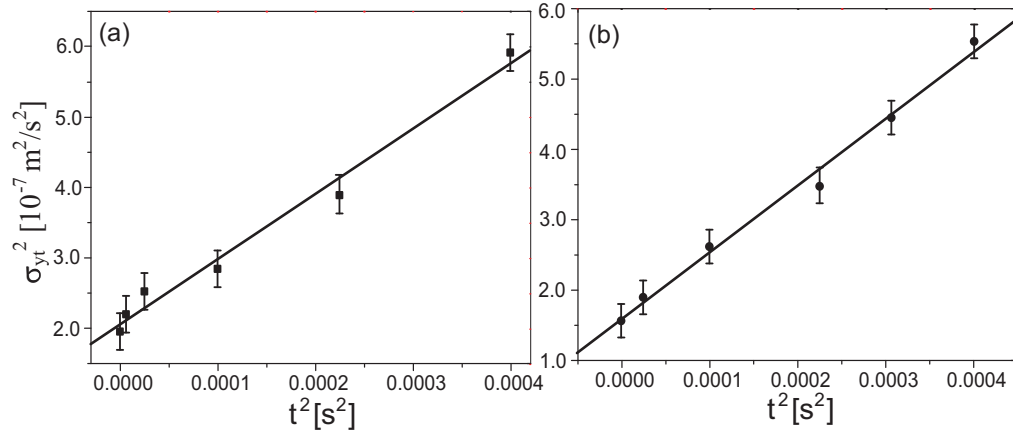
Opadająca ku powierzchni pryzmatu chmura zimnych atomów uwolniona z pułapki magnetoop-tycznej zwiększa swoje rozmiary w czasie jak to zostało

pokazane w paragrafie 3.8. Odbicie atomów od lustra optycznego ze względu na jego niewielkie rozmiary w stosunku do rozmiarów chmury oznacza jednocześnie zaburzenie w rozkładzie prędkości atomów odbitych. Atomy o dużych wartościach składowych prędkości w kierunku y (i oczywiście x) znajdują się bowiem poza obszarem lustra optycznego i nie mają szans na to aby zaistnieć w grupie atomów odbitych. Pociąga to za sobą znaczne zmniejszenie się szybkości rozszerzania się rozmiarów chmury atomowej w kierunku poprzecznym do powierzchni pryzmatu. Na rysunku 5.23 przedstawione są dwie sekwencje zdjęć chmury atomów odbitych od lustra optycznego. Widoczna jest



Rysunek 5.24: Profile gęstości atomów odbitych od lustra optycznego otrzymane na podstawie zdjęć z rysunku 5.23: (a) profile ze zdjęć 5.23a i 5.23c, (b) profile ze zdjęć 5.23e i 5.23g.

bardzo mała szybkość wzrostu rozmiarów chmury atomowej. W celu scharakteryzowania tego zjawiska w sposób ilościowy dokonano pomiarów szerokości połówkowych profili gęstości atomów dla różnych momentów ewolucji chmury w czasie. Przykładowe tego typu profile przedstawiono na rysunku 5.24. Wynika z nich, że chmura atomowa zwiększa swoje rozmiary o około 50% w ciągu 15 ms. Na rysunku 5.25 przedstawiono zależności kwadratu promienia chmury σ_{yt} (wzór 3.62) od kwadratu czasu ewolucji chmury w czasie. Zgodnie z tym wzorem zależność ta powinna wyrażać się przez linię prostą, której współczynnik kierunkowy wyraża szybkość rozszerzania się chmury a który, zgodnie z informacjami zawartymi w paragrafie 3.8, oznacza kwadrat szerokości gaussowskiego rozkładu prędkości atomów w chmurze,

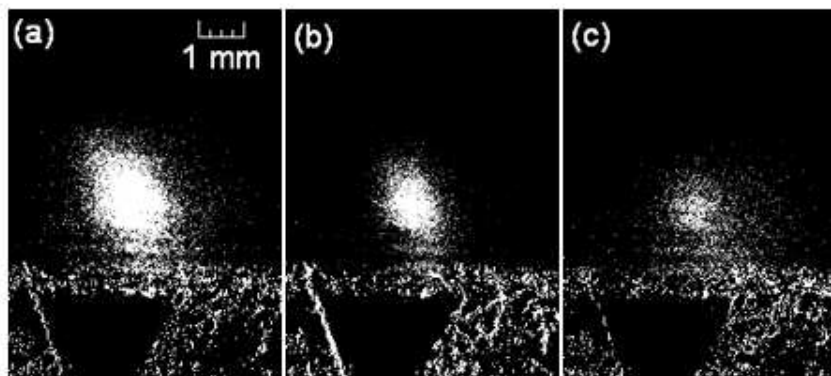


Rysunek 5.25: Wykresy zależności kwadratu szerokości σ_{yt}^2 profilu gęstości atomów odbitych jako funkcji kwadratu czasu ewolucji chmury atomowej. Zależność ta ma charakter liniowy (wzór 3.62) w której współczynnik kierunkowy u_{od}^2 wyraża temperaturę (w tym wypadku w kierunku y) chmury atomów odbitych: (a) $u_{yod}^2 = 9.2(\pm 0.8) \cdot 10^{-4} m^2/s^2$ -moment początkowy został wybrany dla czasu 30 ms od wyłączenia pułapki MOT; dane dotyczą serii pomiarowej oznaczonej przez zestaw parametrów Par1, (b) $u_{yod}^2 = 9.5(\pm 0.6) \cdot 10^{-4} m^2/s^2$ -moment początkowy został wybrany dla czasu 25 ms od wyłączenia pułapki MOT; dane dotyczą serii pomiarowej oznaczonej przez zestaw parametrów Par2

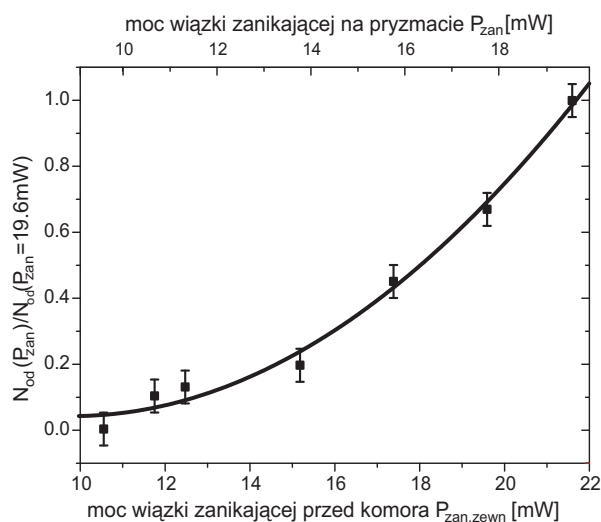
co jednocześnie określa temperaturę chmury- w tym wypadku w kierunku równoległym do powierzchni pryzmatu. Dla pierwszej serii pomiarowej szybkość rozszerzania się chmury spadających atomów wynosi $u_y^2 = 7.8 \cdot 10^{-3} m^2/s^2$, natomiast po odbiciu wielkość ta wynosi $u_{yod}^2 = 9.2 \cdot 10^{-4} m^2/s^2$ czyli jest 8.5 razy mniejsza. Dla drugiej serii wielkości te wynoszą odpowiednio $u_y^2 = 9.0 \cdot 10^{-3} m^2/s^2$ oraz $u_{yod}^2 = 9.5 \cdot 10^{-4} m^2/s^2$, natomiast $u_y^2/u_{yod}^2 = 9.5$ Jak więc widać współczynnik poprzecznego efektywnego ochłodzenia chmury wskutek odbicia od lustra ma czynnik 10.

5.3.4 Ilość atomów odbijanych a moc wiązki zanikającej

Bardzo ważna z punktu widzenia praktycznego jest znajomość ilości odbijanych atomów a tym samym efektywność lustra optycznego jako funkcja mocy wiązki lasera, odpowiedzialnego za powstawanie fali zanikającej. Rysunek 5.26 przedstawia obrazy rozkładów atomów odbitych od lustra optycznego dla malejącej mocy wiązki lasera wytwarzającego lustro. Atomy zostają spuszczone z wysokości 2 mm nad powierzchnią lustra. Wielkość ta została



Rysunek 5.26: Zdjęcia chmury atomów odbitych od lustra optycznego dla przypadku różnych mocy wiązki lasera EOSI, P_{zewn} mierzonych tuż przed komorą próżniową: (a) $P_{zewn} = 21.6$ mW, (b) $P_{zewn} = 17.2$ mW, (c) $P_{zewn} = 12.4$ mW. Zdjęcia wykonano po 30.5 ms od wyłączenia pułapki magnetoopiecznej. Pozostałe parametry układu lustra określone są przez zestaw Par3.



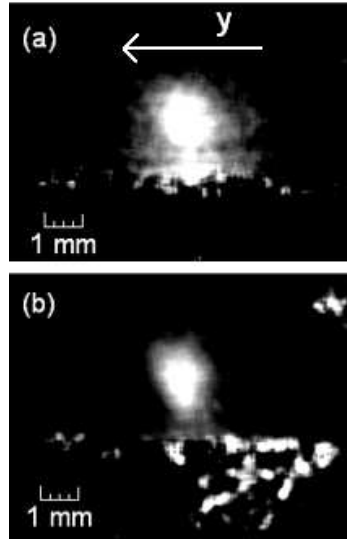
Rysunek 5.27: Wykres zależności ilości atomów odbijanych przez lustro optyczne od mocy wiązki laserowej wytwarzającej to lustro. Ilość odbijanych atomów została unormowana do ilości atomów odbijanych przy maksymalnej dostępnej mocy wiązki laserowej $P_{zewn,max} = 21.6$ mW. Zależność otrzymaną z siedmiu punktów eksperymentalnych daje się wyrazić analitycznie przez wielomian stopnia drugiego (krzywa ciągła). Parametry układu lustra optycznego dotyczące tego pomiaru określone są przez zestaw parametrów Par3.

wybrana jako pośrednia wartość tego parametru między skrajnymi (2.5-1.5 mm) wielkościami często stosowanymi podczas różnych serii pomiarowych. Wraz ze zmniejszaniem się mocy wiązki laserowej zmniejsza się efektywna powierzchnia lustra oraz więcej atomów jest w stanie pokonać barierę potencjału lustro, co powoduje widoczny spadek ilości atomów odbijanych. Fakt ten od strony ilościowej ukazuje rysunek 5.27. Jak z niego wynika zmniejszenie mocy do np. 18 mW spowoduje dwukrotne zmniejszenie się ilości odbijanych atomów. Dla 15 mW mocy wiązki laserowej ilość ta spada już pięciokrotnie i moc ta stanowi praktyczną minimalną moc wiązki dla której można otrzymywać dobrej jakości obrazy odbić atomów. Wykorzystując krzywą otrzymaną na podstawie dopasowania punktów pomiarowych do wielomianu stopnia drugiego można zauważyć, że zwiększenie mocy lasera do 27 mW pozwoli otrzymać dwukrotnie więcej atomów odbitych niż przy maksymalnej mocy 21.6 mW dostępnej w omawianym układzie pomiarowym.

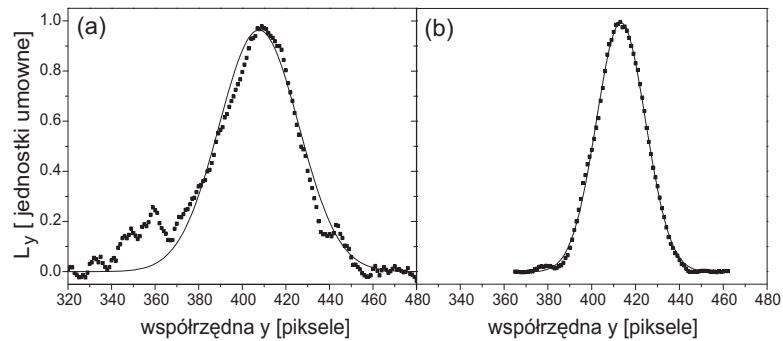
5.3.5 Poszerzone lustro optyczne

Wiązka laserowa wytwarzająca falę zanikającą opuszcza komorę próżniową wskutek zjawiska całkowitego wewnętrznego odbicia. Możliwe jest skierowanie tejże wiązki z powrotem na powierzchnię pryzmatu tak aby otrzymać zjawisko całkowitego wewnętrznego odbicia przy niejako odwrotnym biegu wiązek. Niewielka zmiana kąta pod jakim skierowana z powrotem wiązka pada na dolną powierzchnię pryzmatu pozwala na otrzymanie obszaru fali zanikającej, lekko przesuniętego w stosunku do tego jaki wytwarza wiązka pierwotna. Daje to możliwość otrzymania lustro optycznego o większej szerokości.

Na rysunku 5.28a widoczne jest zdjęcie chmury atomów odbitych od poszerzonego w wyżej opisany sposób lustro optycznego. Na rysunku (b) widoczna jest chmura atomów odbijana w tych samych warunkach co chmura na rysunku (a), a jedyną zmianą jest usunięcie dodatkowej wiązki powrotnej powodującej poszerzenie. Analiza poprzecznych profili gęstości atomowej (rysunek 5.29a i b) pokazuje, że szerokość σ_{yt} tego profilu dla przypadku poszerzonego lustro jest o 1.6 razy większa od analogicznej wielkości w przypadku gdy czynnik poszerzający zostaje usunięty. Odbicie wiązki wychodzącej z pryzmatu w celu poszerzenia lustro powoduje jednak pojawienie się pewnej dodatkowej ilości światła rozproszonego. Jest to związane z jakością wiązki wychodzącej z komory. Powoduje to obniżenie ilości odbijanych



Rysunek 5.28: a) Zdjęcie chmury zimnych atomów odbitych od lustra optycznego w którym dokonano zwiększenia jego szerokości wytwarzając dodatkowe lustro z wiązki lasera EOSI, wychodzącej z pryzmatu - opis w tekście . Na zdjęciu (b) przedstawiono obraz odbitych atomów w sytuacji gdy poszerzenie szerokości jest nieobecne. Oba zdjęcia odnoszą się do sytuacji pomiarowej określonej przez zestaw parametrów Par4.



Rysunek 5.29: Profile gęstości atomów odbitych od lustra optycznego. (a) Profil dla przypadku poszerzonego lustra (opis w tekście) posiada szerokość $\sigma_{yt} = 18.3$ piksela ,która jest o 1.6 razy większa od analogicznej wielkości dla przypadku braku czynnika poszerzającego. (b) Profil gęstości atomów przy braku czynnika poszerzającego charakteryzujący się szerokością $\sigma_{yt} = 11.5$ piksela. Profile zostały otrzymane ze zdjęć przedstawionych na rysunku 5.28.

atomów w stosunku do tej jaką powinno się otrzymać wskutek poszerzenia lustra. Analiza rozkładu gęstości atomów pokazała, że ilość atomów odbijanych od lustra przy obecności czynnika poszerzającego jest o 20 % większa od tej jaką otrzymuje się przy braku czynnika poszerzającego. Biorąc pod uwagę poszerzenie lustra wzrost ilości odbijanych atomów powinien być na poziomie około 60%. Zmniejszenie współczynnika odbicia najprawdopodobniej wiąże się z wspomnianym już zwiększonym poziomem ilości światła rozproszonego. Jednym ze sposobów rozwiązania tego problemu jest zastosowanie zwierciadła wklęsłego w celu odbicia wiązki wychodzącej z pryzmatu. Zmniejszyłoby to rozbieżność wiązki tworzącej poszerzenie i zmniejszyłoby ilość światła rozproszonego wnoszonego do układu wraz z czynnikiem poszerzającym.

5.3.6 Współczynnik odbicia atomów w lustrze optycznym

Współczynnik odbicia atomów od lustra optycznego otrzymany na podstawie wyników eksperymentu będzie wyrażał się relacją:

$$R_{eksp} = \frac{N_{odb}}{N_{pad}}, \quad (5.7)$$

gdzie N_{pad} wyraża ilość atomów padających otrzymanych na podstawie rozkładu $G_{pad}(y, z)$ i wyrażać się będzie wzorem:

$$N_{odb} = \eta \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-\infty}^{\infty} dz [G_{pad}(y, z)]. \quad (5.8)$$

G_{pad} obliczane było dla chmury atomowej otrzymywanej ze zdjęcia wykonanego 12 ms po wyłączeniu pułapki magnetoptycznej. W tak obliczonej ilości atomów padających zawierają się już straty związane ze zderzeniami z atomami tła. Analizując ilość atomów odbitych dla różnych czasów po otwarciu pułapki poczynając od czasów powyżej 37 ms określono na podstawie wielu serii pomiarowych średni współczynnik strat na zderzenia z atomami tła dla atomów odbitych na poziomie 12 %. Współczynnik odbicia R_{eksp} dla danego zestawu parametrów układu lustra otrzymany został jako średnia z kilkunastu niezależnych serii pomiarowych. Porównanie - obliczonego na podstawie prostego modelu przedstawionego w rozdziale 3 - współczynnika odbicia R_t ze współczynnikiem odbicia otrzymanym z eksperymentu pozwala

na oszacowanie wpływu nie uwzględnionych w teorii czynników, zmniejszających ilość odbijanych atomów. W przypadku odbicia atomów realizowanego na przejściu $F = 2 \rightarrow F' = 2, 3$ zakładamy, że wskutek pompowania optycznego wykonanego tuż przed wyłączeniem pułapki wszystkie atomy spadające w kierunku pryzmatu mają potencjalną szansę na odbiciu. Wielkość $(R_t - R_{eksp})/R_{tp}$ określa więc procent atomów które nie uległy odbiciu głównie wskutek wpływu niedoskonałości powierzchni pryzmatu co zostało omówione w paragrafie 3.10. Analizując wyniki przedstawione w tablicy 6.2 dla zestawu parametrów Par6 i Par7 widać, że straty te są na poziomie 25-27 procent. Błąd w wyznaczeniu wielkości $(R_t - R_{eksp})/R_{tp}$ wynosił ± 5 procent. W przypadku odbicia realizowanego na przejściu $F = 3 \rightarrow F' = 2, 3$, zgodnie z tym co zostało pokazane w pracy [95], tylko część atomów znajdujących się w pułapce magnetooptrycznej znajdzie się w stanie podstawowym $F = 3$, w grupie atomów spadających w kierunku pryzmatu. Wielkość $(R_t - R_{eksp})/R_{tp}$ określa więc w tym przypadku zarówno wpływ światła rozproszonego jak i obsadzenie poziomu podstawowego $F = 3$ przez spadające atomy. Wyniki zaprezentowane w tablicy 6.2 pokazują, że w przypadku zestawów parametrów Par1 i Par4 $(R_t - R_{eksp})/R_{tp}$ kształtuje się na poziomie 57(± 5)-58(± 5) procent. Porównując wartość $(R_t - R_{eksp})/R_{tp}$ dla obu przejść otrzymujemy informację o obsadzeniu stanu podstawowego $F = 3$ przez atomy spadające w kierunku pryzmatu które kształtuje się na poziomie 70 procent.

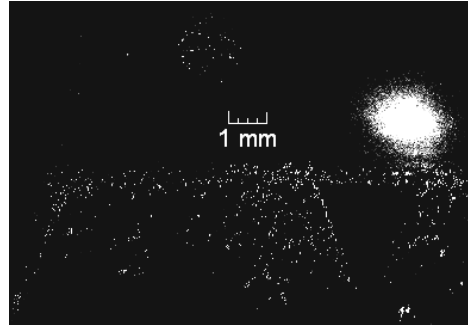
Nazwa	w_l [mm]	R_{eksp}	R_{tp}	p_s	p_{zd}	R_t	$(R_t - R_{eksp})/R_t$
Par1	0,365	0.0070	0.023	0.83	0.88	0.0168	0.58
Par4	0,379	0.0078	0.025	0.83	0.88	0.0182	0.57
Par6	0,374	0.0118	0.024	0.75	0.88	0.0158	0.25
Par7	0,290	0.0056	0.012	0.72	0.88	0.0077	0.27

Tablica 5.2: Wyniki pomiarów współczynnika odbicia dla różnych zestawów danych układu lustra optycznego.

5.4 Podsumowanie

Omawiany w tym rozdziale układ eksperymentalny lustra optycznego został wykonany w taki sposób aby w ramach istniejącej geometrii komory próżniowej, zachodziła możliwość detekcji atomów odbitych od lustra oraz możliwość

zmiany kąta padania fali zanikającej w zakresie między 0 a 6 stopni powyżej kąta granicznego. Zapewnia to możliwość kontrolowania parametrów siły dipolowej w szerokim zakresie. Osiągnięto to między innymi dzięki odpowiednio zaprojektowanemu pryzmatowi, niezbędnemu do wytworzenia siły dipolowej. Zastosowanie metod pozwalających na powtarzalne (z dużą dokładnością) zachowania się przesłon zasłaniających i odsłaniających wiązki laserowe umożliwiło uzyskanie powtarzalnych w czasie wyników, odnoszących się do parametrów rozkładów gęstość atomów odbitych od lustra. Pozwoliło to na wykonywanie serii pomiarowych podczas których rejestrowano kilkanaście obrazów atomów odbijanych od lustra. Jak pokazano w niniejszym rozdziale umożliwiło to uzyskanie bardzo dobrej jakości przestrzennych rozkładów gęstości atomowych. Ostateczne wyniki otrzymywane były w wyniku uśredniania rezultatów poszczególnych serii pomiarowych. Zostały one wykorzystane do dokonania pewnego rodzaju diagnostyki lustra optycznego. Analiza parametrów rozkładu gęstości atomów umożliwiła pomiar stosunku temperatury poprzecznej atomów odbitych w stosunku do tejże wielkości odnoszącej się do początkowej chmury atomowej. Pozwoliło to na określenie wielkości wychłodzenia atomów wskutek odbicia od lustra optycznego. Z kolei wyznaczenie zależności ilości atomów odbijanych od lustra jako funkcji mocy wiązki laserowej wytwarzającej falę zanikającą pozwala na określenie zakresu tychże mocy koniecznych do uzyskania zjawiska odbicia atomów od lustra, co może być pomocne w przypadku kolejnych eksperymentów przeprowadzanych w tym układzie. Pokazano także możliwość zwiększenia średnicy lustra optycznego poprzez ponowne wykorzystanie wiązki wychodzącej z pryzmatu do wytworzenia fali zanikającej, której to istnienie stanowi właśnie czynnik poszerzający lustro. Z kolei możliwość otrzymania informacji o ilości atomów odbijanych od lustra w stosunku do ilości atomów padających na nie umożliwiło określenie wpływu światła rozproszonego na zmniejszenie ilości odbijanych atomów. Charakteryzuje to de facto powierzchnię używanego w układzie pryzmatu. Wyniki te nie odbiegają od wartości otrzymanych w podobnych tego typu eksperymentach [73], co wskazuje na dobre potencjalne własności odbijające diagnozowanego lustra optycznego. Przy dobrych parametrach powierzchni lustra istnieje możliwość uzyskania dużej ilości atomów odbitych np. w sytuacji gdy atomy te spuszcza się z małej wysokości: 1-1.2 mm, co ilustruje rysunek 5.30. Wyniki uzyskane w tym eksperymencie pokazały, że przy zachowaniu pewnych warunków możliwe jest w tym układzie pomiarowym uzyskanie dobrej jakości wyników ilościowych co pozwala pla-



Rysunek 5.30: Zdjęcie chmury zimnych atomów odbitych od lustra optycznego w sytuacji gdy początkowa chmura atomowa w pułapce magnetoptycznej znajduje się na małej wysokości $h = 1.2$ mm. Zdjęcie wykonane zostało po 26.5 ms od wyłączenia pułapki magnetoptycznej. Na zdjęciu widoczny jest zarys połowy pryzmatu. Znaczna szerokość chmury atomowej odpowiada dużemu efektywnemu rozmiarowi lustra optycznego, otrzymanego dzięki zrzucaniu atomów na lustro z małej wysokości. Pozostałe parametry układu eksperymentalnego opisuje zestaw Par5.

nować kolejne eksperymenty zarówno w układzie samego lustra optycznego jak i wykorzystanie go w układzie pułapki powierzchniowej. Jeżeli chodzi o możliwe do wykonania eksperymenty w układzie lustra optycznego to na szczególną uwagę zasługuje seria eksperymentów [77, 83, 116, 118], wspomnianych w pracy doktorskiej kolegi Tomasza Kawalca [95]. Warto tutaj wymienić choćby zbadanie wpływu modulacji amplitudy fali zanikającej na zmianę fazy fali de Broglie'a odbijanych od lustra atomów [116], oraz detekcja chmury zimnych atomów, odbijanych od lustra optycznego, poprzez badanie zmiany fazy wiązki laserowej tworzącej to lustro [77, 118]. Wykonanie tych eksperymentów wymagało będzie wprowadzenia dodatkowych elementów do układu pomiarowego, które opisane zostały w pracy [95]. W bliskiej przyszłości planuje się dodanie w układzie pomiarowych elementów umożliwiających chłodzenie atomów w melasie optycznej a co za tym idzie uzyskanie przynajmniej o rząd niższych niż obecnie temperatur chmury atomów uwalnianych z pułapki magnetoptycznej. Wpływie to na otrzymywanie znacznie większych gęstości atomów odbijanych od lustra i umożliwi zaobserwowanie efektów kwantowych oczekiwanych na przykład w eksperymencie z pomiarem zmiany fazy fali de Broglie'a odbijanych atomów. Planowane jest też wykorzystanie linii D_2 (dla izotopu ^{85}Rb) do otrzymania siły odbijającej lustra oraz rozszerzenie układu lustra optycznego o dodatkowe wiązki lase-

rowe, które pozwolą na pułapkowanie zimnych atomów w pobliżu powierzchni dielektryka w układach opisanych m.in. w pracach [75] oraz [76].

Bibliografia

- [1] J.C. Maxwell, *A Treatise on Electricity and Magnetism*, 3rd ed. (1897).
- [2] P. Lebedev, *Untersuchungen uber die Druckkräfte des Lichtes*, Ann. Phys. (Leipzig) **6**, 433 (1901).
- [3] P. Lebedev, *The pressure of light on gases. An experimental study for the theory of comets' tails.*, Astrophys. J. **31**, 385 (1910).
- [4] P. Lebedev, *Die Druckkräfte des Lichtes auf Gase*, Ann. Phys. (Leipzig) **32**, 411 (1910).
- [5] E.F. Nichols and G.F. Hull, *A preliminary communication on the pressure of heat and light radiation*, Phys. Rev. **13**, 307 (1901).
- [6] E.F. Nichols and G.F. Hull, *The pressure due to radiation*, Phys. Rev. **17**, 26; **17**, 26 (1903).
- [7] A. Einstein, *Quantentheorie der Strahlung*, Phys. Z. **18**, 121 (1917).
- [8] R. Frisch, *Experimenteller Nachweis des Einsteinischen Strahlungsruckstosses*, Z. Phys. **86**, 42 (1933).
- [9] A. Ashkin, *Atomic beam deflection by resonance-radiation pressure*, Phys. Rev. Lett. **25**, 1321 (1970).
- [10] R. Schieder, H. Walter, L. Woste, *Atomic beam deflection by the light of a tunable dye laser*, Opt. Commun. **5**, 337 (1972).
- [11] J.-L. Picque, J.-L. Vialle, *Atomic beam deflection and broadening by recoils due to photon absorption or emission*, Opt. Commun. **5**, 402 (1972).

- [12] J.E. Bjorkholm, A. Ashkin, D.B. Pearson, *Atomic beam deflection and broadening by recoils due to photon absorption or emission*, Appl. Phys. Lett. **27**, 534 (1975).
- [13] T. Hansch, A. Schawlow, *Cooling of gasses by laser light*, Opt. Commun. **13**, 68 (1975).
- [14] D. Wineland, H. Dehmelt, Bull. Am. Phys. Soc. **20**, 637 (1975).
- [15] E.V. Baklanov, B. Ya. Dubetskii *Focke-Planck equation for gas atoms resonantly interacting with a light wave*, Opt. Spectrosc. **41**, 1 (1976).
- [16] J. Javanainen, S. Stenholm *Broad band resonant light pressure II: Cooling of gasses*, Appl. Phys. **21**, 163 (1980).
- [17] V.I. Balykin *Cyclic interaction of Na atoms with circularly polarized laser radiation*, Opt. Commun. **33**, 31 (1980).
- [18] W.D. Phillips, H.J. Metcalf *Laser deceleration of an atomic beam*, Phys. Rev. Lett. **48**, 596 (1982).
- [19] W.D. Phillips, J.V. Prodan, H.J. Metcalf *Laser cooling of free neutral atoms in an atomic beam*, Laser Spectroscopy VI, Springer, Berlin (1983).
- [20] S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkholm, A. Cable, A. Ashkin, *Three dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure*, Phys. Rev. Lett. **55**, 48 (1985).
- [21] J. Dalibard, *Prywatny komunikat*, 1987.
- [22] E. M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, D. Pritchard, *Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).
- [23] J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, *Laser cooling below the Doppler limit*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 1961 (1989).
- [24] P.D. Lett, W.D. Philips, S.I. Rolston, C.E. Tanner, R.N. Watts, C.I. Westbrook, *Optical molasses*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2084 (1989).
- [25] B. Sheehy, S.Q. Shang, P. Van der Straten, S. Hatamian, M. Metcalf, *Magnetic-Field-Induced Laser Cooling Below the Doppler Limit*, Phys. Rev. Lett. **64**, 858 (1990).

- [26] J. Dalibard, *New schemes in Laser Cooling*, Atomic Physics XI, Singapore (1989).
- [27] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. A. Joffe, M. R. Andrews, and W. Ketterle, *Evaporative cooling of sodium atoms*, Phys. Rev. Lett. **74**, 5202 (1995).
- [28] 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**, 198 (1995).
- [29] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, G. Grynberg, *Atom and Photon Interactions*, John Wiley & Sons, Inc., 1992.
- [30] P. Ehrenfest, *Bemerkung uber die angenaherte Gultigkeit der klassischen Mechanik innerhalb der Quantummechanik*, Zeit. f.Phys. **45**, 455 (1927).
- [31] J.D. Jackson, *Elektrodynamika Klasyczna, część 1*, Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa, 1987.
- [32] H. Risken, *The Fokker-Planck Equation*, Springer, Berlin (1984).
- [33] H.J. Metcalf, P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer-Verlag, 2002.
- [34] H. Katori, T. Ido, Y. Isoya, M. Kuwata-Gonokami, *Magneto-optical trapping and cooling of Strontium Atoms down to the photon recoil temperature*, Phys. Rev. Lett. **82**, 1116, (1999).
- [35] B. Cagnac, J.-C. Pebay-Peyroula, *Modern Atomic Physics: Quantum Theory And Its Applications*, The Macmillan Press Ltd., London and Basingstoke, 1975.
- [36] T. Bergeman, G. Erez, H.J. Metcalf, *Magnetostatic trapping fields for neutral atoms*, Phys. Rev. Lett. **35**, 1535 (1987).
- [37] EOSI, *2001 External Cavity Diode Laser – owner’s manual*, , 1995.
- [38] V.S. Letokhov, V.G. Minogin, *Laser radiation pressure on free atoms*, Phys. Rep. **73**, 1 (1981).

- [39] Stig Stenholm, *The semiclassical theory of laser cooling*, Rev. Mod. Phys. **58**, 699, (1986).
- [40] S. Chu, *Nobel lecture: The manipulation of neutral particles*, Rev. Mod. Phys. **70**, 685 (1998).
- [41] C. Cohen-Tannoudji, *Nobel lecture: Manipulating atoms with photons*, Rev. Mod. Phys. **70**, 707 (1998).
- [42] S.Chu, C. Wieman, *Laser cooling and trapping of atoms*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2023 (1989).
- [43] W.D. Phillips, *Nobel lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms*, Rev. Mod. Phys. **70**, 721 (1998).
- [44] V.I. Balykin, V.G. Minogin, V.S. Letokhov, *Elektromagnetic trapping of cold atoms*, Rep. Prog. Phys. **63**, 1429 (2000).
- [45] D. Sesko, T. Walker, C. Wieman, *Behavior of neutral atoms in a spontaneous force trap*, J. Opt. Soc. Am. B **8**, 946 (1991).
- [46] V.S. Bagnato, L. G. Marcassa, M. Oria, G. I. Surdutovich, R. Vitlina, S. C. Zilio, *Spatial distribution of atoms in a magneto-optical trap*, Phys. Rev. A **48**, 3771 (1993).
- [47] I. Guedes, M.T. de Araujo, D.M.B.P. Milori, G.I. Surdutovich, V.S. Bagnato, and S.C. I. Guedes, M. T. de Araujo, D. M. B. P. Milori, G. I. Surdutovich, V. S. Bagnato, and S. C. Zilio, *Forces acting on magneto-optically trapped atoms*, J. Opt. Soc. Am. B **11**, 1935 (1994).
- [48] M. T. de Araujo, L. G. Marcassa, S. C. Zilio, and V. S. Bagnato, *Double-ring structure: Another variant in the spatial distribution of cold sodium atoms*, Phys. Rev. A **51**, 4286 (1995).
- [49] F. Dias Nunes, J.F. Silva, S.C. Zilio, V.S. Bagnato, *Influence of laser fluctuations and spontaneous emission on the ring-shaped atomic distribution in a magneto-optical trap*, Phys. Rev. A **54**, 2271 (1996).
- [50] I.Guedes, H.F. Silva Filho, F.D. Nunes, *Theoretical analysis of the spatial structures of atoms in magneto-optical traps*, Phys. Rev. A **55**, 561 (1997).

- [51] D. Felinto, L. G. Marcassa, V. S. Bagnato, S.S. Vianna, *Influence of the number of atoms in a ring-shaped magneto-optical trap: Observation of bifurcation*, Phys. Rev. A **60**, 2591 (1999).
- [52] D. Felinto, and S. S. Vianna, *Orbital modes in low-density magneto-optical traps*, J. Opt. Soc. Am. B **17**, 681 (2000).
- [53] D. Felinto, H. Regehr, J.W.R. Tabosa, and S.S. Vianna, *Fluctuations in ball- and ring-shaped magneto-optical traps at low densities*, J. Opt. Soc. Am. B **18**, 1410 (2001).
- [54] L. G. Marcassa, A. R. L. Caires, V. A. Nascimento, O. Dulieu, J. Weiner, and V. S. Bagnato, *Storage ring to investigate cold unidimensional atomic collisions*, Phys. Rev. A **72**, 060701(R) (2005).
- [55] G. Surdutovich, *Atomic collider into dual-isotope magneto-optical trap*, Proc. SPIE. A **6256**, (2006).
- [56] K. Kiersnowski, T. Kawalec, T. Dohnalik, *Alternative method to control radiative vortex forces in a magneto-optical trap*, Phys. Rev. A **73**, 065401 (2006).
- [57] T. Pałasz, *Pułapka magneto – optyczna i nieliniowa spektroskopia zimnych atomów rubidu*, praca doktorska, Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, 1999.
- [58] G.A. Askar'yan, *Effects of the gradient of a strong electromagnetic beam on electrons and atoms*, Zh. Eksp. Teor. Fiz **42**, 1567 (1962) [Sov. Phys.-JEPT **15**, 1088].
- [59] V.S. Letokhov, *Narrowing of the Doppler width in a standing light wave*, JEPT Lett. **7**, 272 (1968).
- [60] J.E. Bjorkholm, R.R. Freeman, A. Ashkin , *Observation of focusing of neutral atoms by the dipole force of resonance-radiation pressure*, Phys. Rev. Lett. **41**, 1361 (1978).
- [61] J.P. Gordon, A. Ashkin, *Motion of atoms in a radiation trap*, Phys. Rev. A. **21**, 1606 (1980).
- [62] A.P. Kazancev, G.I. Surdutovich, V.P. Yakovlev, , J. Phys. (Paris) **42**, 1231 (1981).

- [63] J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, *Dressed-atom approach to atomic motion in laser light: the dipole force revisited*, J. Opt. Soc. Am. B **2**, 1707 (1985).
- [64] S. Chu, J. Bjorkholm, A. Ashkin, A. Cable, *Experimental observation of optically trapped atoms*, Phys. Rev. Lett. **57**, 314 (1986).
- [65] J.D. Miller, R.A. Cline, D.J. Heinzen, *Far-off-resonance optical trapping of atoms*, Phys. Rev. A **47**, R4567 (1993).
- [66] C.S. Adams, H.J. Lee, N. Davidson, M. Kasevich, S. Chu, *Evaporative cooling in a crossed dipole trap*, Phys. Rev. Lett. **74**, 3577 (1995).
- [67] T. Takekoshi, R.J. Knize, *CO₂-Laser trap for cesium atoms*, Phys. Rev. A **47**, R4567 (1996).
- [68] R.J. Cook, R.K. Hill, *An electromagnetic mirror for neutral atoms*, Opt. Commun. **43**, 258 (1982).
- [69] V.I. Balykin, V.S. Letokhov, Yu.B. Ovchinnikov, A.I. Sidorov, *Quantum-State-Selective Mirror Reflection of Atoms by Laser Light*, Phys. Rev. Lett. **60**, 2137 (1988).
- [70] M.A. Kasevich, D.S. Weiss, and S. Chu, *Normal-incidence reflection of slow atoms from an optical evanescent wave*, Opt. Lett. **15**, 607 (1990).
- [71] V.I. Balykin, V.S. Letokhov, *Atomic cavity with light-induced mirrors*, Appl. Phys. B **48**, 517 (1989).
- [72] H. Wallis, J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, *Trapping atoms in a gravitational cavity*, Appl. Phys. B **54**, 407 (1992).
- [73] C.G. Aminoff, A.M. Steane, P. Bouyer, P. Desbiolles, J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, *Cesium atoms bouncing in a stable gravitational cavity*, Phys. Rev. Lett. **71**, 3083 (1993).
- [74] J. Söding, R. Grimm, Yu.B. Ovchinnikov, *Gravitational laser trap for atoms with evanescent-wave cooling*, Opt. Commun. **119**, 652 (1995).
- [75] Yu.B. Ovchinnikov, I. Manek, R. Grimm, *Surface Trap for Cs atoms based on Evanescent-wave Cooling*, Phys. Rev. Lett. **79**, 2225 (1997).

- [76] H. Gauck, M. Hartl, D. Schneble, H. Schnitzler, T. Pfau, J. Mlynek, *Quasi-2D Gas of Laser Cooled Atoms in a Planar Matter Waveguide*, Phys. Rev. Lett. **81**, 5298 (1998).
- [77] R.A. Cornelussen, A.H. van Amerongen, B.T. Wolschrijn, R.J.C. Spreeuw, H.B. van Linden van den Heuvell, *Cold trapped atoms detected with evanescent waves*, Eur. Phys. J. D **21**, 347 (2002).
- [78] M. Hammes, D. Rychtarik, V. Druzhinina, J. Moslener, I. Manek-Honniger, R. Grimm, *Optical and evaporative cooling of cesium atoms in the gravito-optical surface trap*, J. Mod. Opt. **47**, 2000.
- [79] B.T. Wolschrijn, D. Voigt, R.J.C. Spreeuw, R. Jansen, R.A. Cornelussen, N. Bhattacharya, H.B. van Linden van den Heuvell, *Elastic and Inelastic Evanescent-Wave Mirrors for Cold Atoms*, Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Series IV - Physics **2**, 619 (2001).
- [80] M. Hammes, D. Rychtarik, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, *Cold atom gas at very high densities in an optical surface microtrap*, Phys. Rev. A **66**, 051401(R) (2002).
- [81] M. Hammes, D. Rychtarik, B. Engeser, H.-C. Nägerl, R. Grimm, *Evanescent-Wave Trapping and Evaporative Cooling of an Atomic Gas at the Crossover to Two Dimensions*, Phys. Rev. Lett. **90**, 173001 (2003).
- [82] D. Rychtarik, B. Engeser, H.-C. Nägerl, R. Grimm, *Two-dimensional Bose-Einstein condensate in an optical surface trap*, Phys. Rev. Lett. **92**, 173003 (2004).
- [83] R. Grimm, M. Weidemüller, Yu.B. Ovchinnikov, *Optical dipole traps for neutral atoms*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **42**, 95 (2000).
- [84] J.-Y. Courtois, J.-M. Courty, J.C. Mertz, *Internal dynamics of multi-level atoms near a vacuum-dielectric interface*, Phys. Rev. A **53**, 1862 (2000).
- [85] H.B.G. Casimir, D. Polder, *The Influence of Retardation on the London-van der Waals Forces*, Phys. Rev. **73**, 360 (1948).
- [86] F. de Fornel, *Evanescent Waves*, Springer, Berlin, 2001.

- [87] J.A. Stratton, *Electromagnetic theory*, str. 499 i n., McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1941.
- [88] S. Huard, *Polarization of light*, John Wiley & Sons, Inc., 1997.
- [89] O. Bryngdahl, *Evanescent Waves in Optical Imaging*, w: *Progress in Optics* (E. Wolf, ed.) str. 169, North-Holland Publishing Company, 1973.
- [90] F. Bretenaker, A. Le Floch, L. Dutriaux, *Direct measurement of the Optical Goos-Hänchen Effect in Lasers*, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 931 (1992).
- [91] W.J. Wild, C. Lee Giles, *Goos-Hänchen shifts from absorbing media*, *Phys. Rev. A* **25**, 2099 (1982).
- [92] J. Petykiewicz, *Optyka falowa*, PWN, Warszawa, 1986.
- [93] O. Costa de Beauregard, C. Imbert, *Quantized Longitudinal and Transverse Shifts Associated with Total Internal Reflection*, *Phys. Rev. D* **7**, 3555 (1973).
- [94] A. Noga, *Budowa i diagnostyka pulapki magneto – optycznej. Badanie zderzen zimnych atomów rubidu w polu swietlnym*, praca magisterska, Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, 2001.
- [95] T. Kawalec, *Wlasciwosci fali zanikajacej i ich wykorzystanie do badania ruchu atomów przy powierzchni dielektryka*, praca doktorska, Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, 20059.
- [96] A.N. Mantveev, *Optics*, Mir Publishers Moscow, (1988).
- [97] T.M. Brzozowski, M. Maczynska, M. Zawada, J. Zachorowski, W. Gawlik, *Time-of-flight measurement of the temperature of cold atoms for short trap-probe beam distances*, *J. Opt. B* **4**, 62 (2002).
- [98] P. Desbiolles, M. Arndt, P. Szriftgiser, J. Dalibard, *Elementary Sisyphus process close to a dielectric surface*, *Phys. Rev. A* **54**, 4292 (1996).
- [99] D. Voigt, B. T. Wolschrijn, R. Jansen, N. Bhattacharya, R. J. C. Spreeuw, H.B. van Linden van den Heuvell, *Observation of radiation pressure exerted by evanescent waves*, *Phys. Rev. A* **61**, 063412 (2000).

- [100] I.I. Sobelman, *Atomic Spectra and Radiative Transitions*, Springer-Verlag, Berlin, 1979.
- [101] M. Rotenberg, R. Bivins, N. Metropolis, J.K. Wooten, Jr., *The 3-j and 6-j Symbols*, Crosby Lockwood, London, 1959.
- [102] Yu.B. Ovchinnikov, J. Söding, R. Grimm, , JETP Lett. **61**, 10 (1995).
- [103] Yu.B. Ovchinnikov, D.V. Laryushin, V.I. Balykin, V.S. Letokhov, *Cooling of atoms on reflection from a surface light wave*, JETP Lett. **62**, 113 (1995).
- [104] D.V. Laryushin, Yu.B. Ovchinnikov, V.I. Balykin, V.S. Letokhov, *Reflection cooling of sodium atoms in an evanescent light wave*, Opt. Commun. **135**, 138 (1997).
- [105] H. Nha, W. Jhe, *Sisyphus cooling on the surface of a hollow-mirror atom trap*, Phys. Rev. A **56**, 729 (1997).
- [106] A. Landragin, J.-Y. Courtois, G. Labeyrie, N. Vansteenkiste, C.I. Westbrook, A. Aspect, *Measurement of the van der Waals force in an atomic mirror*, Phys. Rev. Lett. **77**, 1464 (1996).
- [107] N. Westbrook, C.I. Westbrook, A. Landragin, G. Labeyrie, L. Cognet, V. Savalli, G. Horvath, A. Aspect, C. Hendel, K. Moelmer, J.-Y. Courtois, W.D. Phillips, R. Kaiser, V. Bagnato, *New Physics with Evanescent Wave atomic Mirrors: The van der Waals Force and Atomic Diffraction*, Phys. Scr. **T78**, 7 (1998).
- [108] A. Landragin, G. Labeyrie, C. Henkel, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C.I. Westbrook, A. Aspect, *Specular versus diffuse reflection of atoms from an evanescent-wave mirror*, Opt. Letters **21**, 1591 (1996).
- [109] V. Savalli, D. Stevens, J. Estève, P.D. Featonby, V. Josse, N. Westbrook, C.I. Westbrook, A. Aspect, *Specular Reflection of Matter Waves from a Rough Mirror*, Phys. Rev. Lett. **88**, 250404 (2002).
- [110] T. Esslinger, M. Weidemüller, A. Hemmerich, T.W. Hänsch, *Surface-plasmon mirror for atoms*, Opt. Lett. **18**, 450 (1993).
- [111] C.R. Bennett, J.B. Kirk, M. Babiker, *Theory of evanescent mode atomic mirrors with a metallic layer*, Phys. Rev. A **63**, 033405 (2001).

-
- [112] C. Henkel, H. Wallis, N. Westbrook, C.I. Westbrook, A. Aspect, K. Sengstock, W. Ertmer, *Theory of atomic diffraction from evanescent waves*, Appl. Phys. B **69**, 277 (1999).
- [113] A. Steane, P. Szriftgiser, P. Desbiolles, J. Dalibard, *Phase Modulation of Atomic de Broglie Waves*, Phys. Rev. Lett. **74**, 4972 (1995).
- [114] M. Arndt, P. Szriftgiser, J. Dalibard, *Atom optics in the time domain*, Phys. Rev. A **53**, 3369 (1996).
- [115] P. Szriftgiser, D. Guéry-Odelin, M. Arndt, J. Dalibard, *Atomic Wave Diffraction and Interference Using Temporal Slits*, Phys. Rev. Lett. **77**, 4 (1996).
- [116] C. Henkel, A.M. Steane, R. Kaiser, J. Dalibard, *A modulated mirror for atomic interferometry*, J. Phys. II France **4**, 1877 (1994).
- [117] C. Henkel, J.-Y. Courtois, R. Kaiser, C. Westbrook, A. Aspect, *Phase shifts of atomic de Broglie waves at an evanescent wave mirror*, Laser Phys. **4**, 1040 (1994).
- [118] A. Aspect, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, P. Vignolo, C.I. Westbrook, *Nondestructive detection of atoms bouncing on an evanescent wave*, Phys. Rev. A **52**, 4704 (1995).