

UNIwersytet Jagielloński
Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki
Stosowanej

ROZPRAWA DOKTORSKA
WYDANIE II POPRAWIONE

Manipulowanie atomami przy
powierzchniach za pomocą
potencjałów optycznych
i magnetycznych

Dobrosława BARTOSZEK-BOBER

Promotor:

prof. dr hab. Tomasz DOHNALIK

Promotor pomocniczy:

dr Tomasz KAWALEC

Kraków, 2013



UNIwersytet Jagielloński
W KRAKOWIE

WYDZIAŁ FIZYKI, ASTRONOMII I INFORMATYKI
STOSOWANEJ
UNIwersYTET JagIELLOŃSKI

OŚWIADCZENIE

Ja niżej podpisana *Dobrosława Bartoszek-Bober* (nr indeksu: 186) doktorantka Wydziału Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej Uniwersytetu Jagiellońskiego oświadczam, że przedłożona przeze mnie rozprawa doktorska pt. *Manipulowanie atomami przy powierzchniach za pomocą potencjałów optycznych i magnetycznych* jest oryginalna i przedstawia wyniki badań wykonanych przeze mnie osobiście, pod kierunkiem prof. dr. hab. Tomasza Dohnalika i dr. Tomasza Kawalca. Pracę napisałam samodzielnie.

Oświadczam, że moja rozprawa doktorska została opracowana zgodnie z Ustawą o prawie autorskim i prawach pokrewnych z dnia 4 lutego 1994 r. (Dziennik Ustaw 1994 nr 24 poz. 83 wraz z późniejszymi zmianami).

Jestem świadoma, że niezgodność niniejszego oświadczenia z prawdą ujawniona w dowolnym czasie, niezależnie od skutków prawnych wynikających z ww. ustawy, może spowodować unieważnienie stopnia nabytego na podstawie tej rozprawy.

Kraków, dnia

.....

podpis

Serdecznie dziękuję

Tomkowi za poświęcony czas, cierpliwość, wspólną pracę, miłe ploty i interesujące dyskusje w labie.

Dziękuję prof. Dohnalikowi za wszelką okazaną pomoc oraz Jackowi za wspólną pracę.

Dziękuję Oli za miłe towarzystwo i współpracę w ostatnim roku, koleżankom i kolegom z ZOA i ZF oraz wszystkim innym istotom, które się przez laboratorium przewinęły, za wszelkie miłe chwile.

Dziękuję także Romkowi za cierpliwe justowanie MOTa.

Dziękuję przede wszystkim

mojemu Mężowi za wsparcie i cierpliwość.

STRESZCZENIE

W Laboratorium Zimnych Atomów przy Powierzchni działają dwa eksperymenty, w których atomy neutralne rubidu (Rb) kontrolowane są za pomocą potencjałów optycznych i magnetycznych.

Pierwszy eksperyment, w którym wykorzystywane są głównie potencjały optyczne, dotyczy optycznego lustra dipolowego i został opisany w pierwszej części pracy. W działającym dotychczas układzie lustro wykorzystującego pryzmat dielektryczny przeprowadzono pomiary ciśnienia światła oraz przekazu pseudo-pędu między falą zanikającą a atomami. Następnie przedstawiono projekt lustra dipolowego z mikrostrukturą — złotą siatką dyfrakcyjną, na której wzbudzane są polarytony plazmonów powierzchniowych (SPP). Przeprowadzono symulacje numeryczne (metodą RCWA i FDTD) pozwalające na znalezienie zadowalających geometrii i parametrów siatek dyfrakcyjnych odbiciowych i transmisyjnych, a zaprojektowane siatki wytworzone zostały metodami litografii wiązką elektronów (EBL) oraz zogniskowaną wiązką jonów (FIB). Na podstawie zdjęć z mikroskopu AFM oraz pomiarów współczynnika odbicia oceniono wykonane siatki pod względem ich przydatności do zastosowania w lustrze dipolowym.

Celem eksperymentu drugiego jest otrzymanie kondensacji Bosego-Einsteina w pułapce magnetycznej przy chipie atomowym, a później także w pułapce dipolowej optycznej. Obliczono parametry kolejnych pułapek magnetycznych: wstępnej oraz na chipie, procesu transportu atomów do chipa, chłodzenia przez odparowanie, a także pułapki optycznej w skrzyżowanych wiązkach. Opisano wykonany układ doświadczalny, sposób jego sterowania oraz przebieg dotychczasowych etapów eksperymentu wraz z ich optymalizacją, a na końcu skrótowo przedstawiono dalsze kroki niezbędne do otrzymania kondensacji Bosego-Einsteina.

Słowa kluczowe: *optyczne lustro dipolowe, polarytony plazmonów powierzchniowych, metaliczna siatka dyfrakcyjna, chip atomowy, kondensat Bosego-Einsteina, pułapka optyczna.*

ABSTRACT

In the Laboratory of Cold Atoms near Surfaces we manipulate and control cold rubidium atoms by optical and magnetic potentials in two experiments.

The first experiment, in which mainly optical potentials are used, concerns the optical dipole mirror setup and is considered in the first part of this thesis. In the optical mirror setup with a dielectric prism we investigated phenomena of the radiation pressure and pseudomomentum transfer between atoms and evanescent field. Next the project of an optical mirror based on the surface plasmon polaritons (SPP) potential is introduced. We performed numerical simulations (using RCWA and FDTD algorithm) which revealed the most suitable geometries and parameters of gold micro diffraction gratings. The designed gratings were fabricated by focused ion beam (FIB) technique and electron beam lithography (EBL). On the basis of AFM images and reflectance measurements the gratings were appraised in terms of their suitability for a dipole mirror.

The goal of the second experiment is to obtain a Bose-Einstein condensation (BEC) in a magnetic microtrap on an atom chip and later also in an optical dipole trap. We have calculated the parameters of the subsequent magnetic traps, the initial and the on-chip one, of the atoms transport to the chip, forced evaporation cooling and optical trapping in a crossed-beam trap. The experimental setup is presented both with its operation and optimisation of the successive stages of the experiment. Finally we provide a brief description of a few following steps to reach BEC.

Key words: *optical dipole mirror, surface plasmon polaritons, metallic/gold diffraction grating, atom chip, Bose-Einstein condensation, optical trap.*

Spis treści

Wprowadzenie — motywacja i zakres pracy	3
I Optyczne lustro dipolowe dla atomów Rb — pryzmat szklany oraz metaliczne siatki dyfrakcyjne	7
1 Optyczne lustro dipolowe	8
1.1 Fala znikająca	8
1.2 Optyczne lustro dipolowe	9
1.3 Układ doświadczalny i otrzymane wyniki	11
1.4 Mikrostruktury — motywacja	16
2 Plazmony powierzchniowe — wprowadzenie	18
2.1 Historia	18
2.1.1 Terminologia	19
2.2 Zastosowania	19
3 Podstawy teoretyczne	24
3.1 Optyczne właściwości metali	24
3.1.1 Funkcja dielektryczna gazu swobodnych elektronów	26
3.1.2 Materiały plazmoneczne	27
3.2 Polarytony plazmonów powierzchniowych na granicy metal/dielektryk	28
3.2.1 Równanie falowe	28
3.2.2 Wzbudzenie na granicy metal/dielektryk	28
3.2.3 Przepływ energii oraz efektywne natężenie	31
3.2.4 Charakterystyczne wielkości	31
3.3 Metody wzbudzania polarytonów plazmonów powierzchniowych	35
3.4 Plazmony powierzchniowe i zimne atomy	41
3.4.1 Zrealizowane eksperymenty	42
3.4.2 Propozycje teoretyczne pułapkowania atomów	45

3.4.3	Lustro dla atomów z wykorzystaniem siatki dyfrakcyjnej	45
4	Modelowanie metalicznych siatek dyfrakcyjnych	48
4.1	Metody numeryczne	48
4.1.1	Metoda RCWA	49
4.1.2	Metoda FDTD	53
4.2	Siatka oświetlana od góry	54
4.2.1	Założenia — wymagane parametry	54
4.2.2	Siatka o okresie 660 nm	56
4.2.3	Siatka o okresie 1 μm	57
4.3	Siatka oświetlana od spodu	64
5	Wytwarzanie i diagnostyka siatek dyfrakcyjnych	75
5.1	Płyty DVD	75
5.2	Siatki oświetlane od góry	79
5.3	Siatki oświetlane od spodu	84
II	W stronę kondensatu Bosego-Einsteina	96
6	Wstęp	97
7	Podstawy teoretyczne	99
7.1	Pułapkowanie magnetyczne atomów neutralnych	99
7.1.1	Atom w polu magnetycznym	99
7.1.2	Pojedynczy przewodnik z prądem	100
7.1.3	Pułapka Ioffego-Pricharda	100
7.1.4	Pułapka <i>dimple</i>	104
7.2	Pułapkowanie optyczne	106
7.2.1	Wiązka gaussowska	108
7.2.2	Pułapka w jednej wiązce	109
7.2.3	Pułapka w skrzyżowanych wiązkach	109
7.3	Chłodzenie przez odparowanie	110
7.4	Kondensat Bosego-Einsteina	112
8	Układ doświadczalny	114
8.1	Układ próżniowy RuBECi [®] z chipem atomowym	114
8.1.1	Dolna komórka próżniowa — 2D ⁺ MOT	115
8.1.2	Górna komórka próżniowa	116
8.1.3	Zewnętrzna cewka Z	117

8.1.4	Chip atomowy	118
8.1.5	Cewka RF	118
8.2	Układ laserowy	118
8.2.1	Wiązki pułapki 2D MOT i wiązka przepychająca	120
8.2.2	Wiązki pułapki 3D MOT	122
8.2.3	Wiązka pompująca	124
8.2.4	Wiązka obrazująca	124
8.3	Obrazowanie absorpcyjne	124
8.4	Sterowanie eksperymentem i opracowanie danych	125
9	Przebieg eksperymentu	129
9.1	Przygotowanie zimnych atomów do pułapkowania magnetycznego	129
9.1.1	2D ⁺ MOT i transfer atomów	129
9.1.2	3D MOT	129
9.1.3	Kompresja pułapki magnetoptycznej	131
9.1.4	Chłodzenie w melasie optycznej	132
9.1.5	Pompowanie optyczne	132
9.2	Zewnętrzna pułapka magnetyczna i transport do chipa	133
9.3	Pułapka Ioffego-Pricharda na chipie	133
10	Szkic dalszej drogi do BECa	138
10.1	Kondensat w pułapce magnetycznej	138
10.2	Kondensat w pułapce optycznej	139
11	Wkład własny	142
12	Zakończenie	145
	Dodatek A Pola magnetyczne dla pułapek na chipie	147
	Bibliografia	150

Wprowadzenie — motywacja i zakres pracy

W Laboratorium Zimnych Atomów przy Powierzchni działają dwa eksperymenty, w których atomy neutralne (dwa izotopy rubidu: ^{85}Rb i ^{87}Rb) kontrolowane są za pomocą potencjałów optycznych i magnetycznych.

Eksperyment pierwszy wykorzystuje do manipulowania atomami głównie potencjały optyczne: w optycznym lustrze dipolowym na bazie fali zanikającej wytworzonej na powierzchni szklanego pryzmatu oraz planowanym lustrze dipolowym wytworzonym przez potencjał pochodzący od polarytonów plazmonów powierzchniowych (SPP) propagujących się na złotych siatkach dyfrakcyjnych. Badania te wpisują się w nurt poszukiwania optymalnych metod generowania precyzyjnych mikropotencjałów optycznych, pozwalających na dokładną kontrolę ruchu i wewnętrznych stopni swobody atomów dla potrzeb fizyki atomowej i optyki atomów.

Pierwszym celem eksperymentu drugiego jest otrzymanie kondensacji Bosego-Einsteina w pułapce magnetycznej przy chipie atomowym, a później także w pułapce dipolowej optycznej. Cele dalsze dyskutowane są z grupą teoretyczną z Zakładu Optyki Atomowej UJ i dotyczyć będą tematyki nieporządku w ultrazimnych gazach atomowych.

W **części I** opisano pokrótce przeprowadzone eksperymenty w optycznym lustrze dipolowym (na bazie pryzmatu) oraz eksperyment z polarytonami plazmonów powierzchniowych.

W **rozdziale 1** przedstawiono podstawowe właściwości fali zanikającej oraz zasadę działania optycznych lusterek dipolowych dla atomów neutralnych. Opisano także zwięźle działający dotychczas układ eksperymentalny, jak również wykonane za jego pomocą pomiary ciśnienia światła oraz przekazu pseudopędu. Kolejnym celem było skonstruowanie lustra dipolowego bazującego na mikrostrukturach i tym tematem zajęto się w dalszych rozdziałach części I. **Rozdział 2** przedstawia historię oraz zastosowania polarytonów plazmonów powierzchniowych

wych, natomiast podstawowe zagadnienia teoretyczne dotyczące SPP, metody ich wzbudzenia oraz wykorzystania ich własności w fizyce atomowej opisane zostały w **rozdziale 3**. Celem tej części pracy było zaprojektowanie i zoptymalizowanie parametrów siatek odbiciowych i transmisyjnych, z uwzględnieniem obecnych możliwości technologicznych wytworzenia takich mikrostruktur, a następnie diagnostyka wykonanych siatek pod względem ich przydatności do zastosowania w lustrze dipolowym. Wyniki obliczeń numerycznych przedstawia **rozdział 4**, natomiast zdjęcia wykonanych złotych siatek dyfrakcyjnych oraz pomiary ich właściwości są zawarte w **rozdziale 5**.

Celem **części II** była budowa układu do otrzymywania kondensatu Bosego-Einsteina w dipolowej pułapce magnetycznej i optycznej. W **rozdziale 6** przedstawiono historię i zastosowania układów z tzw. chipem atomowym (odpowiednio zaprojektowanym układem scalonym), także w porównaniu do układów konwencjonalnych, historycznie pierwszych. **Rozdział 7** wprowadza zagadnienia dotyczące magnetycznego pułapkowania atomów (ze szczególnym uwzględnieniem pułapek charakterystycznych dla chipa atomowego) i pokrótce pułapkowania optycznego. Dalej poruszane są zagadnienia chłodzenia przez odparowanie oraz właściwości kondensatów otrzymanych w tych dwóch typach pułapek. W **rozdziale 8** przedstawiono szczegóły zbudowanego układu eksperymentalnego, natomiast w **rozdziale 9** — przebieg eksperymentu wraz z wynikami optymalizacji poszczególnych jego etapów. **Rozdział 10**, ostatni, przedstawia szkic dalszej drogi do otrzymania kondensatu w pułapce magnetycznej i optycznej.

Dodatek **A** przedstawia, pominięte w rozdziale 7, wzory na indukcję pola magnetycznego B dla pułapki Ioffego-Pricharda i typu „dimple” na chipie atomowym.

Rozdział Wkład własny wyszczególnia oryginalny wkład autorki w przeprowadzonych eksperymentach i planowaniu (symulacje numeryczne, obliczenia) ich dalszych etapów. W trakcie studiów doktoranckich autorka brała udział w wymienionych wyżej eksperymentach, a także w innych projektach, czego owocem są następujące publikacje:

- T. Kawalec, D. Bartoszek-Bober, *Construction and performance of an optical phase and frequency lock of diode lasers* (2013) — w trakcie recenzji
- J. Fiutowski, D. Bartoszek-Bober, T. Dohnalik, T. Kawalec, *Evanescent wave mirror for cold atoms — A quasi-resonant case*, *Optics Communications* **297**, 59 (2013)

- T. Kawalec, D. Bartoszek-Bober, *Two laser interference visible to the naked eye*, European Journal of Physics **33**, 85 (2012)
- P. Cheiney, O. Carraz, D. Bartoszek-Bober, S. Faure, F. Vermersch, C. M. Fabre, G. L. Gattobigio, T. Lahaye, D. Guéry-Odelin, R. Mathevet, *A Zeeman slower design with permanent magnets in a Halbach configuration*, Review of Scientific Instruments **82**, 063115 (2011)
- D. Bartoszek, J. Fiutowski, T. Dohnalik, T. Kawalec, *Optical surface devices for atomic and atom physics*, Optica Applicata **40**, 535 (2010)

Badania finansowane były z następujących źródeł:

- Narodowe Centrum Nauki (grant nr 2011/01/N/ST2/00479 pt. *Uniwersalny kompaktowy układ eksperymentalny do produkcji kondensatu Bosego-Einsteina*);
- Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego (grant nr N N202 124536 pt. *Oddziaływania atom-powierzchnia w dipolowym lustrze optycznym*);
- Urząd Marszałkowski Województwa Małopolskiego — *Małopolskie Stypendium Doktoranckie* w ramach działania 2.6 *Regionalne Strategie Innowacyjne i transfer wiedzy* Zintegrowanego Programu Operacyjnego Rozwoju Regionalnego (ZPORR) 2004 – 2006;
- część aparatury została zakupiona z funduszy Europejskiego Funduszu Rozwoju Regionalnego w ramach Programu Operacyjnego Innowacyjna Gospodarka (kontrakt POIG.02.02.00-00-003/08 — *Narodowe Laboratorium Technologii Kwantowych*).

Część I

Optyczne lustro dipolowe dla
atomów Rb — pryzmat szklany
oraz metaliczne siatki dyfrakcyjne

Rozdział 1

Optyczne lustro dipolowe

Pierwsza wersja optycznego lustra dipolowego dla atomów Rb powstała w Laboratorium Zimnych Atomów przy Powierzchni w 2005 r. [1, 2], jako pierwszy (i jak dotąd jedyny) układ tego typu w Polsce. Optyczne lustro dipolowe umożliwia odbicie atomów, posiadających składową prędkości prostopadłą do powierzchni lustra, w obszarze bliskim granicy rozdziału dielektryk-próżnia. Podstawowym elementem pierwszej wersji lustra optycznego był pryzmat dielektryczny (szklany), na powierzchni którego wzbudzana była fala zanikająca o częstotliwości większej niż częstota wybranego przejścia w odbijanych atomach.

1.1 Fala zanikająca

Fala zanikająca (ewanescentna) pojawia się m. in. w rzadszym optycznie ośrodku, gdy zachodzi zjawisko całkowitego wewnętrznego odbicia (np. w dielektrycznym pryzmacie) oraz przy dyfrakcji światła na obiektach o strukturze charakteryzowanej odległościami mniejszymi niż długość fali. Natężenie fali zanikającej (patrz rozdz. 3.2.3) propagującej się kierunku x stycznym do płaszczyzny pryzmatu (rys. 1.1) i wzbudzonej na powierzchni pryzmatu szklanego wiązką o gaussowskim profilu natężenia opisane jest następująco:

$$I_{fz}(\mathbf{r}, \theta) = I_0(\theta) e^{\left(-\frac{2x^2}{w_x^2} - \frac{2y^2}{w_y^2}\right)} e^{-\frac{2z}{d(\theta)}}, \quad (1.2)$$

gdzie głębokość wnikania $d(\theta) = |k_z|^{-1} = \frac{1}{k_0 \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta - n_2^2}}$, k_0 to wektor falowy w próżni, n_1 i n_2 to odpowiednio współczynniki załamania pryzmatu i drugiego dielektryka (zazwyczaj próżni), θ to kąt padania wiązki na wewnętrzną powierzchnię pryzmatu (większy od kąta granicznego θ_c), I_0 to natężenie światła na powierzchni pryzmatu (w $\mathbf{r} = 0$), a $w_{x,y}$ to promienie (e^{-2}) wiązki gaussowskiej

na pryzmacie (przekrój w $\mathbf{r} = 0$). Natężenie fali zanikającej może być większe niż natężenie wiązki wzbudzającej [1, 3], co jest istotne dla działania optycznego lustra dipolowego. Zwiększenie natężenia w stosunku do wiązki wzbudzającej jest zależne od jej polaryzacji¹, przy czym większe jest dla polaryzacji TM (np. [1, 3, 4]). Dla fali zanikającej wzbudzonej przez wiązkę padającą w płaszczyźnie xz nie istnieje składowa strumienia energii (wektora Poyntinga) w kierunku prostopadłym do granicy rozdziału dielektryków z , składowa strumienia energii zawierająca się płaszczyźnie padania (kierunek x) jest zawsze niezerowa, natomiast składowa w kierunku y istnieje tylko wtedy, gdy niezerowe są obydwie składowe — TE i TM — fali padającej.

1.2 Optyczne lustro dipolowe

Optyczne lustro dipolowe dla atomów powstaje w wyniku wytworzenia, odstrojoną ku niebieskiemu od wybranego przejścia w atomach wiązką, potencjału odpychającego U_{dip} , który umożliwi elastyczne bądź nieelastyczne odbijanie atomów. Potencjał odpychający związany jest z siłą dipolową F_{dip} , pochodzącą z dyspersyjnej części oddziaływania pomiędzy wyindukowanym w atomach momentem dipolowym i falą elektromagnetyczną (tu – falą zanikającą). Część absorpcyjna tego oddziaływania prowadzi do spontanicznego (niekoherentnego) rozpraszania fotonów. Siła dipolowa F_{dip} jest siłą zachowawczą, więc $\mathbf{F}_{dip} = -\nabla U_{dip}$. Dla atomu dwupoziomowego oddziaływującego z klasycznym polem elektromagnetycznym w warunkach małego nasycenia ($\Omega_R^2 \ll \Gamma^2 + 4\Delta^2$) i dużego odstrojenia od rezonansu ($\Delta \gg \Gamma$), przyjmując jednocześnie założenie o względnie małym odstrojeniu fali od rezonansu ($|\omega_0 - \omega| = |\Delta| \ll \omega_0$), w przybliżeniu RWA² otrzymujemy wyrażenia na potencjał dipolowy U_{dip} i częstość spontanicznego rozpraszania fotonów Γ_{sp} [5]:

$$U_{dip}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^2 \Delta} I_{fz}(\mathbf{r}), \quad (1.3a)$$

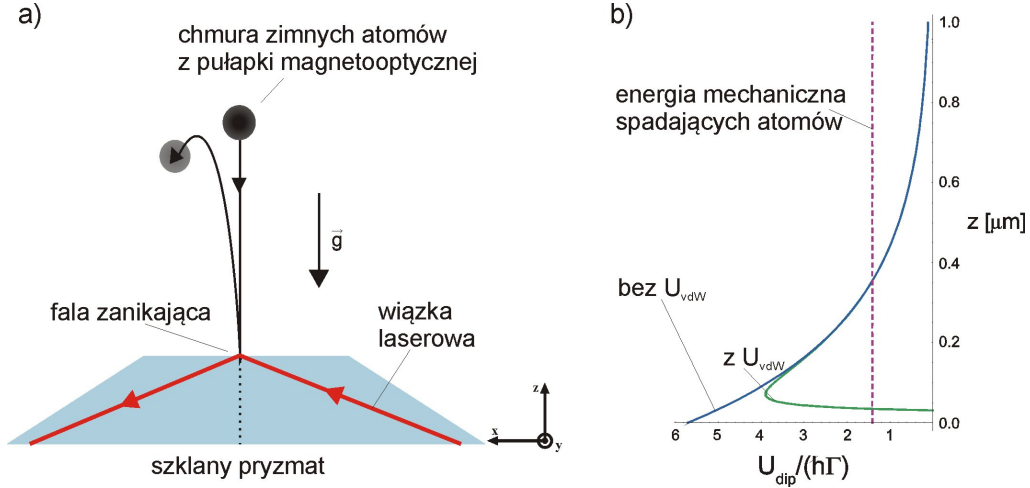
$$\Gamma_{sp}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^2 I_{fz}(\mathbf{r}), \quad (1.3b)$$

gdzie Γ to szerokość naturalna poziomu wzbudzonego, ω to częstość fali, ω_0 to częstość rezonansowa wybranego przejścia optycznego w atomach, a Ω_R to czę-

¹W pracy używane są określenia TM (*transverse magnetic*) dla polaryzacji zawierającej się w płaszczyźnie padania (inaczej polaryzacja p , równoległa) i TE (*transverse electric*) dla polaryzacji prostopadłej do płaszczyzny padania (inaczej polaryzacja s , prostopadła).

²ang. *Rotating Wave Approximation*

stość Rabięgo. Aby częstość spontanicznego rozpraszania fotonów, prowadzącego do podgrzewania atomów, była jak najmniejsza, używa się z reguły dużych odstrojeń Δ przy dużych natężeniach światła I . Wkład do siły dipolowej pochodzi praktycznie jedynie od czynnika $\exp(\frac{2z}{d})$ w potencjale dipolowym, ponieważ składowa z gradientu $-\nabla U_{dip}$ jest znacznie większa od składowych w kierunkach x i y .



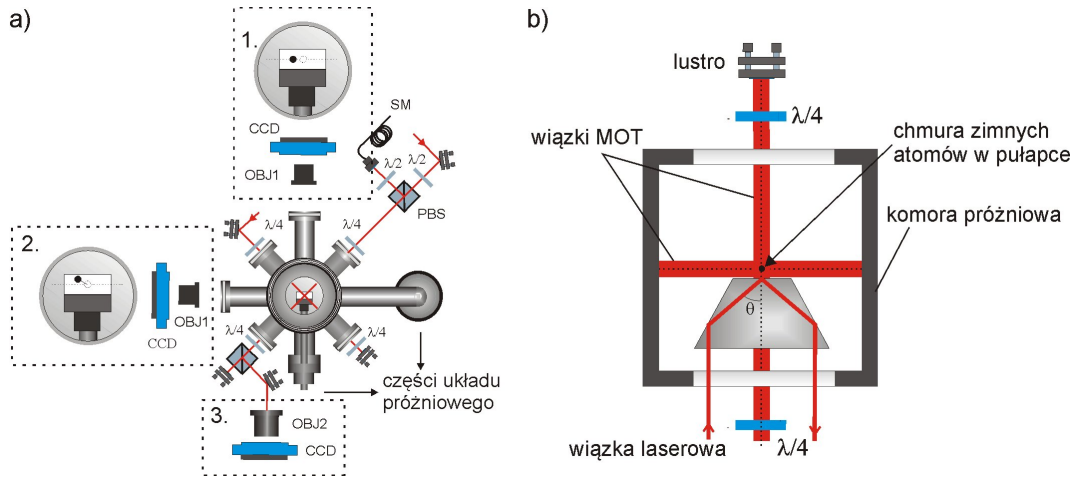
Rysunek 1.1: a) Chmura zimnych atomów z pułapki magnetoptycznej odbijająca się od lustro dipolowego, przemieszczenie chmury po odbiciu związane jest z ciśnieniem światła wywieranym przez falę zanikającą na atomy; b) Przykładowy potencjał U_{dip} (niebieska krzywa), $U_{dip} + U_{vdW}$ (zielona krzywa) oraz energia mechaniczna spadających atomów (pionowa prosta).

Potencjał U_{dip} uzupełnić należy o potencjał oddziaływania van der Waalsa, $U_{vdW} \sim \frac{1}{z^3}$, pomiędzy odbijanymi atomami i powierzchnią dielektryczną. Staje się on istotny, gdy odległość między atomem a powierzchnią jest mniejsza niż $\frac{\lambda_0}{2\pi}$, gdzie λ_0 to długość fali dominującego przejścia w atomie — dla atomów rubidu odległość ta wynosi ok. 125 nm. Zakładamy, że atom znajduje się w na tyle dużej odległości z od powierzchni pryzmatu, że oddziaływanie van der Waalsa jest przyciągające, a jednocześnie na tyle małej ($z < \lambda_0$), że zanedbywalne są efekty opóźnienia w oddziaływaniu dipola atomowego i jego obrazu (efekt Casimira-Poldera), prowadzące do potencjału $U_{CP} \sim \frac{1}{z^4}$. U_{vdW} w istotny sposób zmniejsza barierę potencjału w lustrze dipolowym, a także powoduje lekkie wygładzenie potencjału U_{dip} .

Ostatecznie, na potencjał optycznego lustro dipolowego składają się potencjał dipolowy, grawitacyjny i van der Waalsa (rys. 1.1):

$$U(z) = U_0 e^{-\frac{2z}{d}} + mgz - \frac{q}{z^3}. \quad (1.4)$$

1.3 Układ doświadczalny i otrzymane wyniki

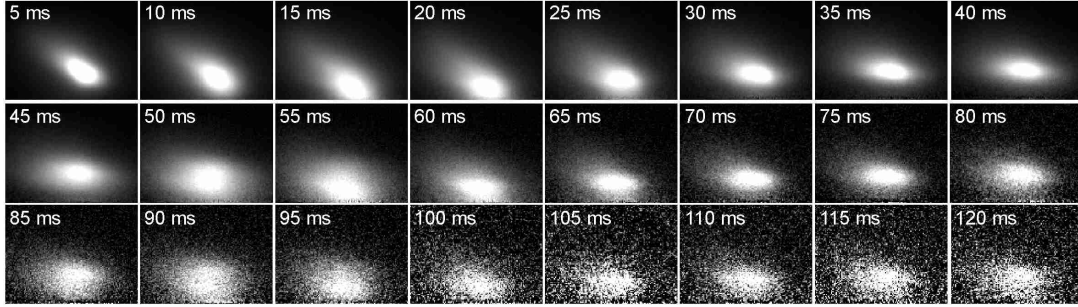


Rysunek 1.2: Układ próżniowy: a) widok z góry, b) widok z boku. Na obrazku a) pokazano trzy możliwe miejsca obrazowania atomów, we fluorescencji i absorpcji, użyteczne przy badaniu ciśnienia światła (umożliwiają zaobserwowanie przesunięcia atomów w dwóch różnych kierunkach). Oznaczenia: OBJ - obiektyw, CCD - aparat cyfrowy CCD, PBS - polaryzująca kostka światłodzieląca, SM - jednomodowy światłowód zachowujący polaryzację, $\lambda/4$ i $\lambda/2$ - płytki ćwierć- i półfalowe.

Układ doświadczalny szczegółowo opisany jest w pracach [6–8], dlatego poniżej zamieszczony zostanie jedynie krótki jego opis. Źródłem zimnych atomów ^{85}Rb w eksperymencie jest pułapka magnetooptyczna (MOT) w standardowej konfiguracji. Pionowa para wiązek pułapkujących przechodzi przez szklany pryzmat (N-BK7), znajdujący się parę milimetrów pod pułapką, na powierzchni którego wzbudzana jest fala zanikająca (rys. 1.2). Pozostałe dwie pary wiązek pułapkujących propagują się poziomo bezpośrednio nad powierzchnią pryzmatu. Uzyskiwano temperaturę chmury atomów rzędu $10\text{--}20\ \mu\text{K}$ po melasie optycznej. Atomy pułapkiwane były $1\text{--}3\ \text{mm}$ nad powierzchnią pryzmatu, wypuszczane z pułapki i mogły oddziaływać z potencjałem w trzech konfiguracjach [4, 6] (przykłady działania lustra przedstawiają rys. 1.3 i 1.4). Wiązki padały na górną powierzchnię pryzmatu pod kątem ok. 43° (ok. 1.5° powyżej kąta granicznego).

Optyczne lustro dipolowe uruchomiono także dla ^{87}Rb i w takim lustrze przeprowadzono pomiary przekazu pseudopędu opisane poniżej.

Pomiar ciśnienia światła W układzie optycznego lustra dipolowego przeprowadzono badania dotyczące mechanicznego oddziaływania fali zanikającej na chmurę zimnych atomów w pobliżu powierzchni dielektrycznej, a w szczególności ciśnienia światła wywieranego przez tę falę. Zimne atomy były odbijane



Rysunek 1.3: Potrójne odbicie od optycznego lustro dipolowego. Zdjęcia fluorescencyjne wykonywane były co 5 ms od wypuszczenia atomów z melasy optycznej, obrazki są wynikiem uśrednienia 5 zdjęć. Punkt odbicia widać na zdjęciach dla 15, 55 i 95 ms. Temperatura atomów była rzędu $20 \mu\text{K}$, a ich wysokość nad pryzmatem ok. 2 mm. Wiązka tworząca lustro miała następujące parametry: odstrojenie 1.3 GHz, moc 300 mW, kąt padania 1.5° powyżej kąta granicznego, promień (e^{-2}) wiązki na pryzmacie z przedziału $400 - 600 \mu\text{m}$.

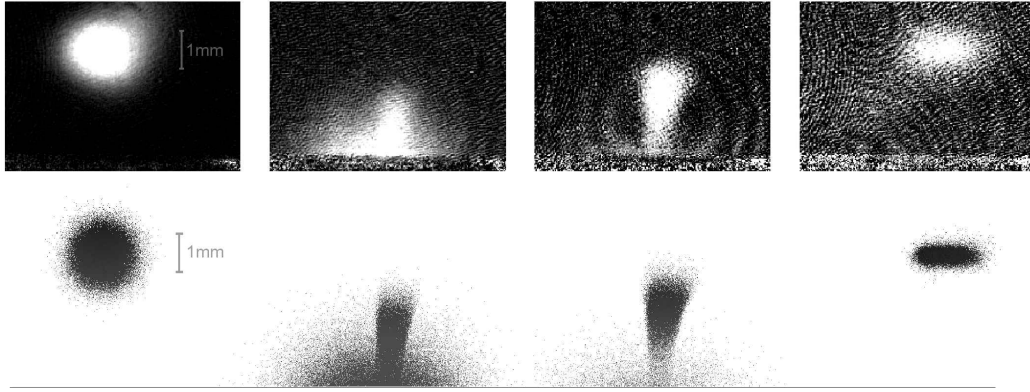
przez potencjał odpychający wytworzony przez jedną lub dwie fale zanikające. W szczególności — użyto kwazi-rezonansowej fali zanikającej. W takim układzie zmierzone zostało niekoherentne rozpraszanie fotonów w reżimie małych ($1 - 6 \Gamma$) i dużych ($> 10 \Gamma$) odstrojeń.

Zagadnienie ciśnienia światła wywieranego przez falę zanikającą na chmurę zimnych atomów było częścią rozprawy doktorskiej dr. Jacka Fiutowskiego, jednak pomiary zostały wykonane przy czynnym udziale autorki niniejszej pracy (udział wyszczególniono w rozdz. 11). Przebieg i wyniki pomiarów zostały dokładnie opisane w pracach [6] i [4].

Pomiar pseudopędu Korzystając z doświadczenia zdobytego przy powyższym eksperymencie, dokonano pomiaru tzw. pseudopędu fali zanikającej. Pęd przekazywany atomowi w polu fali zanikającej wynosi

$$p_{pm} = \hbar k_{\parallel} = \hbar k_0 n \sin \theta_i > \hbar k_0, \quad (1.5)$$

gdzie k_{\parallel} to składowa wektora falowego fali zanikającej równoległa do powierzchni, k_0 to wektor falowy w próżni, n to współczynnik załamania dielektryka, a θ_i to kąt padania fali ulegającej całkowitemu wewnętrznemu odbiciu. Pęd p_{pm} nazywany jest pseudopędem z uwagi na liczne kontrowersje związane z zagadnieniem pędu fali elektromagnetycznej w ośrodku materialnym [9–11]. Pośredniego pomiaru pseudopędu dokonano w pracach [12, 13] metodami spektroskopowymi, wzbudzając falę lub przeciwbieżne fale zanikające na powierzchni dielektrycznego pryzmatu i badając ich wpływ na atomy cezu poprzez widma absorpcyjne.

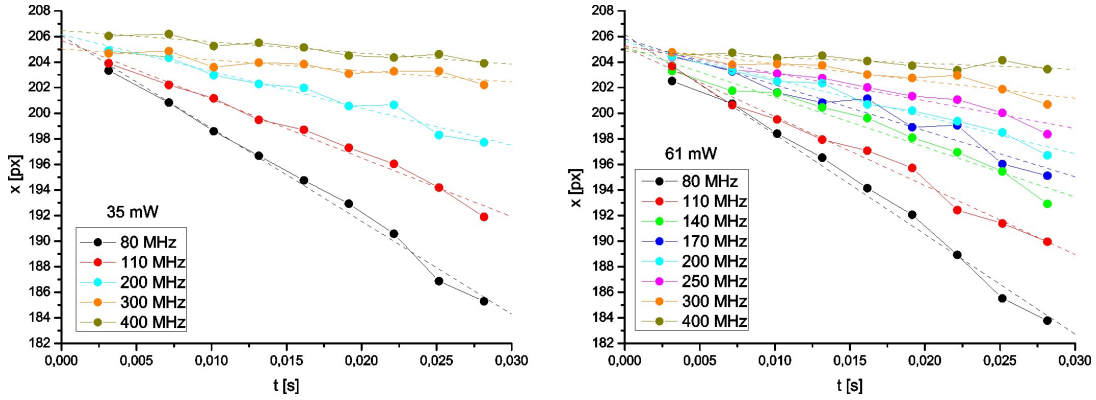


Rysunek 1.4: Pojedyncze odbicie od lustra dipolowego (a) i jego komputerowa symulacja (b). Zdjęcia zostały wykonane techniką absorpcyjną (uśrednianie po 5 zdjęciach) po 10, 30, 35 i 50 ms od uwolnienia z melasy optycznej. Temperatura atomów wynosiła $12 \mu\text{K}$, a ich wysokość początkowa 2.9 mm . Wiązka tworząca lustro miała następujące parametry: odstrojenie 2.5 GHz , moc 30 mW , kąt padania 1.5° powyżej kąta granicznego, promienie (e^{-2}) wiązki na pryzmacie $520 \times 430 \mu\text{m}$.

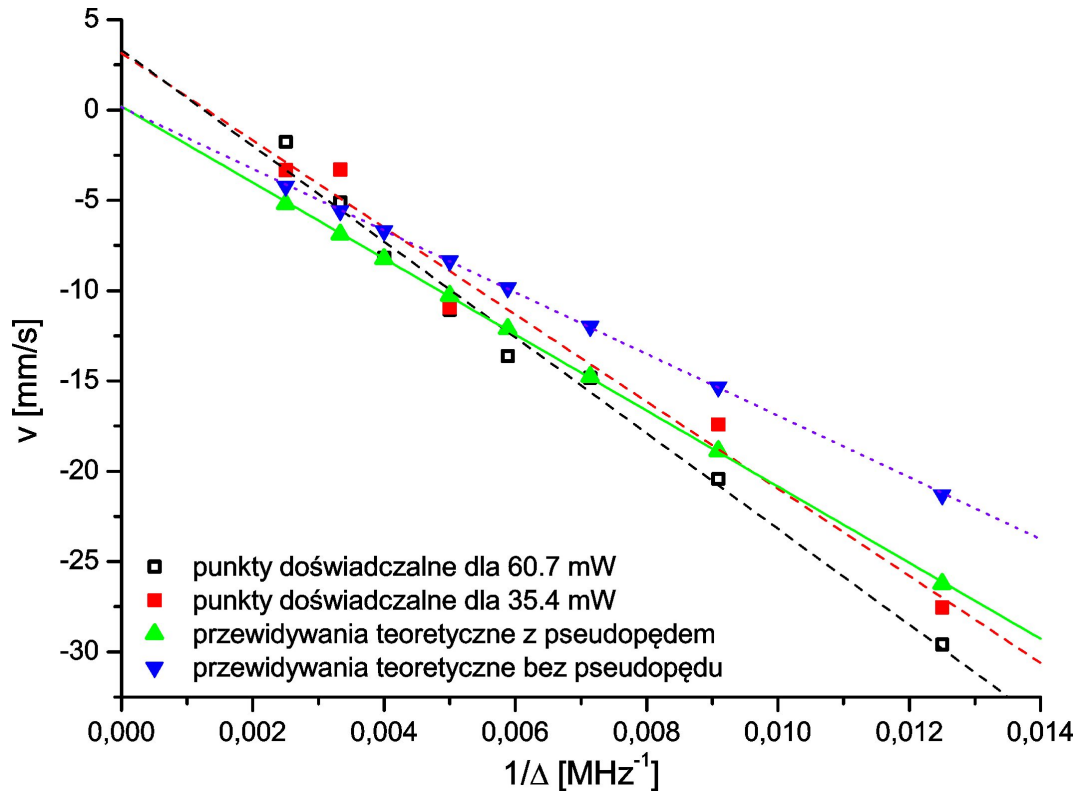
W układzie optycznego lustro dipolowego pomiar przekazu pseudopędu może być wykonany bezpośrednio poprzez obserwację przemieszczenia chmury atomów po odbiciu. Ze względu na zależność p_{pm} od sinusa kąta padania wiązki tworzącej lustro, korzystnie jest zastosować lustro dipolowe z dużym kątem padania wiązki. Zastosowano kąty θ_i pomiędzy 50° a 60° , jednakże wraz ze zwiększającym się kątem padania maleje potencjał U_{dip} , a także liczba rozpraszanych fotonów, dlatego konieczne jest zastosowanie mniejszych odstrojeń od rezonansu Δ dla zrównoważenia tego efektu. W doświadczeniu zastosowano odstrojenia z przedziału $50 - 800 \text{ MHz}$, co z kolei wymaga uwzględnienia struktury stanu wzbudzonego (wraz z efektami nasyceniowymi) [4], ponieważ odstrojenie staje się porównywalne z rozszczepieniem nadsubtelny stanu wzbudzonego.

Pomiar pseudopędu polegał na rejestrowaniu przesunięcia chmury atomów po odbiciu dla różnych odstrojeń Δ wiązki tworzącej lustro, przy czym dla każdego odstrojenia mierzone było wiele położenia chmury (dla różnych czasów po odbiciu) w celu polepszenia dokładności. Zależność położenia w poziomie chmury atomów od czasu po odbiciu jest zależnością liniową (patrz rys. 1.5), a współczynnik kierunkowy prostej daje prędkość chmury atomów po odbiciu. Rys. 1.6 przedstawia prędkości chmury atomów po odbiciu w zależności od $\frac{1}{\Delta}$, ponieważ liczba rozpraszonych fotonów wynosi [4]

$$N_{sp} = \frac{\Gamma dm}{\hbar \Delta} \sqrt{2gh}, \quad (1.6)$$



Rysunek 1.5: Zależność przesunięcia — pokazanego schematycznie na rys. 1.1 — chmury atomów (w pikselach) od czasu po odbiciu dla mocy wiązki tworzącej lustro 35.4 mW i 60.7 mW.



Rysunek 1.6: Zależność prędkości chmury atomów po odbiciu od $\frac{1}{\Delta}$: dla mocy wiązki tworzącej lustro 35.4 mW i 60.7 mW oraz dla punktów teoretycznych z uwzględnieniem pseudopędu oraz bez jego uwzględnienia. Do wszystkich zestawów punktów dopasowano proste. Współczynniki nachylenia prostych przedstawiają się następująco: dla 35.4 mW $2411 \pm 206 \text{ MHz} \frac{\text{mm}}{\text{s}}$, dla 60.7 mW $2650 \pm 125 \text{ MHz} \frac{\text{mm}}{\text{s}}$, wartość teoretyczna dla pseudopędu $2104 \pm 10 \text{ MHz} \frac{\text{mm}}{\text{s}}$, wartość teoretyczna bez pseudopędu $1708 \pm 9 \text{ MHz} \frac{\text{mm}}{\text{s}}$.

gdzie Γ to naturalna szerokość linii, d to głębokość wnikania, m to masa atomu Rb, a h to początkowa wysokość chmury atomów nad pryzmatem. Zależność ta zmierzona została dla różnych mocy lasera. Jak widać, występuje pewna zależność od mocy (nieobecna we wzorze 1.6), co związane jest z rozpraszaniem światła na pryzmacie, komorze, okienkach. Zmniejszenie zależności od mocy można osiągnąć poprzez zastosowanie pryzmatu o lepszej płaskości i mniejszej chropowatości (dla używanego pryzmatu płaskość wynosiła $\lambda/20$ dla górnej powierzchni i $\lambda/10$ dla bocznych ścianek dla $\lambda = 800$ nm, a chropowatość 2 nm RMS) oraz z pokryciem antyrefleksyjnym na dolnej i bocznych ściankach. Ponadto konieczne okazało się zastosowanie przesłon mechanicznych, zarówno w wiązkach pułapkujących, jak i w wiązce tworzącej lustro, ponieważ oddziaływanie atomów z wiązkami „cieknącymi” (pomimo wyłączenia ich za pomocą modulatorów akustooptycznych) znacząco zaburzało wyniki pomiarów. Po wstawieniu przesłon czułość pomiaru osiągnęła ok. 0.5 fotonu na odbicie.

Prócz rozprożeń fotonów na elementach w komorze występują jeszcze dwa poważne problemy — niecentralność odbicia chmury atomów od lustra dipolowego oraz odchylenie od pionowego spadku chmury, jednak wykorzystana metoda pomiaru w dużej mierze eliminuje te problemy. Chmura spadając pod pewnym kątem na lustro, niezależnie od przekazu pędu związanego z lustrem, ma po odbiciu pewną prędkość poziomą — powoduje to równoległe przesunięcie prostej na wykresie typu rys. 1.6, bez zmiany jej nachylenia. Jest to istotne, ponieważ to nachylenie prostej określa, czy zaobserwowano zjawisko pseudopędu i czy jego wartość odpowiada przewidywaniom teoretycznym. Przy analizie wyników pomiarów należy także wziąć pod uwagę dokładność określenia kąta padania θ_i . Zaletą dużych kątów padania jest fakt, że głębokość wnikania d fali zanikającej (obecna w N_{sp}) już dość słabo zależy od θ_i , więc niepewność pomiaru kąta padania nie jest kluczowa.

Zależności otrzymane doświadczalnie, przedstawione na wykresie 1.6, w porównaniu do punktów teoretycznych sugerują, że mamy do czynienia z efektem przekazu pseudopędu, przy czym wartości eksperymentalne N_{sp} są większe od przewidywanych.

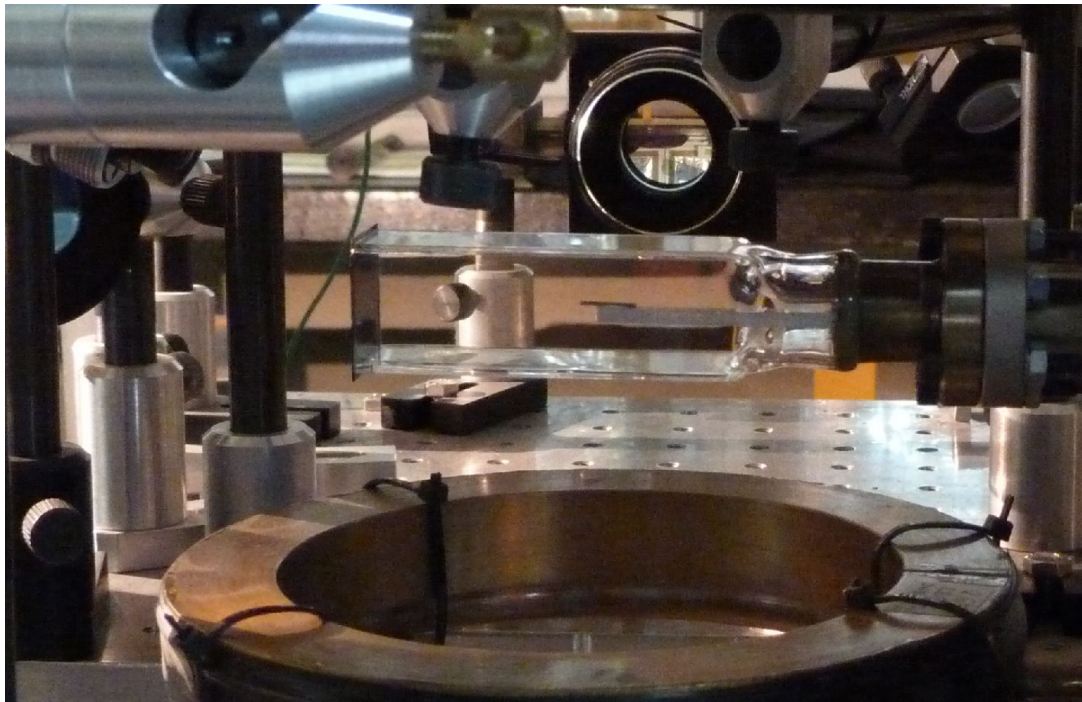
Pomiary pseudopędu, przedstawione na wykresie 1.6, zostały przeprowadzone przy użyciu chmury atomów ^{87}Rb o temperaturze ok. 25 μK (po melasie optycznej) i początkowej wysokości 2.39 mm nad powierzchnią pryzmatu. Lustro dipolowe włączane było na 1 – 4 ms, badano położenie chmury atomów po odbiciu dla czasów od 5 do 26 ms po wyłączeniu lustra. Zdjęcie fluorescencyjne trwało 300 μs , dla polepszenia dokładności dla danego punktu pomiarowego uśredniano 5 zdjęć. Kąt θ_i całkowitego wewnętrznego odbicia wynosił 54.6°, na-

tomiast promień (e^{-2}) przekroju wiązki gaussowskiej tworzącej lustro wynosiły ok. $800 \mu\text{m}$.

Jak wyjaśniono powyżej, opracowana metoda pomiarowa eliminuje problemy wynikające z odstępstwa od idealnego przypadku chmury spadającej pionowo i centralnie na lustro dipolowe. Nie dotyczy to jednak przypadku, gdy niecentralność odbicia lub kąt spadania chmury atomów zmieniają się w trakcie serii pomiarowej. W tej sytuacji pomocne będzie użycie dipolowej pułapki optycznej jako stabilnego przestrzennie źródła spadających atomów — chmura atomów po przeładowaniu do pułapki optycznej będzie mieć ustalone położenie i prędkość początkową.

1.4 Mikrostruktury — motywacja

Skonstruowane w Laboratorium Zimnych Atomów przy Powierzchni dipolowe lustro optyczne jest doskonałym narzędziem badawczym w prężnie rozwijającej się w ostatnich latach dziedzinie manipulacji atomami przy pomocy światła. Charakteryzuje się ono dużą powtarzalnością, posiada łatwą regula-



Rysunek 1.7: Nowa komórka próżniowa do eksperymentu z lustrem dipolowym na bazie polarytonów plazmonów powierzchniowych. W komórce działa już pułapka magnetooptyczna dla atomów ^{87}Rb . W jej środku umieszczono mikrostrukturę przyczepioną na pręciku.

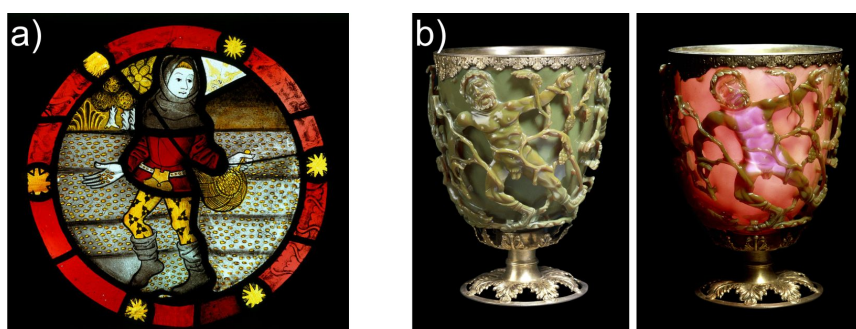
cję początkowej wysokości chmury zimnych atomów nad powierzchnią pryzmatu, efektywny układ detekcji absorpcyjnej i fluorescencyjnej odbijanych atomów oraz zapewnia obserwację atomów odbitych elastycznie i nieelastycznie. Jednakże pryzmat szklany jest relatywnie dużym elementem optycznym, dlatego postanowiono poszukać innego sposobu otrzymywania potencjału umożliwiającego działanie lustra dipolowego. Wytworzenie na powierzchni potencjału pozwalającego na zaawansowaną kontrolę ruchu i stanu atomów może być osiągnięte za pomocą struktur metalicznych. Przykładem takich struktur mogą być metaliczne siatki dyfrakcyjne, które umożliwiają wytworzenie przy pomocy światła tak zwanych polarytonów plazmonów powierzchniowych, które z kolei generują mikropotencjały dla atomów. Teoria polarytonów plazmonów powierzchniowych i ich dotychczasowe wykorzystanie w dziedzinie fizyki atomowej, symulacje numeryczne pozwalające na znalezienie zadowalających geometrii i parametrów mikrostruktur oraz wyniki diagnostyki wytworzonych siatek przedstawione są w rozdziałach 2 – 5. Rys. 1.7 przedstawia przygotowany nowy układ próżniowy, w którym umieszczona została mikrostruktura.

Rozdział 2

Plazmony powierzchniowe — wprowadzenie

2.1 Historia

Jednym z najstarszych znanych zastosowań plazmonów powierzchniowych, w tym przypadku zlokalizowanych plazmonów powierzchniowych, jest wykorzystanie nanocząstek metali szlachetnych do nadawania koloru szkłu, np. przy produkcji witraży czy naczyń. Znanym przykładem tej technologii jest rzymski Puchar Likurga z IV wieku n. e. (rys. 2.1). W świetle odbitym ma on kolor zielony, natomiast w świetle przechodzącym — czerwony, co osiągnięto przez wykorzystanie nanocząstek srebra i złota o średnicy ok. 70 nm [14, 15]. Innym przykładem jest średniowieczny (ok. 1480 r.) witraż z Norwich (Anglia), który kolor czerwony zawdzięcza nanocząstkom złotym, a żółty — srebrnym.



Rysunek 2.1: a) Średniowieczny witraż „October; the Labours of the Months”, Victoria and Albert Museum, Londyn; b) Puchar Likurga (© The Trustees of the British Museum) w świetle odbitym (po lewej) i przechodzącym (po prawej).

Na początku XX wieku, w 1902 r., R. Wood zaobserwował anomalie w widmie odbitym od metalicznych siatek dyfrakcyjnych [16, 17] — dla polaryzacji TM występowały minima w natężeniu odbitego światła dla pewnego niewielkiego zakresu długości fal (tzw. anomalie Wooda). Parę lat później lord Rayleigh zaproponował wyjaśnienie tych anomalii — miały one pochodzić z redystrybucji energii w pozostałe rzędy dyfrakcji, w momencie gdy jeden z nich staje się zanikający [18]. Nie jest to jednak wyjaśnienie prawdziwe, gdyż redystrybucja taka prowadzi do wzrostu energii w pozostałych rzędach ugięcia (jest to tzw. anomalia Rayleigha, patrz rys. 3.10). Dopiero w 1941 r. U. Fano poprawnie zinterpretował anomalie Wooda jako rezonansowe wzbudzenie fal powierzchniowych [19], a nazwa „plazmon powierzchniowy” użyta została po raz pierwszy w pracy [20] w 1957 r. do opisanie oddziaływania oscylacji plazmy z powierzchnią metalowej folii.

2.1.1 Terminologia

Plazmony powierzchniowe (*surface plasmon*, SP) to występujące na granicy metal/dielektryk¹ kolektywne oscylacje elektronów (kwanty oscylacji plazmy przy powierzchni). Przy sprzężeniu plazmonu powierzchniowego z fotonem powstaje kwazicząstka — polaryton plazmonu powierzchniowego (*surface plasmon polariton*, SPP) [21, 22]. Na nanostrukturach wzbudzane są zlokalizowane mody polarytonów plazmonów powierzchniowych, tzw. zlokalizowane plazmony powierzchniowe (*localized surface plasmon*, LSP). Polarytony plazmonów powierzchniowych propagują się na granicy ośrodków, a z ich wzbudzeniem związane jest wzmocnione pole elektryczne (wzmocnienie rzędu 100 względem natężenia pola padającego), które zanika eksponencjalnie w kierunku normalnym do granicy na odległości zależnej od stałej dielektrycznej ośrodka.

W niniejszej pracy określenia plazmony powierzchniowe (SP) i polarytony plazmonów powierzchniowych (SPP) będą używane wymiennie, oznaczając zawsze sprzężenie kwantu plazmy z fotonem (o ile nie zaznaczono inaczej).

2.2 Zastosowania

Ze względu na swoje szczególne właściwości, opisane w rozdziale 3, polarytony plazmonów powierzchniowych i zlokalizowane plazmony powierzchniowe mają ogromny potencjał aplikacyjny w wielu, nieraz odległych, dziedzinach nauki i w przemyśle. Wybrane przykłady wykorzystania tychże właściwości (na

¹ogólniej: na granicy ośrodków, dla których rzeczywista część stałej dielektrycznej (względnej przenikalności elektrycznej) zmienia znak

podstawie prac [22], [23]) zostały skrótowo przedstawione poniżej, jednak nie wyczerpują one całej gamy zastosowań plazmonów powierzchniowych.

Pomiar optycznych własności metali Znajomość optycznych właściwości cienkich warstw metali jest niezwykle istotna, szczególnie w perspektywie rozwoju układów w skali mikro i nano, takich choćby jak wymienione w niniejszym rozdziale. Standardowe techniki obejmują metody elipsometryczne oraz pomiary odbicia i transmisji. W 1971 r. Kretschmann zaproponował wykorzystanie w tym celu rezonansu plazmonowego [24] (w konfiguracji Kretschmanna-Raethera, patrz rozdział 3), następnie w pracach [25] i [26] dopracowano metodę jednoznacznego wyznaczenia stałej dielektrycznej $\varepsilon(\omega)$. Różne metody i ich kombinacje pozwalają wyznaczyć $\varepsilon(\omega)$ w konkretnym przypadku [27].

Czujniki chemiczne i biologiczne Rezonans plazmonowy jest bardzo czuły na zmiany współczynnika załamania ośrodka sąsiadującego, dlatego doskonale nadaje się do wykorzystania w czujnikach. Ponadto „skoncentrowanie” i wzmocnienie pola związanego ze wzbudzeniem SPP przy powierzchni jest istotne dla redukcji szumów, gdyż umożliwia lokalną detekcję w ściśle określonej objętości. Czujniki wykorzystujące konfigurację Kretschmanna są dostępne komercyjnie (np. [28] działający w środowisku wodnym). Powierzchnię złota stykającą z otoczeniem pokryć można warstwą cząsteczek organicznych, a następnie umieścić w płynie zawierającym inne cząsteczki, które będą się przyłączać do warstwy na złocie zmieniając efektywny współczynnik załamania — w ten sposób można badać np. kinetykę reakcji (wiązania cząsteczek), co jest istotne m. in. w przemyśle farmaceutycznym, biochemii i medycynie. Prócz konfiguracji Kretschmanna popularne są także czujniki oparte na światłowodach. Przykładowo zdejmowany jest kawałek płaszczka, a rdzeń pokrywany metalem i badana jest transmisja światła o szerokim spektrum [29, 30] bądź w rdzeniu „umieszczana” jest siatka Bragga, a warstwa metalu napylana jest na cienkim płaszczu [31].

Optyka bliskiego pola Skaningowy mikroskop optyczny bliskiego pola (SNOM²), skaningowy mikroskop tunelowy (STM³) i mikroskop sił atomowych (AFM⁴) zapewniają zdolność rozdzielczą poza ograniczeniem dyfrakcyjnym mikroskopów optycznych. Powstały różne wariacje tych mikroskopów wykorzystujące SPP, m. in. skaningowy plazmonowy mikroskop bliskiego pola (SPNM⁵) [32] czy ska-

²Near-Field Scanning Optical Microscopy

³Scanning Tunneling Microscope

⁴Atomic Force Microscope

⁵Scanning Plasmon Near-Field Microscope

ningowy plazmonowy mikroskop optyczny (SPOM⁶) [33, 34]. Do próbkowania powierzchni użyć można również metalowej nanostruktury o rozmiarze kilkadziesiąt nm umieszczonej na czubku sondy mikroskopu SNOM — dzięki zlokalizowanym plazmonom powierzchniowym uzyskuje się ściśnięte i wzmocnione pole, co pozwala osiągnąć rozdzielczość przestrzenną porównywalną z rozmiarem nanostruktury i zwiększyć transmisję światła przez sondę [35]. Zwiększenie transmisji można osiągnąć także przez wykorzystanie plazmonów powierzchniowych w inny sposób, np. pokrywając koniec sondy (światłowodu) warstwą metalu z centralną aperturą o rozmiarach mniejszych niż długość fali i periodycznym wzorem wokół [36] lub karbując okolicę czubek sondy [37, 38].

Przy obrazowaniu w dalekim polu gubiona jest informacja dostępna w polu bliskim (pola zanikające), co ogranicza rozdzielczość obrazowania. W 2000 r. J. Pendry [39] zaproponował koncepcję „supersoczewki”, która poprzez wykorzystanie SPP wzbudzanych na metalowej warstwie wzmacniałaby pola zanikające. Supersoczewki zostały zaprezentowane np. w pracach [40–42], jednakże ponieważ prócz wzmacniania pól zanikających nie zmieniają ich charakteru, to obrazowanie również musi odbywać się w bliskim polu (poprzez utrwalanie obrazu na materiale światłoczułym), co nie jest szczególnie wygodne. Wady tej nie wykazują powiększające supersoczewki, tzw. „hipersoczewki” (od hiperbolicznego kształtu krzywej dyspersji we współrzędnych walcowych), w których wykorzystuje się np. koncentryczne naprzemienne warstwy metalu i dielektryka [43–46], dla których $|\varepsilon_m| \simeq \varepsilon_d$.

Gromadzenie danych Opracowywane są technologie mające na celu zwiększenie gęstości zapisu danych na nośnikach ponad 1 Tbit cm⁻³. Jednym z pomysłów jest technologia HAMR (*heat assisted magnetic recording*) [47], która bazuje na fakcie, że koercja materiału magnetycznego jest silnie zależna od temperatury. Aby na nośniku magnetycznym móc gęściej zapisać dane, konieczne jest zmniejszenie objętości i zwiększenie anizotropii magnetycznej ziaren materiału, co z kolei wiąże się z coraz silniejszymi polami potrzebnymi do zapisu. Jednakże lokalne podgrzanie materiału powyżej temperatury Curie powoduje spadek koercji do zera i umożliwia zapis informacji w osiągalnym polu magnetycznym, po czym materiał jest ochładzany w celu przywrócenia jego anizotropii i przez to stabilności zapisanych danych. Lokalne podgrzanie materiału uzyskać można poprzez wzbudzenie zlokalizowanych plazmonów powierzchniowych na nanostrukturach w kształcie lizaka [48]. Innym pomysłem na zwiększenie gęstości zapisu jest zastosowanie jako nośnika informacji złotych nanoprętów umieszczo-

⁶Scanning (Surface) Plasmon (Near-Field) Optical Microscope

nych w odpowiednim ośrodku. SPP wzbudzone na nanoprętach są selektywne ze względu na polaryzację i długość fali, co w wyniku efektu fototermicznego powoduje odkształcanie podzbioru nanoprętów o odpowiednich parametrach przy oświetlaniu wiązką lasera — w taki sposób następuje zapis danych. Używając nanoprętów o nieco innych wymiarach oraz światła o paru dobranych długościach fali i kierunkach polaryzacji, można uzyskać zapis różnych danych w tej samej objętości [49], czyli multipleksowany zapis optyczny.

Powierzchniowo wzmocniona spektroskopia ramanowska Cząsteczki zaadsorbowane na chropowatych powierzchniach niektórych metali, szczególnie srebra, złota i miedzi, dają bardzo intensywny sygnał ramanowski — wzmocnienie jest rzędu 10^6 lub większe w porównaniu do standardowej spektroskopii [50, 51]. Wzrost natężenia rozpraszania ramanowskiego związany jest ze wzmocnieniem pola spowodowanym wzbudzeniem plazmonów powierzchniowych na nierównościach powierzchni (ziarna o wielkości 10 – 100 nm). Prócz chropowatej powierzchni wykorzystuje się także domieszkę metalicznych nanocząstek, na których wzbudzone są plazmony zlokalizowane [52, 53].

Ogniwa słoneczne Ogniwa słoneczne zamieniają energię promieniowania słonecznego na elektryczną w wyniku efektu fotowoltaicznego. Typowo są to półprzewodniki o grubościach kilku długości fali o teksturowanej powierzchni w celu zwiększenia absorpcji światła. Dąży się do wytworzenia bardzo cienkich absorberów, dla których trzeba opracować nowy rodzaj struktury wzmacniającej absorpcję — mogą być to np. metaliczne nanostruktury na powierzchni absorbera lub nanocząstki umieszczone w jego objętości. Plazmony powierzchniowe powstające na takich nanostrukturach i nanocząstkach powodują oczekiwane zwiększenie efektywności konwersji energii [54–56].

Medycyna Dielektryczne nanokulki ze złotą powłoką, na których światłem podczerwonym wzbudzone są powierzchniowe plazmony zlokalizowane, wykorzystywane są w medycynie do lokalizowania i niszczenia komórek rakowych. Światło podczerwone może penetrować ok. 1 cm w głąb tkanek, oświetlane nim rezonansowo nanokulki ulegają mocnemu podgrzaniu, co powoduje lokalne zniszczenie tkanki [57]. Powierzchnia nanokulek może być ponadto funkcjonalizowana innymi cząsteczkami, które powodują gromadzenie się kulek w miejscu zmienionej nowotworowo tkanki [58].

Nanofotonika Wzbudzenie SPP pozwala na kontrolowanie światła w skali mniejszej niż długość fali światła wzbudzającego. Możliwe jest skupianie SPP w

celu „koncentracji” energii [59–61]. Przy pomocy łańcuchów nanocząstek, metalowych nanodrutów lub rowków uzyskuje się falowody dla plazmonów. Dalszym krokiem jest odtwarzanie w nanoskali m. in. rozdzielaczy wiązki (*beam-splitter*), interferometrów czy reflektorów Bragga [62–66]. Tablice nanodziurek o odpowiednio dobranym okresie pozwalają manipulować kolorem światła przechodzącego [67, 68]. Poczyniono także kroki w stronę zbudowania lasera z wykorzystaniem SPP — w widmach emisyjnych zaobserwowano zawężenie spektralne linii i wystąpienie progu dla mocy wejściowej. W pracy [69] wykorzystano strukturę warstwową (aluminium, tlenek aluminium z dziurami wypełnionymi barwnikiem oraz grafen), sprzęgając pole SPP z molekułami barwnika. Odwrócona konfiguracja Kretschmanna w postaci szklanego pryzmatu, pokrytego warstwą srebra i polimeru domieszkowanego rodaminą, oświetlana od strony polimeru została zaproponowana w pracy [70]. Natomiast w [71] zaprezentowano hybrydowy falowód dla SPP, składający się z półprzewodnikowego nanodrutu (CdS) na warstwie srebra z warstwą izolującą MgF_2 pomiędzy — w strukturze takiej powstają mody plazmonowe nowego typu, propagujące między odbijającymi końcówkami nanodrutu. Zaproponowano także urządzenie analogiczne do lasera — spaser — w którym ośrodkiem czynnym mają być kropki kwantowe, wzbudzone przez SPP, które emitują w sposób wymuszony z powrotem do SPP [72].

Litografia Polarytony plazmonów powierzchniowych wytwarzane np. na maskach z metalu, mogą być wykorzystane w procesie fotolitograficznym do tworzenia struktur o rozmiarach nanometrowych [73–76]. Działają one w tym przypadku jako źródło światła o wysokiej częstotliwości (redukcja długości fali w stosunku do światła wzbudzającego) i dużym natężeniu pola.

Rozdział 3

Podstawy teoretyczne

Klasyczny opis polarytonów plazmonów powierzchniowych jest poprawny, gdy ośrodek/obiekt, na którym wzbudzane są plazmony, może być opisany za pomocą funkcji dielektrycznej $\varepsilon(\omega)$ — w niej zawarta jest cała niezbędna informacja o właściwościach ośrodka, otrzymana na bazie mechaniki kwantowej [77]. Makroskopowa stała dielektryczna dobrze opisuje obiekty o rozmiarach powyżej 10 nm [23], natomiast dla obiektów o rozmiarach 1–2 nm właściwa będzie postać stałej dielektrycznej zależnej od wielkości [78–80] — dyskusja na temat wpływu rozmiaru obiektu na funkcję dielektryczną przedstawiona jest w pracach [81, 82]. Dlatego w niniejszym rozdziale podstawowe właściwości metali oraz polarytonów plazmonów powierzchniowych na granicy metal/dielektryk zostaną wprowadzone przy pomocy makroskopowych równań Maxwella z odpowiednimi warunkami brzegowymi.

3.1 Optyczne właściwości metali

Makroskopowe równania Maxwella, opisujące oddziaływanie pola elektromagnetycznego z ośrodkiem materialnym, przyjmują następującą postać (w układzie SI):

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_{ext}, \quad (3.1a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (3.1b)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (3.1c)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_{ext} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (3.1d)$$

gdzie \mathbf{D} jest indukcją elektryczną (przesunięcie dielektryczne), \mathbf{B} to indukcja pola magnetycznego, a \mathbf{E} i \mathbf{H} — natężenia odpowiednio pola elektrycznego i magnetycznego. \mathbf{J}_{ext} i ρ_{ext} są gęstościami zewnętrznego (źródłowego) ładunku i prądu elektrycznego.

Formalizm równań Maxwella może być wykorzystany do klasycznego opisu metalicznych nanostruktur o rozmiarach rzędu kilku nanometrów i cienkich warstw metali. Uzasadnieniem tego jest wysoka gęstość ładunków swobodnych w metalu, która powoduje, że przerwy pomiędzy poziomami energetycznymi elektronów są niewielkie w porównaniu ze wzbudzeniami termicznymi o energii $k_B T$ w temperaturze pokojowej [83].

Związek pól makroskopowych \mathbf{D} , \mathbf{E} , \mathbf{B} i \mathbf{H} jest określony dalej przez polaryzację \mathbf{P} i magnetyzację \mathbf{M}

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (3.2a)$$

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} - \mathbf{M}, \quad (3.2b)$$

gdzie ε_0 i μ_0 to przenikalność elektryczna i magnetyczna próżni. Dla materiałów liniowych i izotropowych mamy równania materiałowe

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \mathbf{E}, \quad (3.3a)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H}, \quad (3.3b)$$

gdzie ε to stała dielektryczna, a $\mu = 1$ dla rozważanych materiałów niemagnetycznych ($\mathbf{M} = 0$). Polaryzacja \mathbf{P} związana jest z gęstością ładunków wewnętrznych $\nabla \cdot \mathbf{P} = -\rho$ oraz z gęstością prądu $\mathbf{J} = -\frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t}$. Makroskopowe pole elektryczne zawiera w sobie wszystkie efekty polaryzacyjne $\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho_{\text{tot}}}{\varepsilon_0}$, $\rho_{\text{tot}} = \rho_{\text{ext}} + \rho$. Polaryzacja przedstawiana jest często przy użyciu podatności dielektrycznej χ ($\varepsilon = 1 + \chi$): $\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E}$. Natomiast zależność między gęstością prądu \mathbf{J} i przewodnością elektryczną σ opisana jest przez $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$.

W ogólności, funkcja dielektryczna $\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega)$ (jak również przewodność elektryczna) jest zespoloną funkcją częstotliwości ω i w następujący sposób związana jest z zespolonym współczynnikiem załamania: $\tilde{n}(\omega) = \sqrt{\varepsilon(\omega)} =$

$n(\omega) + i\kappa(\omega)$:

$$\varepsilon' = n^2 - \kappa^2, \quad (3.4a)$$

$$\varepsilon'' = 2n\kappa, \quad (3.4b)$$

$$n^2 = \frac{\varepsilon'}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2}, \quad (3.4c)$$

$$\kappa^2 = -\frac{\varepsilon'}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2}. \quad (3.4d)$$

κ , nazywana współczynnikiem zaniku (ekstynkcji), opisuje absorpcję promieniowania w ośrodku i związana jest ze współczynnikiem absorpcji w prawie Beera ($I(x) = I_0 e^{-\alpha x}$): $\alpha(\omega) = \frac{2\kappa(\omega)\omega}{c}$. Oznacza to, że część urojona funkcji dielektrycznej odpowiedzialna jest za absorpcję.

3.1.1 Funkcja dielektryczna gazu swobodnych elektronów

Właściwości metali, w szerokim zakresie częstości optycznych, mogą być opisane przez model Drudego, w którym metal rozważany jest jako układ nieruchomych jonów dodatnich i gazu swobodnych elektronów o gęstości n . Elektrony oscylują w wyniku przyłożonego pola wymuszającego, ich ruch tłumiony jest przez zderzenia ze stałą tłumienia $\gamma = \frac{1}{\tau}$. Rozważając równanie ruchu elektronu $m\ddot{\mathbf{x}} + m\gamma\dot{\mathbf{x}} = -e\mathbf{E}$ w harmonicznym polu wymuszającym otrzymujemy zespoloną funkcję dielektryczną postaci

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}, \quad (3.5a)$$

$$\varepsilon'(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2\tau^2}{1 + \omega^2\tau^2}, \quad (3.5b)$$

$$\varepsilon''(\omega) = \frac{\omega_p^2\tau^2}{\omega(1 + \omega^2\tau^2)}, \quad (3.5c)$$

gdzie $\omega_p = \frac{ne^2}{\varepsilon_0 m}$ to częstość plazmowa. Aby uwzględnić strukturę pasmową, istotną np. dla metali szlachetnych w zakresie częstości optycznych i bliskiej podczerwieni, do funkcji dielektrycznej wprowadza się wkład od nieruchomych jonów ε_∞ [83–85] (zazwyczaj $1 \leq \varepsilon_\infty \leq 10$), otrzymując

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}. \quad (3.6)$$

W modelach numerycznych rozważa się równanie ruchu elektronu $m\ddot{\mathbf{x}} + m\gamma\dot{\mathbf{x}} + m\omega_0\mathbf{x} = -e\mathbf{E}$, gdzie ω_0 to częstość rezonansowa związanych elektronów — po-

zwala ono na uwzględnienie przejść między pasmami elektronowymi, które to przejścia dla srebra i złota stają się istotne już dla długości fali rzędu $1 \mu\text{m}$ [83].

Metale odbijają promieniowane dla częstotliwości promieniowania mniejszej od częstotliwości plazmowej ω_p . Dla niskich częstotliwości ($\omega \ll \frac{1}{\tau}$) zachodzi $\varepsilon'' \gg \varepsilon'$, wtedy rzeczywista i urojona część współczynnika załamania są porównywalne ($n \approx \kappa$) i metale głównie absorbują promieniowanie. Dla $\omega > \omega_p$, funkcja dielektryczna staje się rzeczywista $\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ — metal nabiera właściwości dielektryka i staje się przezroczysty. Dla metali alkalicznych częstotliwość plazmowa występuje dopiero w ultrafiolecie, więc dobrze opisuje je funkcja dielektryczna z równ. 3.5. Dla metali szlachetnych i miedzi już dla widma widzialnego istotna staje się struktura pasmowa.

3.1.2 Materiały plazmoneczne

Do określenia, czy dany metal będzie pozwalał na wzbudzenie plazmonów, służy funkcja f , zaproponowana w pracy [86]

$$f \equiv \frac{k_x''}{k_0} < 0.1, \quad (3.7)$$

gdzie k_x'' i k_0 to odpowiednio urojona część wektora falowego SPP k_x i wektor falowy światła wzbudzającego. Dla $\varepsilon_2 = 1$ i $|\varepsilon_1'| \gg 1$, $f \simeq \frac{\varepsilon_1''}{2(\varepsilon_1')^2} < 0.1$, co zachodzi dla materiałów będących dobrymi przewodnikami [23]. Im mniejsze f tym lepsze jest wzbudzanie SPP, optymalne są wartości $f < 0.005$. Dla długości fali światła widzialnego i bliskiej podczerwieni warunek ten spełniają srebro, złoto, miedź, aluminium i metale alkaliczne, a w dalekiej podczerwieni jeszcze więcej materiałów, np. domieszkowane półprzewodniki.

W konfiguracji Kretschmanna (opisanej dalej w rozdz. 3.3) polarytony plazmonów powierzchniowych wzbudzane są w cienkich warstwach metali. Dla częstotliwości widzialnych i bliskiej podczerwieni najlepszym materiałem jest srebro, ale złoto dla długości fali $> 600 \text{ nm}$ jest niewiele gorsze. Używane powszechnie grubości warstwy metalu są rzędu 50 nm . Dla aluminium grubość warstwy metalu dla tego zakresu częstotliwości musi być mniejsza — kilka - kilkanaście nm . Droga propagacji SPP (odległość, po której amplituda pola spada e razy) silnie zależy od długości fali. W widmie widzialnym najlepsze długości propagacji ma srebro (ok. $50 \mu\text{m}$ dla światła czerwonego), natomiast w bliskim UV — aluminium.

Plazmony powierzchniowe wzbudzane są także w nanocząstkach metali, są to zlokalizowane plazmony powierzchniowe — niepropagujące wzbudzenia elektronów przewodnictwa sprzężone z oscylującym polem elektromagnetycznym, które występują na zakrzywionej powierzchni struktur metalicznych o rozmiarach

rach poniżej długości fali. Wzmocnienie pola na powierzchni nanocząstek określa funkcja $g \approx 3|\frac{\epsilon_1'}{\epsilon_1''}|$ [23].

3.2 Polarytony plazmonów powierzchniowych na granicy metal/dielektryk

3.2.1 Równanie falowe

W nieobecności zewnętrznych ładunków i prądów oraz dla zaniedbywalnych zmian stałej dielektrycznej ϵ na odległości rzędu długości fali, z równań Maxwella 3.1 otrzymujemy równanie falowe dla pola elektrycznego, opisujące rozchodzenie się fali elektromagnetycznej

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (3.8)$$

Zakładając harmoniczną zależność od czasu $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}$, zależność funkcji dielektrycznej od jednej współrzędnej przestrzennej $\epsilon = \epsilon(z)$ oraz falę propagującą się w kierunku x (która nie wykazuje zmian przestrzennych w y – patrz rys. 3.1) — $\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{E}(z)e^{i\beta x}$ — dostajemy następującą postać równania falowego:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} + (k_0^2 \epsilon - \beta^2) \mathbf{E} = 0, \quad (3.9)$$

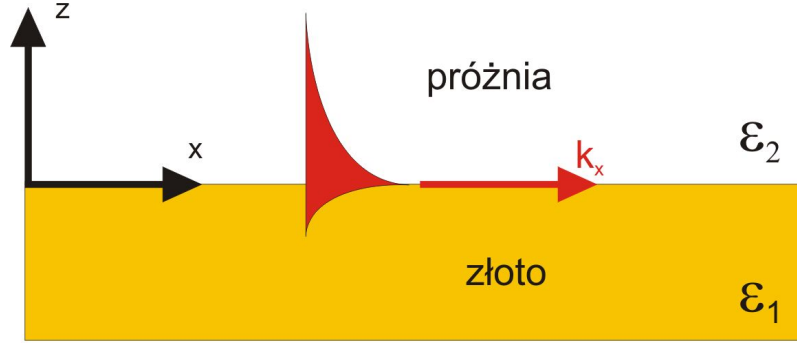
gdzie $k_0 = \frac{\omega}{c}$ to wektor falowy fali propagującej się w próżni, a $\beta = k_x$ to tzw. stała propagacji. Dla natężenia pola magnetycznego \mathbf{H} równanie falowe jest analogiczne

$$\frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial z^2} + (k_0^2 \epsilon - \beta^2) \mathbf{H} = 0. \quad (3.10)$$

Aby poznać relację dyspersji oraz przestrzenne rozkłady pól, należy rozwiązać równania falowe 3.9 i 3.10 dla poszczególnych składowych pól \mathbf{E} i \mathbf{H} . Otrzymujemy dwa zestawy rozwiązań: dla polaryzacji TM (p) niezerowe są składowe E_x , E_z i H_y , natomiast dla polaryzacji TE (s) — H_x , H_z oraz E_y .

3.2.2 Wzbudzenie na granicy metal/dielektryk

Najprostszą geometrią (rys. 3.1) do rozważania właściwości polarytonów plazmonów powierzchniowych jest granica między dielektrykiem w $z > 0$ o izotropowej, rzeczywistej stałej dielektrycznej $\epsilon_2 > 0$ i metalem w $z < 0$ o izotropowej, zespolonej funkcji dielektrycznej $\epsilon_1(\omega) = \epsilon_1'(\omega) + i\epsilon_1''(\omega)$, dla której $Re(\epsilon_1) < 0$.



Rysunek 3.1: Rozważana geometria propagacji polarytonów plazmonów powierzchniowych na granicy między dielektrykiem (próżnią) a metalem.

Rozwiązania równań Maxwella o charakterze falowym w kierunku x i zanikające eksponencjalnie w kierunkach prostopadłych do granicy zostaną przedstawione dla polaryzacji TM i TE oddzielnie.

Mody TM (*ang. transverse magnetic*)

Dla polaryzacji TM niezerowe są składowe E_x , E_z oraz H_y . Dla $z > 0$ (dielektryk):

$$H_y(z) = Ae^{i(\beta x + k_2 z)}, \quad (3.11a)$$

$$E_x(z) = A \frac{k_2}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} e^{i(\beta x + k_2 z)}, \quad (3.11b)$$

$$E_z(z) = -A \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} e^{i(\beta x + k_2 z)}, \quad (3.11c)$$

natomiast dla $z < 0$ (metal):

$$H_y(z) = Be^{i(\beta x - k_1 z)}, \quad (3.12a)$$

$$E_x(z) = -B \frac{k_1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} e^{i(\beta x - k_1 z)}, \quad (3.12b)$$

$$E_z(z) = -B \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} e^{i(\beta x - k_1 z)}. \quad (3.12c)$$

A i B to amplitudy składowych pola elektrycznego i magnetycznego. Z ciągłości składowej H_y i E_z w $z = 0$ ($H_{y2} = H_{y1}$ i $\varepsilon_2 E_{z2} = \varepsilon_1 E_{z1}$) mamy $A = B$, natomiast

ciągłość składowej E_x ($E_{x2} = E_{x1}$) daje

$$\frac{k_2}{k_1} = -\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}. \quad (3.13)$$

Z równania Helmholtza $\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2)H_y = 0$ otrzymujemy

$$k_1^2 = k_0^2 \varepsilon_1 - \beta^2, \quad (3.14a)$$

$$k_2^2 = k_0^2 \varepsilon_2 - \beta^2, \quad (3.14b)$$

co razem z równ. 3.13 daje relację dyspersji polarytonów plazmonów powierzchniowych

$$\beta = k_x = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}. \quad (3.15)$$

Dla ośrodka dielektrycznego o $\varepsilon_2 > 0$ i dla metalu o $Re(\varepsilon_1) < 0$ zarówno β (k_x) jak i k_i (składowa wektora falowego w kierunku prostopadłym do granicy ośrodków, $i = 1, 2$) są urojone bądź zespolone — pola związane z SPP zanikają eksponencjalnie w obu ośrodkach.

Mody TE (*ang. transverse electric*)

Dla polaryzacji TE niezerowe są składowe H_x , H_z i E_y . Dla dielektryka ($z > 0$):

$$E_y(z) = A e^{i(\beta x + k_2 z)}, \quad (3.16a)$$

$$H_x(z) = -A \frac{k_2}{\omega \mu_0} e^{i(\beta x + k_2 z)}, \quad (3.16b)$$

$$H_z(z) = A \frac{\beta}{\omega \mu_0} e^{i(\beta x + k_2 z)}, \quad (3.16c)$$

a dla metalu ($z < 0$):

$$E_y(z) = B e^{i(\beta x - k_1 z)}, \quad (3.17a)$$

$$H_x(z) = B \frac{k_1}{\omega \mu_0} e^{i(\beta x - k_1 z)}, \quad (3.17b)$$

$$H_z(z) = B \frac{\beta}{\omega \mu_0} e^{i(\beta x - k_1 z)}. \quad (3.17c)$$

Ciągłość składowej E_y w $z = 0$ daje $A = B$, natomiast z ciągłości H_x dostajemy warunek

$$A(k_1 + k_2) = 0. \quad (3.18)$$

Ponieważ zanik eksponencjalny pola przy powierzchni jest gwarantowany przez $Im(k_1) > 0$ i $Im(k_2) > 0$, zatem $A = B = 0$, czyli **polarytony plazmonów powierzchniowych można wzbudzić tylko dla polaryzacji TM**.

3.2.3 Przepływ energii oraz efektywne natężenie

Uśredniony po czasie (po jednym okresie) przepływ energii fali elektromagnetycznej zdefiniowany jest przez wektor Poyntinga \mathbf{S} :

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} \mathbf{E} \times \mathbf{H}, \quad (3.19)$$

który dla fali płaskiej redukuje się do wyrażenia

$$\mathbf{S}_{fp} = \frac{\varepsilon c}{2n} |\mathbf{E}|^2 \frac{\mathbf{k}}{k} \quad (3.20)$$

i wskazuje kierunek propagacji fali, a jego amplituda $|\mathbf{S}|$ równa jest natężeniu I . Natężenie I fali elektromagnetycznej pozwala opisać jej oddziaływanie z atomami i jest wygodną wielkością od strony eksperymentalnej. Dla fali płaskiej i izotropowych ośrodków optycznych niemagnetycznych wynosi ono

$$\mathbf{I}_{fp} = \frac{n\varepsilon_0 c}{2} |\mathbf{E}|^2. \quad (3.21)$$

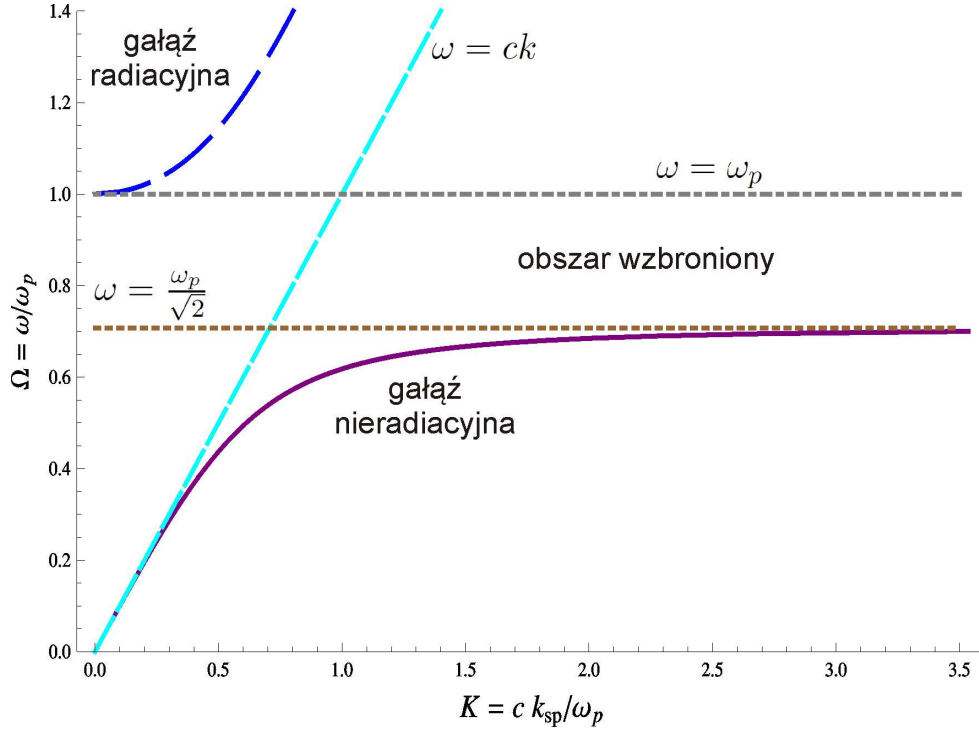
Dla fali zanikającej eksponencjalnie w ośrodku definiuje się efektywne natężenie I_{eff} , opisane wzorem 3.21, gdzie \mathbf{E} jest amplitudą pola elektrycznego fali zanikającej, które umożliwi opis oddziaływania fali zanikającej z atomami (porównaj [1, 87–90], a także dyskusja w [91]). I_{eff} nie jest związane z kierunkiem propagacji fali (uśredniona po okresie składowa wektora Poyntinga w kierunku normalnym do powierzchni jest równa 0). W dalszej części pracy indeks „eff” będzie opuszczany, jednak należy pamiętać, że I na wykresach nie jest natężeniem fali płaskiej.

3.2.4 Charakterystyczne wielkości

1. Relacja dyspersji

Model Drudego bez tłumienia Dla metalu będącego idealnym przewodnikiem ($\gamma = 0$), krzywa dyspersji polarytonu plazmonu powierzchniowego $\beta = k_x = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_\infty \varepsilon_2 \omega^2 - \varepsilon_2 \omega_p^2}{(\varepsilon_\infty + \varepsilon_2) \omega^2 - \omega_p^2}}$ (zakładamy $\varepsilon_\infty = \varepsilon_2 = 1$) ma dwie gałęzie (rys. 3.2): radiacyjną ($\omega > \omega_p$) i nieradiacyjną, inaczej związaną ($\omega < \frac{\omega_p}{\sqrt{2}}$), po-

między którymi ($\frac{\omega_p}{\sqrt{2}} \leq \omega \leq \omega_p$) istnieje przerwa energetyczna, gdzie propagacja jest wzbroniona, gdyż wektor falowy SPP jest czysto urojony.

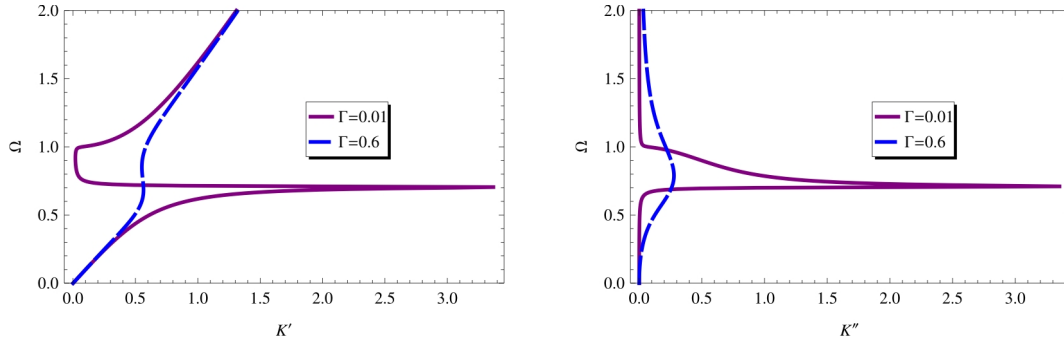


Rysunek 3.2: Krzywa dyspersji polarytonów plazmonów powierzchniowych na granicy idealnego metalu i próżni, widoczna gałąź radiacyjna i nieradiacyjna oraz linia dyspersji dla światła; przyjęto $\varepsilon_\infty = \varepsilon_2 = 1$; $K = \Omega \sqrt{\frac{\Omega^2 - 1}{2\Omega^2 - 1}} = c \frac{k_{SP}(=k_x)}{\omega_p}$, gdzie $\Omega = \frac{\omega}{\omega_p}$.

Dla gałęzi nieradiacyjnej wektor falowy polarytonu plazmonu powierzchniowego jest zawsze większy od wektora falowego w dielektryku $k_x > k_0$, a jego krzywa dyspersji leży po prawej stronie w stosunku do linii dyspersji światła. Z tego powodu wzbudzenie SPP wymaga zastosowania specjalnych technik. Dla małych wektorów falowych odpowiadających niskim częstościom (średnia podczerwień i niższe) krzywa dyspersji plazmonów jest bliska linii dyspersji światła, a ich pole wnika w dielektryk na odległość wielu długości fali. Są to tzw. fale Sommerfelda-Zennecka [92]. W reżimie dużych wektorów falowych częstość SPP zmierza asymptotycznie do częstości plazmonów powierzchniowych $\omega_{SP} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1+\varepsilon_2}}$. Dla idealnego przewodnika ($Im(\varepsilon_1(\omega)) = 0$), gdy k_x zmierza do nieskończoności, prędkość grupowa zmierza do 0 — granicznym przypadkiem SPP jest plazmon powierzchniowy, o charakterze elektrostatycznym.

W obszarze radiacyjnym (region przezroczystości), gdzie ε_1 jest rzeczywista i dodatnia, istnieją plazmony objętościowe (podłużne kolektywne wzbudzenia

gazu elektronów — możliwe jest ich wzbudzenie poprzez bombardowanie cząstkami).



Rysunek 3.3: Krzywa dyspersji polarytonów plazmonów powierzchniowych na granicy rzeczywistego metalu (z tłumieniem, czyli $\gamma \neq 0$) i próżni: na lewo częstość SPP w funkcji rzeczywistej części wektora falowego, na prawo w funkcji urojonej części wektora falowego, dla dwóch współczynników tłumienia $\Gamma = \frac{\gamma}{\omega_p}$; przyjęto $\varepsilon_\infty = \varepsilon_2 = 1$; $K = \Omega \sqrt{\frac{\Omega^2 - 1 + i\Gamma\Omega}{2\Omega^2 - 1 + 2i\Gamma\Omega}}$, gdzie $\Omega = \frac{\omega}{\omega_p}$.

Model Drudego z tłumieniem W rzeczywistych metalach, nie będących przewodnikami idealnymi ($\gamma \neq 0$), mamy do czynienia z relaksacją swobodnych elektronów oraz z przejściami między pasmami energetycznymi. Krzywa dyspersji SPP (składowa rzeczywista) zawraca [23, 83], gdy osiągnięta zostanie maksymalna, skończona wartość wektora falowego, a następnie przecina linię dyspersji światła — znika przerwa energetyczna (rys. 3.3). Otrzymujemy ograniczenie od góry na wektor falowy plazmonu oraz najmniejsze możliwe ograniczenie modu przy granicy metal/dielektryk (dolna granica na głębokość wnikania w dielektryk). Dla urojonej składowej krzywej dyspersji, obszar wzbroniony dla przewodnika idealnego odpowiada teraz bardzo dużym stratom (co związane jest z tak niewielką drogą propagacji, że mówienie o plazmonach jest nieuzasadnione), a ze wzrostem tłumienia składowa urojona maleje, co odpowiada zwiększaniu się drogi propagacji. Poza „przerwą energetyczną” wraz ze wzrostem tłumienia składowa urojona wektora falowego wzrasta i droga propagacji maleje.

2. Długość propagacji

Dla dielektryka mamy $\varepsilon_2 > 0$, dla metalu $\varepsilon_1(\omega) = \varepsilon_1'(\omega) + i\varepsilon_1''(\omega)$. Zakładając $|\varepsilon_1'| > \varepsilon_1''$ otrzymujemy przybliżone relacje na część rzeczywistą i urojoną

zespolonego wektora falowego $k_x = k'_x + ik''_x$:

$$k'_x \cong k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon'_1 \varepsilon_2}{\varepsilon'_1 + \varepsilon_2}}, \quad (3.22a)$$

$$k''_x \cong k_0 \sqrt[3]{\frac{\varepsilon'_1 \varepsilon_2}{\varepsilon'_1 + \varepsilon_2} \frac{\varepsilon''_1}{2|\varepsilon'_1|^2}}. \quad (3.22b)$$

Urojona część k_x określa absorpcję w ośrodku: $\Gamma_i = k''_x$ definiuje szybkość tłumienia wewnętrznego spowodowanego przez omowe straty w metalu. Energia niesiona przez SPP zanika wykładniczo, jak $e^{-2k''_x x}$, podczas propagacji plazmonu po gładkiej powierzchni między metalem a dielektrykiem. Długość drogi propagacji L wzdłuż granicy metal/dielektryk, na której natężenie SPP maleje e razy, określona jest następująco [21, 23, 93]

$$L = \frac{1}{2k''_x}, \quad (3.23)$$

natomiast związana z nią długość fali polarytonu plazmonu powierzchniowego wynosi

$$\lambda_{SPP} = \frac{2\pi}{k'_x}. \quad (3.24)$$

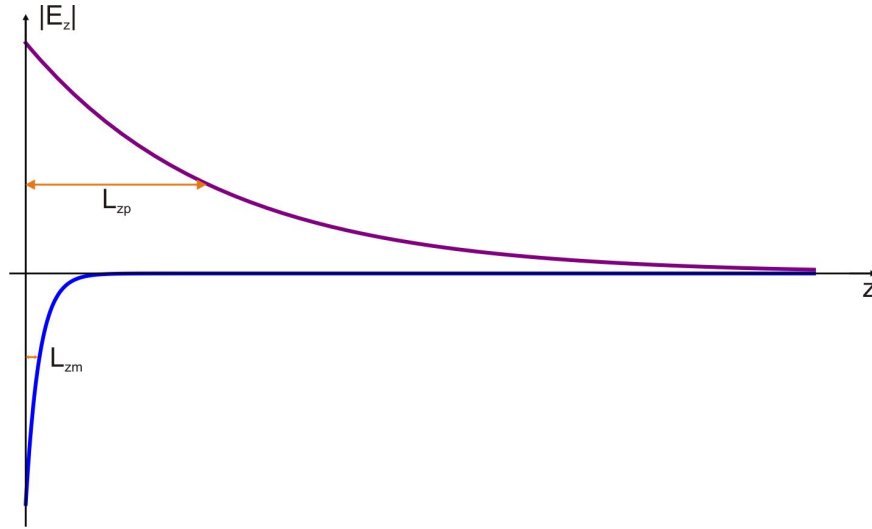
W widmie widzialnym najdłuższą drogę propagacji otrzymamy dla srebra, natomiast w UV dla aluminium. Dla złota dla $\lambda = 780 \text{ nm}$ oraz $\varepsilon_1 = -22.5 + 1.4i$ i $\varepsilon_2 = 1$ dostajemy $L = 44 \text{ }\mu\text{m}$ i $\lambda_{SPP} = 763 \text{ nm}$. Zaabsorbowana energia powoduje rozgrzewanie się metalu. Dla asymetrycznych układów (dwie granice między trzema ośrodkami: dielektryk — metal — dielektryk) występuje też tłumienie radiacyjne („wyciek” światła do drugiego dielektryka dla cienkich warstw metalu).

3. Wnikanie pola w ośrodek

Ponieważ wektory falowe $k_{z_i} = \sqrt{\varepsilon_i k_0^2 - k_x^2}$ dla $i = 1, 2$ są urojone, amplituda pola polarytonów plazmonów powierzchniowych zanika eksponencjalnie w obu ośrodkach (rys. 3.4) jak $e^{-|k_{z_i}|z}$. L_{z_i} określa głębokość wnikania, na której amplituda pola elektrycznego spada e razy:

$$L_{z_i} = \frac{1}{\text{Im}(k_{z_i})} = \frac{c}{\omega} \sqrt{\frac{\varepsilon'_1 + \varepsilon_2}{-\varepsilon_i^2}}. \quad (3.25)$$

Dla złota dla $\lambda = 780 \text{ nm}$ oraz $\varepsilon_1 = -22.5 + 1.4i$ i $\varepsilon_2 = 1$ dostajemy następujące wartości głębokości wnikania: w powietrzu/próżni $L_{z_2} = 577 \text{ nm}$, w



Rysunek 3.4: Wnikanie pola SPP w próżnię ($L_{zp} \approx 360$ nm) i w metal ($L_{zm} \approx 26$ nm); dla złota dla $\lambda = 633$ nm oraz $\varepsilon_1 = -14.1 + 1.42i$ i $\varepsilon_2 = 1$.

złocie $L_{z1} = 26$ nm. Ponieważ wartości głębokości wnikania są tak krótkie, pole SPP „skoncentrowane” (in. „ograniczone”, ang. *confined*) jest przy granicy ośrodków [22].

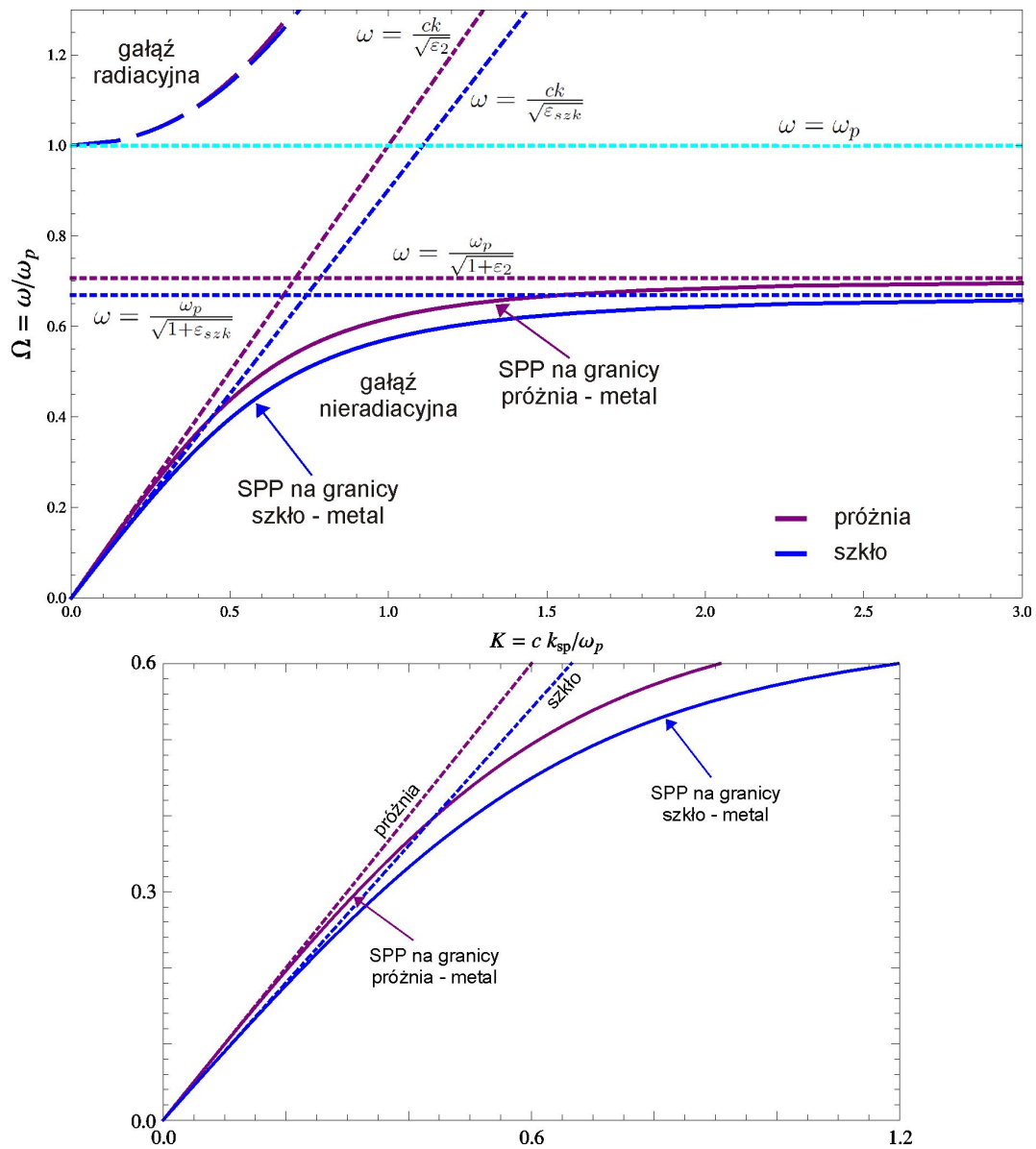
3.3 Metody wzbudzania polarytonów plazmonów powierzchniowych

Wektor falowy polarytonów plazmonów powierzchniowych (3.15) jest zawsze większy niż wektor falowy fali elektromagnetycznej propagującej się w danym dielektryku (rys. 3.5). Aby wzbudzić SPP, prócz zapewnienia odpowiedniej polaryzacji (TM) światła padającego, dla danej ω trzeba dopasować relację dyspersji SPP i fali padającej. Osiąga się to poprzez zmianę stycznej do granicy metal/dielektryk składowej k fali padającej na różne, wyszczególnione poniżej, sposoby.

Pryzmat

Dopasowanie stycznej składowej k fali padającej osiągnąć można, gdy światło pada na warstwę metalu od strony dielektryka o odpowiednim $\varepsilon > 1$ — wtedy, dla odpowiedniego kąta padania $\theta_i = \theta_{SPP}$ większego od kąta granicznego mamy

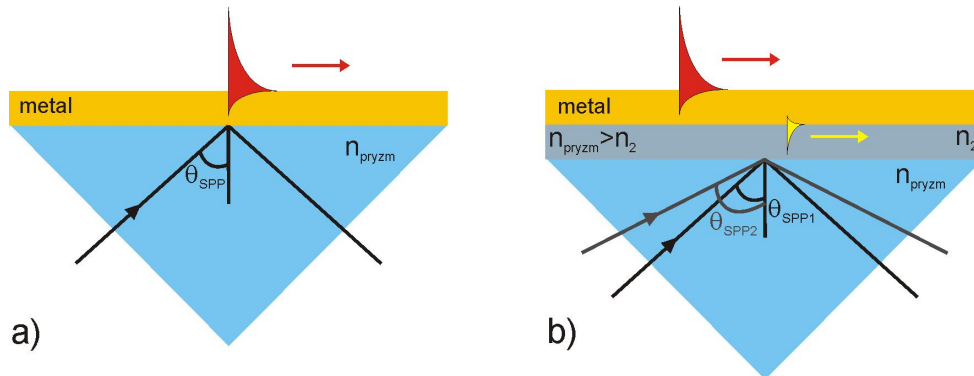
$$k_x = k_{SPP} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_{pryzm}} \sin \theta_{SPP}. \quad (3.26)$$



Rysunek 3.5: Górny obrazek: Krzywe dyspersji polarytonów plazmonów powierzchniowych na granicy idealnego metalu i próżni oraz szkła. Widoczna jest gałąź radiacyjna i nieradiacyjna oraz linia dyspersji dla światła w próżni oraz w szkłe, jak również asymptoty: częstość plazmonów powierzchniowych na granicy metalu i próżni, metalu i szkła oraz $\omega = \omega_p$. Dolny obrazek: Powiększona część poprzedniego wykresu — obszar pomiędzy linią dyspersji światła w próżni i w szkłe, wraz z krzywą dyspersji SPP.

Umożliwia to wzbudzenie SPP, o liczbie falowej pomiędzy linią dyspersji światła w dielektryku o niższym (np. próżnia) i wyższym (np. szkło) współczynniku załamania (rys. 3.5, dolna część), na granicy metalu i pierwszego dielektryka.

Znane są dwie geometrie wzbudzenia SPP z wykorzystaniem całkowitego wewnętrznego odbicia w pryzmacie — konfiguracja Otto i Kretschmanna.

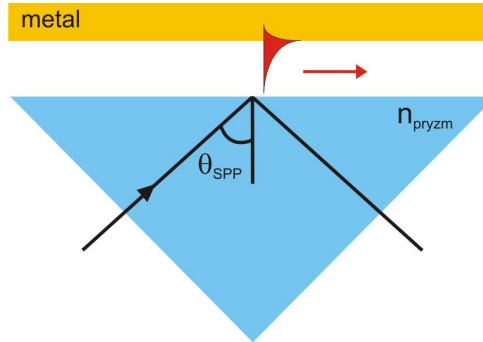


Rysunek 3.6: Wzbudzenie polarytonów plazmonów powierzchniowych w konfiguracji Kretschmanna: a) standardowej, b) dwuwarstwowej.

Konfiguracja Kretschmanna W tej najbardziej popularnej konfiguracji [94] (rys. 3.6a) pryzmat pokryty jest cienką warstwą metalu, która oświetlana jest od strony szkła pod kątem większym od kąta granicznego. Następuje tunelowanie światła przez warstwę metalu (jeśli jest dostatecznie cienka) i polarytony plazmonów powierzchniowych powstają po przeciwnej stronie metalu, co czyni je łatwo dostępnymi do badań. Znana jest także dwuwarstwowa konfiguracja Kretschmanna (rys. 3.6b), wykorzystywana do wzbudzenia SPP między dielektrykiem a metalem, od strony pryzmatu.

Konfiguracja Otto Jest to konfiguracja historycznie pierwsza [95] i wykorzystywana, gdy warstwa metalu jest gruba albo gdy nie można dotknąć powierzchni metalu. Warstwa metalu umieszczona jest w niewielkiej odległości od powierzchni pryzmatu, światło tuneluje przez dielektryk o współczynniku załamania niższym niż n_{pryzm} wzbudzając SPP, jak pokazano na rys. 3.7.

Wzbudzeniu polarytonów plazmonów powierzchniowych towarzyszy spadek natężenia w wiązce odbitej (nawet prawie do zera, gdy sprzężenie do SPP ma efektywność bliską 100% — tak jak na rys. 3.8, gdzie użyto konfiguracji Kretschmanna), przy czym region rezonansu można przybliżyć krzywą typu Lorentza [93]. Spadek natężenia w odbitej wiązce wzbudzającej tłumaczy się [83, 93] destruktywną interferencją pomiędzy wiązką odbitą na granicy szkło-metal i promieniowaniem odbitym („cieknącym”) związanym z powstaniem SPP na granicy metal-próżnia (tzw. *leakage radiation*) — dzieje się tak tylko dla dostatecznie

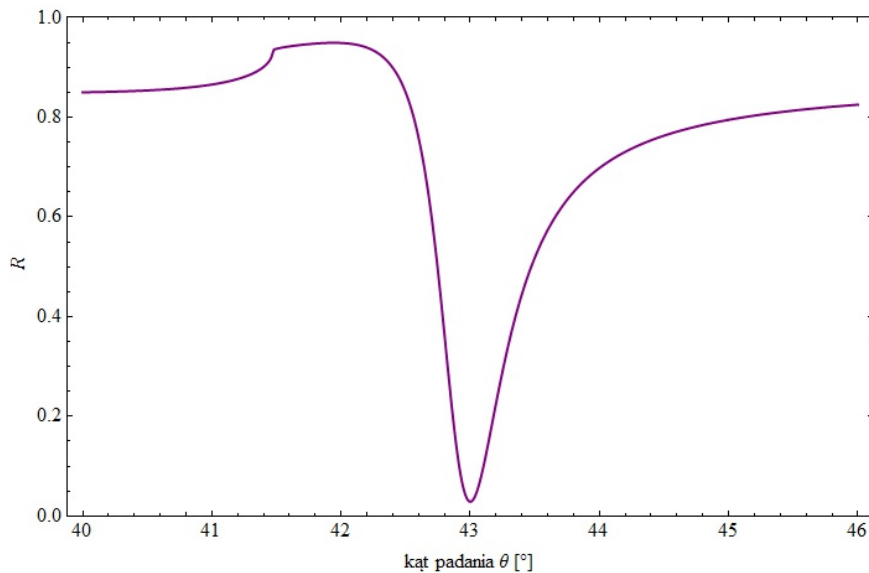


Rysunek 3.7: Wzbudzenie polarytonów plazmonów powierzchniowych w konfiguracji Otto.

cienkich warstw metalu. Pole elektryczne polarytonów plazmonów powierzchniowych „skoncentrowane” jest przy powierzchni, dla maksymalnego sprzężenia obliczyć można maksymalne wzmocnienie pola (z równań Fresnela) [93]:

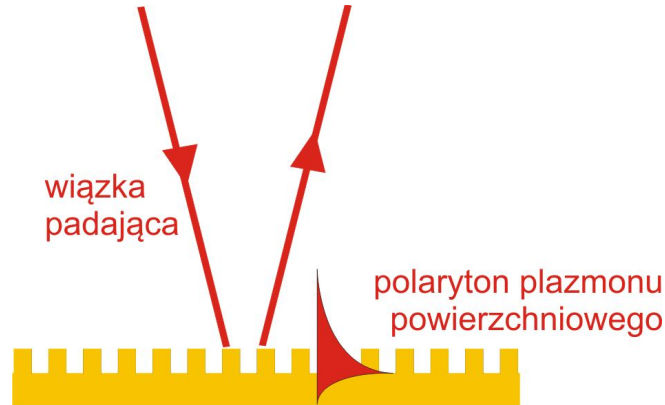
$$T_{max}^{el} = \frac{1}{\varepsilon_2} \frac{2|\varepsilon_1'|}{\varepsilon_1''} \frac{a}{1 + |\varepsilon_1'|}, \quad (3.27)$$

gdzie $a^2 = |\varepsilon_1'|(\varepsilon_0 - 1) - \varepsilon_0$, a ε_1 , ε_2 , ε_0 to stałe dielektryczne metalu, dielektryka o niższym i wyższym współczynniku załamania odpowiednio. Dla $\lambda = 600 \text{ nm}$ dla złota na szkle otrzymujemy wzmocnienie $T_{max}^{el} = 30$.



Rysunek 3.8: Współczynnik odbicia dla światła o polaryzacji TM oraz długości fali 780 nm padającego na warstwę złota o grubości 50 nm w konfiguracji Kretschmanna ($n_{przym} = 1.51$).

Siatka dyfrakcyjna



Rysunek 3.9: Wzbudzenie polarytonów plazmonów powierzchniowych na metalicznej siatce dyfrakcyjnej.

Jak napisano w rozdziale 2.1, w 1902 r. R. Wood zaobserwował, że dla polaryzacji TM występują minima w natężeniu światła odbitego od metalicznych siatek dyfrakcyjnych (tzw. anomalie Wooda).

Lord Rayleigh zaproponował błędne wyjaśnienie tych anomalii (redystrybucja energii w pozostałe rzędy dyfrakcji, w momencie gdy jeden z nich staje się zanikający; jednak redystrybucja taka prowadzi do wzrostu energii w pozostałych rzędach ugięcia — tzw. anomalie Rayleigha). Położenie anomalii Rayleigha obliczyć można w następujący sposób:

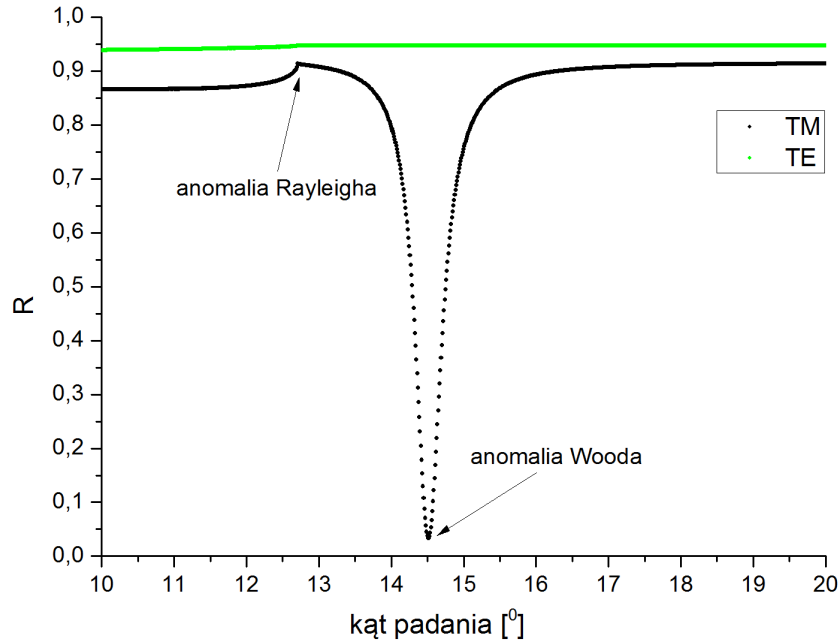
$$\sin \theta_i = \sin \theta + \frac{m\lambda}{d}, \quad (3.28)$$

biorąc $\sin \theta = 1$ (rząd zanikający), gdzie λ to długość fali światła padającego, d to okres siatki (o wypełnieniu $\frac{1}{2}$), a $m = \pm 1, \pm 2, \dots$

Dowodzono zatem, że do wzbudzenia polarytonów plazmonów powierzchniowych wykorzystać można metaliczną siatkę dyfrakcyjną (rys. 3.9) — składowa styczna wektora falowego fali padającej zwiększana jest o wektor siatki w następujący sposób

$$k_{SPPgr} = -k_0 \sin \theta_i + \frac{2\pi m}{d}, \quad (3.29)$$

gdzie d to okres siatki, a $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ numeruje kolejne rzędy ugięcia.



Rysunek 3.10: Anomalia Wooda i Rayleigha dla złotej siatki dyfrakcyjnej o okresie $1 \mu\text{m}$, wysokości zębów 35 nm , długość fali światła padającego to 780 nm . Anomalia Wooda (wzbudzenie SPP) występuje dla kąta padania $\theta_i = 14.52$, natomiast anomalia Rayleigha dla kąta $\theta_i = 12.71$ i $m = -1$.

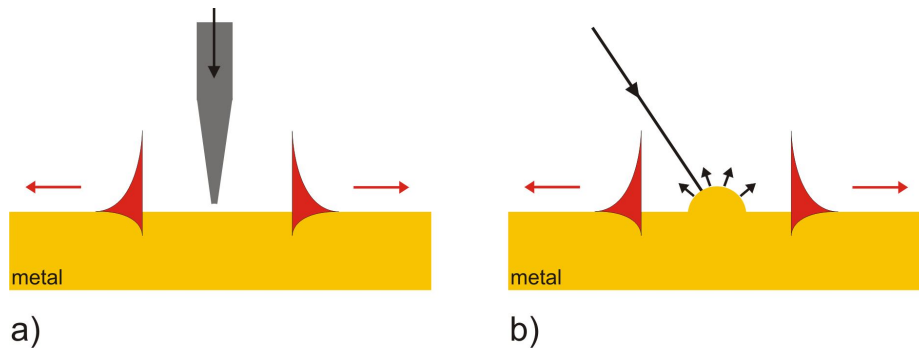
Wzmocnienie pola przy powierzchni (z zasady zachowania energii) obliczyć można następująco [87, 93]

$$T^{el} = \frac{2|\varepsilon_1'|^2 \cos \theta_i (1 - R)}{\sqrt{\varepsilon_2 \varepsilon_1''} \sqrt{|\varepsilon_1'| - \varepsilon_2}}, \quad (3.30)$$

gdzie θ_i to kąt padania światła, a R to współczynnik odbicia światła od siatki metalicznej. Maksymalne wzmocnienie (dla $R = 0$) dla złotej siatki o $d = 850 \text{ nm}$ i $\lambda = 780 \text{ nm}$ wynosi ok. 155.

Niektóre inne metody wzbudzania

Polarytony plazmonów powierzchniowych wzbudzać można na nierównościach powierzchni (rys. 3.11b), bez specjalnego ich przygotowania; jest to możliwe ze względu na obecność w bliskim polu wektorów falowych ugiętych we wszystkich kierunkach [21]. Nie daje to jednak zbyt efektywnego sprzężenia.



Rysunek 3.11: Wzbudzenie polarytonów plazmonów powierzchniowych a) za pomocą sondy mikroskopu SNOM, b) na nierównościach powierzchni o charakterystycznych rozmiarach mniejszych niż długość fali.

Za pomocą skaningowego mikroskopu optycznego bliskiego pola (SNOM) wzbudzić można SPP w danym miejscu powierzchni metalu [21, 23]. W tym przypadku propagują one koncentrycznie (rzut widoczny na rys. 3.11a). Na mechanizm wzbudzenia można patrzeć dwójako — jak na wzbudzenie przez dyfrakcję lub przez tunelowanie. W pierwszym przypadku następuje dyfrakcja na końcówce sondy o średnicy mniejszej od długości fali i do SPP sprzęgane jest światło ugięte. W drugim następuje tunelowanie fotonów pomiędzy aperturą sondy a powierzchnią metalu, ponieważ na aperturze powstają głównie składowe zanikające pola.

Możliwe jest wzbudzenia polarytonów plazmonów powierzchniowych za pomocą wiązki elektronów o małej rozbieżności kątowej [83, 93]. Wnikając do metalu, elektrony z wiązki przekazują elektronom w metalu pęd i energię rozpraszając się pod różnymi kątami. Za pomocą szybkich elektronów przechodzących przez cienką warstwę metalu możliwe jest zbadanie całej krzywej dyspersji SPP, z gałęzią radiacyjną włącznie [96, 97].

3.4 Plazmony powierzchniowe i zimne atomy

Polarytony plazmonów powierzchniowych są obiecującym narzędziem, umożliwiającym precyzyjną manipulację potencjałami optycznymi w mikro- i nanoskali [67]. Otrzymane w ten sposób dipolowe potencjały optyczne (w bliskim polu) są szczególnie interesujące w dziedzinie optyki atomowej (kwantowej), ponieważ mogą pozwolić w niedalekiej przyszłości na pułapkowanie, transport i manipulację (ultra)zimnymi atomami. Niniejszy rozdział przedstawia dotychczasowe wykorzystanie potencjałów wytworzonych za pomocą polarytonów pla-

zmonów powierzchniowych w dziedzinie fizyki atomowej, jak również teoretyczne propozycje pułapek dla zimnych atomów.

3.4.1 Zrealizowane eksperymenty

Pierwsze zastosowania znalazły polarytomy plazmonów powierzchniowych, wytworzone na płaskich warstwach srebra i złota, jako źródło potencjału w dipolowym lustrze optycznym dla atomów neutralnych. Pierwsze lustro dipolowe na bazie plazmonów powierzchniowych powstało w 1992 r. — termiczna wiązka atomów Rb odbita została od „lustra srebrnego” (warstwa 59 nm srebra napyłona na szklanym podkładzie, przyczepionym za pomocą olejku immersyjnego do pryzmatu) [98]. Polarytomy plazmonów powierzchniowych wzbudzone zostały wiązką światła laserowego o $\lambda = 780$ nm i mocy $P = 6$ mW w konfiguracji Kretschmanna ($\theta_i = 42.2^\circ$) — osiągnięto wzmocnienie natężenia wiązki padającej przy powierzchni rzędu 60 ± 20 . W kolejnej pracy [99] powstało dipolowe lustro optyczne dla naddźwiękowej wiązki metastabilnych atomów Ne, wykorzystano w tym celu warstwę srebra o grubości 42.5 nm napyłoną na szklany pryzmat. SPP wzbudzano również w konfiguracji Kretschmanna, światłem o $\lambda = 633$ nm — dla polaryzacji TM i $\theta_i = 42.75^\circ$ osłabienie wiązki odbitej wynosiło 95%, a wzmocnienie natężenia pola zanikającego ok. 100. W kolejnych eksperymentach grupa z Konstancji wykorzystwała polarytomy plazmonów powierzchniowych wzbudzone na warstwie złota do manipulowania zimnymi metastabilnymi atomami argonu. Atomy argonu chłodzone i pułapkowane są w pułapce magnetoptycznej (MOT), a po wyłączeniu pułapki spadają zbliżając się do warstwy złota o grubości ok. 43 nm napyłonej na pryzmacie [100]. Pierwszy laser (spowalniający), odstrojony ku niebieskiemu od przejścia pułapkującego, wytwarza pole zanikające spowalniające atomy (wzmocnienie ok. 55 dzięki SPP). Kolejny laser (transferowy), dostrojony do odpowiedniego przejścia (rys. 3.12a), wytwarza pole zanikające przepompowujące atomy do innego stanu metastabilnego (wzmocnienie pola ok. 37 razy). Wiązka laserowa odbijająca się od warstwy złota po stronie próżni (falowodowa) wytwarza sieć optyczną, w której oczku pułapkowane są przepompowane atomy — otrzymywany jest w ten sposób kwazi-dwuwymiarowy gaz zimnych atomów argonu w odległości 820 nm od powierzchni złota. Czwarty laser (opróżniający) wytwarza potencjał zanikający obniżający odpowiednio potencjał sieci optycznej, co powoduje opróżnienie oczka sieci umożliwiając weryfikację jego obsadzenia. W drugim eksperymencie [101] lustro dipolowe na bazie SPP posłużyło do selekcji stanów (atomy argonu w stanie $1s_5$ są odbijane, natomiast w stanie $1s_3$ spadają na warstwę złota, która jest pod napięciem, jonizuje atomy i przyspiesza elektrony w stronę układu detekcji). Było ono także wy-

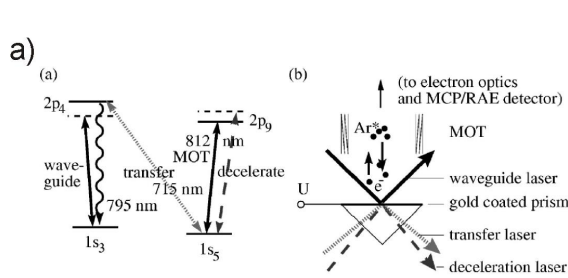


FIG. 1. (a) Relevant energy levels and transitions in argon. (b) Schematic view of the experimental setup.

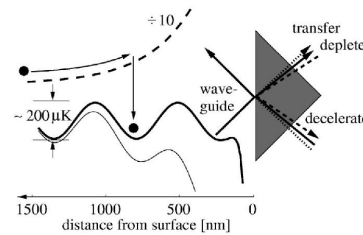


FIG. 2. Typical optical potentials (shown to scale) involved in the loading process. The sinusoidal potential of a red detuned waveguide including the Casimir-Polder interaction is represented by the solid line. The potential of the deceleration laser (dashed) is reduced by a factor of 10 in the figure. The thin line shows the waveguide potential including the attractive potential of the depletion laser that is introduced later in the text.

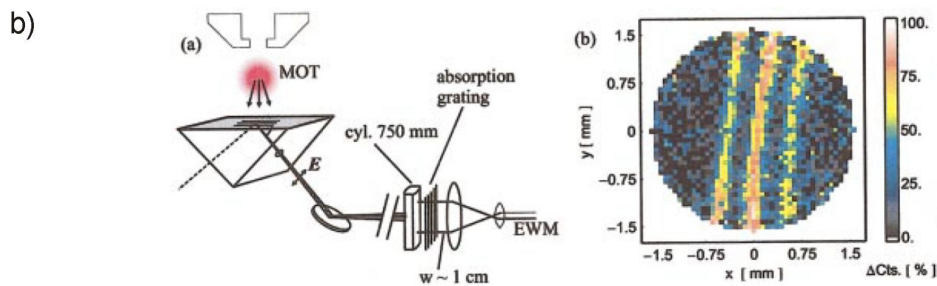
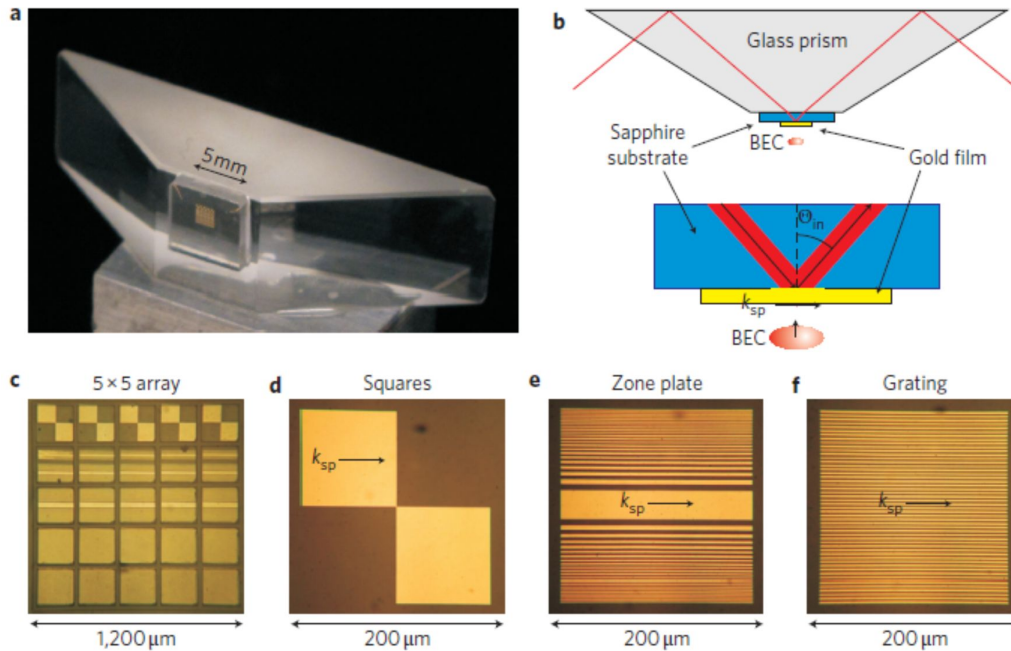


FIG. 3. (Color) (a) Schematic illustration of the experimental setup for the length calibration of the atom detector using a patterned EWM. The EWM beam had a waist of 1 cm, the absorption grating; a period of 1.5 nm, and the cylindrical lens; a focal length of 750 mm. (b) Measured reflectivity distribution for the test object. The stripes are separated by $400 \mu\text{m}$. The counts represent the relative change in the distribution as compared to the case for which the EWM beam was blocked.

Rysunek 3.12: Optyczne lustro dipolowe na bazie SPP dla metastabilnych zimnych atomów argonu a) po lewej: struktura poziomów argonu wraz z zaznaczonym działaniem wymienionych laserów oraz schemat układu, po prawej: potencjały wytwarzane w trakcie eksperymentu; b) układ do kalibracji detektora elektronów. Rysunki w a) pochodzą z pracy [100], a w b) z pracy [101].

korzystane do kalibracji układu detekcyjnego: wiązka wzbudzająca polarytony plazmonów powierzchniowych przechodzi przez absorpcyjną siatkę dyfrakcyjną, dzięki czemu na powierzchni pryzmatu (złota) powstają pola zanikające odpowiadające dyfrakcji w 0 i ± 1 rzędzie. W maksimach natężenia atomy odbijają się od lustra dipolowego, natomiast w minimach natężenia spadają na warstwę złota ulegając jonizacji, a wybite elektrony obrazowane są na detektorze — kalibracja polega na takim dobraniu napięć na elektrodach w układzie kierująco-detekcyjnym, aby widoczność (kontrast) prążków była najlepsza (rys. 3.12b). Tak skonstruowany układ wraz z wykalibrowanym detektorem posłużył do pomiarów, metodą czasu przelotu, rozkładu prędkości zimnych atomów (w trzech ortogonalnych kierunkach). W ostatnim i najnowszym eksperymencie [102] zdemontowano oddziaływanie kondensatu Bosego-Einsteina (BEC) atomów ^{87}Rb z bliskim polem wytworzonym nad złotymi mikrostrukturami, na których wzbud-

dzano polarytomy plazmonów powierzchniowych (rys. 3.13). Kondensat wytwa-



Rysunek 3.13: a) Zdjęcie pryzmatu z przyklejonym podkładem, na który naniesiono mikrostruktury. b) Schemat układu: SPP wzbudzone na mikrostrukturach w konfiguracji Kretschmanna, BEC znajduje się pod pryzmatem. c) Tablica złotych mikrostruktur wykorzystywanych w eksperymencie. d) - f) Przykładowe mikrostruktury składowe. Obrazek pochodzi z pracy [102].

rzany jest poniżej pryzmatu i przesuwany (podnoszony) we właściwe miejsce pod tablicą mikrostruktur. Polarytomy plazmonów powierzchniowych wzbudzone są na mikrostrukturach w konfiguracji Kretschmanna, przez wiązkę odstrojoną ku niebieskiemu od linii D_2 w rubidzie — powstaje potencjał odpychający (osłabiony przez przyciągający potencjał Casimira-Poldera). Należy zwrócić uwagę, że SPP w eksperymencie wzbudzone są metodą całkowitego wewnętrznego odbicia, nie tylko na płaskiej powierzchni, ale także na strukturach typu siatka dyfrakcyjna (SPP propagują się wzdłuż linii siatki). Głównymi wynikami doświadczenia jest wyznaczenie wzmocnienie pola nad złotą częścią na ok. 14 razy (w porównaniu z falą zanikającą wzbudzaną na szafirowym podkładzie) oraz dyfrakcja kondensatu na potencjale pochodzącym od struktury typu siatka dyfrakcyjna o okresie $1 \mu\text{m}$.

3.4.2 Propozycje teoretyczne pułapkowania atomów

W pracy [103] zaproponowano realizację przypowierzchniowej pułapki dla atomów. Miałyby ona powstać poprzez odpowiednią kombinację potencjałów od pola zanikającego (wytworzonego przy powierzchni pryzmatu wiązką padającą pod kątem większym od granicznego [7, 8, 104]), polarytonów plazmonów powierzchniowych (wzbudzonych na warstwie metalu napylonej na pryzmat) i oddziaływania van der Waalsa (potencjał przyciągający). Autorzy proponują, aby na pryzmacie umieścić cienką warstwę metalu (np. srebra o grubości $40 \mu\text{m}$) z mikrokropkami innego metalu (np. złota, o średnicy $10 \mu\text{m}$). Taką strukturę chcą oświetlić wiązką laserową (w konfiguracji Kretschmanna) odstrojoną ku niebieskiemu od rezonansu w atomach, aby uzyskać odpowiednie potencjały: odpychający potencjał nad warstwą srebra i słabiej odpychający nad złotą mikrokropką. Wydaje się, że nie jest to w prosty sposób realizowalne, ponieważ wybrane metale mają bardzo zbliżone parametry (częstość plazmowa i związana z nią stała dielektryczna $\varepsilon(\omega)$ dla Au i Ag różnią się bardzo nieznacznie dla zadanej częstotliwości światła wzbudzającego). Użycie do oświetlenia obu metali jednej wiązki laserowej prawdopodobnie uniemożliwia uzyskanie dla nich różnych reżimów sprzężenia z atomami, jak przekonują autorzy. Ponadto wydaje się, że opis potencjału pochodzącego od polarytonów plazmonów powierzchniowych jest niewłaściwy: autorzy przyjmują, że jest to potencjał przyciągający, podczas gdy doświadczalnie pokazano [98, 100–102] i teoretycznie dowiedziono [90], że dla odstrojenia wiązki wzbudzającej ku niebieskiemu od rezonansu w atomach jest to potencjał odpychający.

Zaproponowano również pułapki dla pojedynczych atomów bazujące na plazmonach powierzchniowych wytworzonych światłem odstrojonym ku niebieskiemu od wybranego rezonansu w atomach. W pracy [105] przedstawiono toroidalną elektro-optyczną pułapkę wytworzoną przez nanorurkę węglową i dwie srebrne nanosfery, na których wytwarzane są plazmony zlokalizowane. Natomiast w pracy [106] atom ma być pułapkowany w minimum pola wytwarzanego przez metalizowaną końcówkę światłowodu.

3.4.3 Lustro dla atomów z wykorzystaniem siatki dyfrakcyjnej

Jak pokazano w poprzednim rozdziale, wykorzystanie pola wytwarzanego przez polarytony plazmonów powierzchniowych do manipulowania zimnymi atomami neutralnymi jest rozwojowym kierunkiem badań, szczególnie gdy myślimy o miniaturyzacji układów eksperymentalnych — dzięki najnowszym tech-

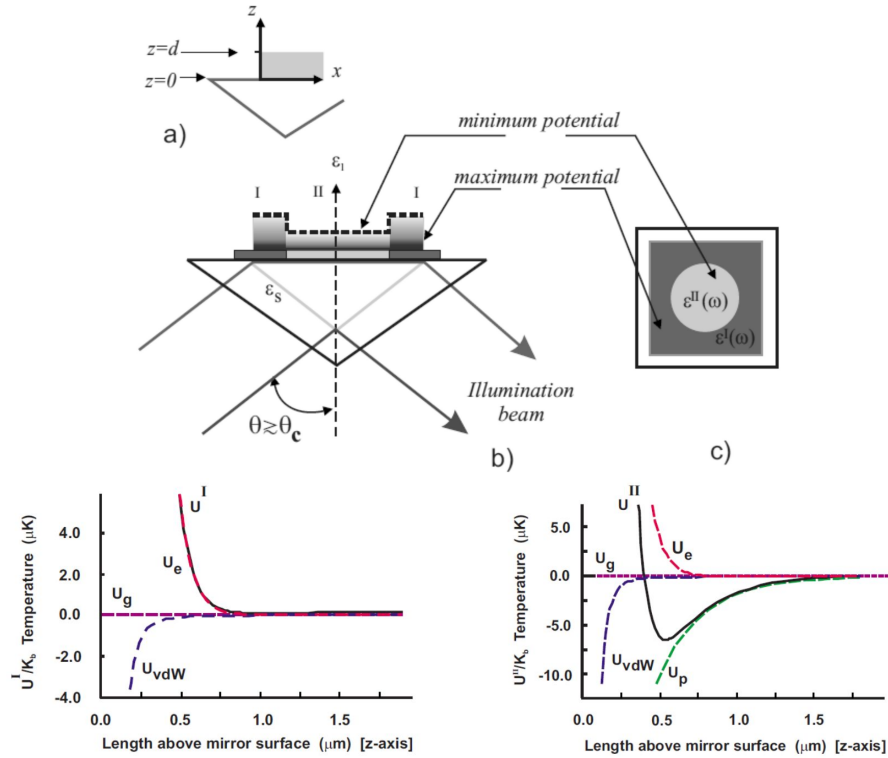


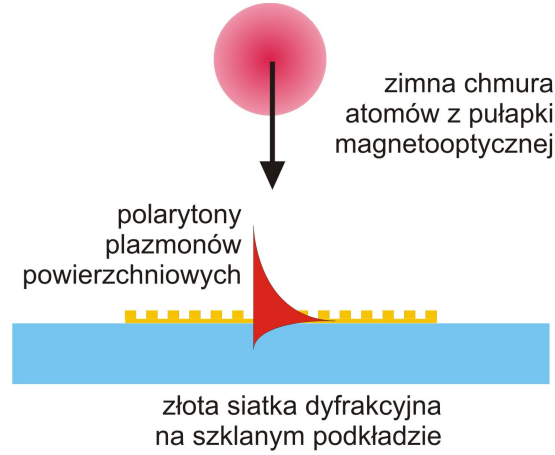
FIG. 2. (Color online) Display of the atomic mirror potential (U^I) distribution (solid line) above the Ag metallic layer. This potential is dominated by the U_e EF's potential strength over the van der Waals potential U_{vdW} and the gravitational potential (U_g).

FIG. 3. (Color online) Display of the Potential well U^{II} (solid line) above the Au thin film. This time we added the plasmon field potential (U_p). This is evaluated accordingly with the parameters as is indicated in the main text. At 10 mW optical input power we compute a well's depth $\gtrsim 7 \mu\text{K}$.

Rysunek 3.14: U góry: proponowana struktura dwóch metali naniesiona na pryzmat; na dole: potencjały nad warstwą srebra i złotą mikrokropką. Oznaczenia: U_{vdW} - przyciągający potencjał van der Waalsa, U_g - potencjał grawitacyjny, U_e - potencjał odpychający od pola zanikającego, U_p - potencjał przyciągający od polarytonów plazmonów powierzchniowych, U_I i U_{II} - potencjały wypadkowe nad odpowiednimi metalami. Obrazek pochodzi z pracy [103].

nologiom możliwe jest wytwarzanie skomplikowanych metalicznych nanostruktur, które umożliwiają z kolei otrzymywanie „skrojonych na miarę” potencjałów optycznych [67]. Wzbudzenie polarytonów plazmonów powierzchniowych w najpopularniejszej konfiguracji Kretschmanna wymaga jednak użycia pryzmatu, który jest dość sporym elementem optycznym. Większą kompaktowość można uzyskać wzbudzając SPP na metalicznej siatce dyfrakcyjnej.

W pracy [90] przedstawiono wyjaśnienie działania lusterek dipolowych (w których użyto pryzmatu z cienką warstwą metalu) dla atomów neutralnych. Obecność warstwy metalu modyfikuje częstość Rabiego $\Omega_R(z)$, która charakteryzuje oddziaływanie atomu z polem zanikającym (człon związany z polem zanikającym wytwarzanym przy całkowitym wewnętrznym odbiciu na pryzmacie również powoduje wzmocnienie pola). Pokazano, że przy wzbudzeniu polarytonów pla-



Rysunek 3.15: Schemat ilustrujący zasadę działania lustra dipolowego na bazie polarytonów plazmonów powierzchniowych wzbudzanych na siatce dyfrakcyjnej. Ponieważ w następnym rozdziale analizowane będą różne realizacje siatek dyfrakcyjnych, nie zaznaczono kierunku wiązki wzbudzającej SPP.

zmonów powierzchniowych (co odpowiada minimum w odbiciu dla odpowiedniego kąta padania wiązki wzbudzającej oraz dla właściwej grubości warstwy metalu) częstość Rabiego osiąga maksymalną wartość. Częstość Rabiego jest z kolei bezpośrednio związana z potencjałem dipolowym,

$$U_{dip} = \frac{\hbar\Delta(v)}{2} \ln \left(1 + \frac{2\Omega_R^2(z)}{\Delta^2(v) + \Gamma^2} \right), \quad (3.31)$$

gdzie $\Delta(v) = \Delta_0 - \mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{v}$, $\Delta_0 = \omega - \omega_0$ to odstrojenie wiązki wzbudzającej od rezonansu w atomach, a Γ to naturalna szerokość linii. Dla odstrojenia ku niebieskiemu potencjał U_{dip} jest odpychający. Warstwa metalu na pryzmacie, poprzez ekranowanie szklanego podkładu, modyfikuje również potencjał van der Waalsa. Pole zanikające nie ma żadnego wkładu do tego potencjału poza tym, że określa kierunek dipola elektrycznego. Całkowity potencjał działający na atomy (w kierunku prostopadłym do powierzchni) to $U_{tot}(z, \mathbf{v}) = U_{dip}(z, \mathbf{v}) + U_{vdW}(z)$.

Chociaż powyższe rozumowanie przeprowadzone zostało dla lustra dipolowego osiąganego za pomocą pryzmatu z warstwą metalu oświetlanego w konfiguracji Kretschmanna, zasadne jest uznać, że podobny mechanizm zadziała, gdy polarytony plazmonów powierzchniowych wzbudzimy za pomocą siatki dyfrakcyjnej (modyfikacji ulegnie częstość Rabiego, a także potencjał van der Waalsa), jak to przedstawiono na 3.15. Szczegóły pomysłu, opracowanego w Laboratorium Zimnych Atomów przy Powierzchni, przedstawione zostaną w następnych rozdziałach.

Rozdział 4

Modelowanie metalicznych siatek dyfrakcyjnych

W rozdziale 3.4.3 opisano pomysł realizacji lustra dipolowego dla atomów neutralnych, w którym potencjał odpychający może być otrzymany poprzez wzbudzenie wiązką laserową o odpowiedniej częstotliwości polarytonów plazmonów powierzchniowych na metalicznej siatce dyfrakcyjnej. W niniejszym rozdziale przedstawione zostaną dwie koncepcje siatek dyfrakcyjnych: siatka odbiciowa, oświetlana od góry od strony próżni oraz siatka transmisyjna — oświetlana od spodu, od strony szklanego podkładu. Wprowadzone zostaną także metody numeryczne, których użyto do optymalizacji parametrów siatek.

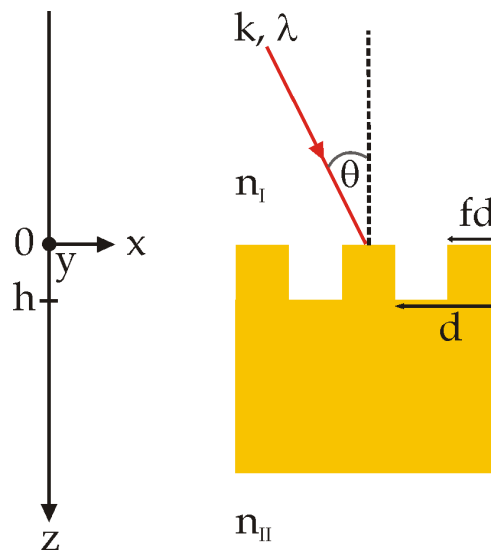
4.1 Metody numeryczne

Analiza siatki dyfrakcyjnej polega na znajdywaniu efektywności dyfrakcji (redystrybucji energii) poszczególnych rzędów (tak odbitych, jak i przechodzących). Nawet w przypadku jednowymiarowym efektywność ta zależy od wielu parametrów zarówno samej siatki (profilu, okresu, grubości, materiału), jak i padającej fali (długości fali, kąta padania, polaryzacji). W praktyce analiza taka sprowadza się do rozwiązania równań Maxwella wraz z odpowiednimi warunkami brzegowymi. Najczęściej spotykanymi w literaturze metodami podejścia do tego zagadnienia jest metoda *różnic skończonych w domenie czasowej* (Finite Difference Time Domain — FDTD), będąca odpowiednią dla dowolnych struktur oraz *ściśła metoda fal sprzężonych* (Rigorous Coupled Wave Analysis — RCWA, zwana także Fourier Modal Method), rozwinięta specjalnie z myślą o siatkach dyfrakcyjnych.

W niniejszej pracy do modelowania złotych siatek dyfrakcyjnych posłużono się programem rcwa-1d¹, w którym zaimplementowana jest metoda RCWA w jednym wymiarze (na podstawie prac [107–113]). Do sprawdzenia wyników użyto także komercyjnego programu EM Explorer² w wersji demonstracyjnej, ze znacznymi ograniczeniami. Program ten wykorzystywał metodę FDTD.

4.1.1 Metoda RCWA

Ścisła metoda fal sprzężonych pozwala otrzymać ścisłe rozwiązania równań Maxwella dla dyfrakcji na siatce dyfrakcyjnej [108], pod warunkiem uwzględnienia w obliczeniach nieskończonej ilości rzędów ugięcia. W praktyce dokładność otrzymanych rozwiązań zależy od liczby fal płaskich wziętych pod uwagę w rozwinięciu pola elektrycznego i magnetycznego w obszarze siatki. Sformułowanie problemu w przypadku dyfrakcji planarnej (polaryzacja TM i TE, które mogą być rozważane oddzielnie) przedstawia rys. 4.1. W przypadku takim wszystkie



Rysunek 4.1: Geometria siatki dyfrakcyjnej i padającej fali elektromagnetycznej.

rzędy dyfrakcji, rozproszone w przód i wstecz, leżą w płaszczyźnie padania, nie występuje sprzężenie pomiędzy składowymi podłużnymi i poprzecznymi pola elektrycznego i magnetycznego. Fala elektromagnetyczna spolaryzowana liniowo pada pod kątem θ na siatkę o wysokości h i okresie d , oznaczającą w praktyce sekwencję obszarów o różnym współczynniku załamania. W metodzie RCWA

¹Autorem programu rcwa-1d jest Pavel Kwiecien, pavel.kwecien@seznam.cz, z Czech Technical University w Pradze, z Optical Physics Group. Program jest dostępny na licencji GNU.

²<http://www.emexplorer.net>

układ taki dzielony jest na N warstw jednorodnych w kierunku prostopadłym do siatki. Siatka znajduje się ponadto w otoczeniu dwóch jednorodnych ośrodków: obszar nad siatką o współczynniku załamania n_I (warstwa 0) i pod siatką o n_{II} (warstwa $N + 1$). W obszarze siatki ($0 < z < h$) periodyczna funkcja przenikalności elektrycznej rozwijana jest w szereg Fouriera

$$\varepsilon(x) = \sum_p \varepsilon_p e^{j \frac{2\pi p}{d} x}, \quad (4.1)$$

gdzie ε_p to p -ta składowa fourierowska przenikalności elektrycznej, która jest zespolona dla siatek ze stratami i niesymetrycznych. Dla prostego przypadku siatki o periodycznej zmianie współczynników załamania n_{rd} (zęb) i n_{gr} (rowek) składowe fourierowskie przedstawiają się następująco:

$$\varepsilon_0 = n_{rd}^2 f + n_{gr}^2 (1 - f) \quad (4.2)$$

oraz

$$\varepsilon_p = \left(n_{rd}^2 - n_{gr}^2 \right) \frac{\sin(\pi p f)}{\pi p}, \quad (4.3)$$

gdzie f to ułamek okresu zajmowany przez zęb siatki (tzw. współczynnik wypełnienia), a ε_0 to średnia przenikalność elektryczna, a nie przenikalność próżni. Składowe wektora falowego dla i -tego rzędu dyfrakcji w obszarach I i II dane są wzorami:

$$k_{xi} = k_0 \left(n_I \sin \theta - i \frac{\lambda_0}{d} \right), \quad (4.4)$$

$$k_{l,zi} = \begin{cases} +k_0 \left(n_l^2 - \left(\frac{k_{xi}}{k_0} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} & \text{dla } k_0 n_l > k_{xi}, \\ -jk_0 \left(\left(\frac{k_{xi}}{k_0} \right)^2 - n_l^2 \right)^{\frac{1}{2}} & \text{dla } k_0 n_l < k_{xi}, \end{cases} \quad \text{gdzie } l = \text{I, II}. \quad (4.5)$$

k_0 i λ_0 opisują falę elektromagnetyczną w próżni, j to jednostka urojona.

Dla polaryzacji TM [107, 108, 111] znormalizowany wektor pola magnetycznego jest prostopadły do płaszczyzny padania i może być zapisany jako

$$H_{\text{inc},y} = \exp(-jk_0 n_I (x \sin \theta + z \cos \theta)). \quad (4.6)$$

Pole magnetyczne w obszarze I ($z < 0$) zapisać można jako sumę pola padającego $H_{\text{inc},y}$ i sumę znormalizowanych rozwiązań dla rzędów odbitych (rozproszonych wstecz) o znormalizowanych amplitudach \tilde{R}_i

$$H_{I,y} = H_{\text{inc},y} + \sum_i \tilde{R}_i \exp(-j(k_{xi}x - k_{I,zi}z)), \quad (4.7)$$

natomiast w obszarze II ($z > h$) pole magnetyczne jest sumą rzędów rozproszonych w przód (przechodzących) o znormalizowanych amplitudach \tilde{T}_i

$$H_{\text{II},y} = \sum_i \tilde{T}_i \exp(-j(k_{xi}x - k_{\text{II},zi}(z - h))). \quad (4.8)$$

W obszarze siatki ($0 < z < h$) składowa y pola magnetycznego i składowa x pola elektrycznego mogą być przedstawione jako rozwinięcie w falach płaskich

$$H_{gy} = \sum_i U_{yi}(z) \exp(-jk_{xi}x), \quad (4.9a)$$

$$E_{gx} = j \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}} \sum_i S_{xi}(z) \exp(-jk_{xi}x), \quad (4.9b)$$

gdzie $U_{yi}(z)$ i $S_{xi}(z)$ to znormalizowane amplitudy i -tego rzędu ugięcia takie, że pola H_{gy} i E_{gx} spełniają równania Maxwella w obszarze siatki. Wstawiając 4.9 do równań Maxwella otrzymujemy układ równań różniczkowych. Pola są otrzymywane poprzez znalezienie wartości własnych i wektorów własnych dotyczących tego układu równań i przez nałożenie warunków brzegowych (przystępny opis tych operacji znaleźć można w pracy [114]). Następnie obliczane są efektywności dyfrakcji (współczynniki odbicia R i transmisji T) dla poszczególnych rzędów:

$$R = \tilde{R}_i \tilde{R}_i^* \operatorname{Re} \left(\frac{k_{\text{I},zi}}{k_0 n_{\text{I}} \cos \theta} \right), \quad (4.10a)$$

$$T = \tilde{T}_i \tilde{T}_i^* \operatorname{Re} \left(\frac{k_{\text{II},zi}}{n_{\text{II}}^2} \right) \left(\frac{k_0 \cos \theta}{n_{\text{I}}} \right). \quad (4.10b)$$

Dla polaryzacji TE [108] do płaszczyzny padania prostopadły jest znormalizowany wektor pola elektrycznego zapisany jako

$$E_{\text{inc},y} = \exp(-jk_0 n_{\text{I}}(x \sin \theta + z \cos \theta)). \quad (4.11)$$

Analogicznie jak dla polaryzacji TM, pole elektryczne w obszarze I ($z < 0$) zapisać można jako sumę pola padającego $E_{\text{inc},y}$ i sumę znormalizowanych rozwiązań dla rzędów odbitych

$$E_{\text{I},y} = E_{\text{inc},y} + \sum_i \tilde{R}_i \exp(-j(k_{xi}x - k_{\text{I},zi}z)), \quad (4.12)$$

natomiast w obszarze II ($z > h$) pole elektryczne jest sumą rzędów przechodzących

$$E_{\text{II},y} = \sum_i \tilde{T}_i \exp(-j(k_{x_i}x - k_{\text{II},z_i}(z - h))). \quad (4.13)$$

W obszarze siatki składowa y pola elektrycznego i składowa x pola magnetycznego mogą być przedstawione jako rozwinięcie w falach płaskich

$$E_{gy} = \sum_i S_{yi}(z) \exp(-jk_{x_i}x), \quad (4.14a)$$

$$H_{gx} = -j \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{\frac{1}{2}} \sum_i U_{xi}(z) \exp(-jk_{x_i}x), \quad (4.14b)$$

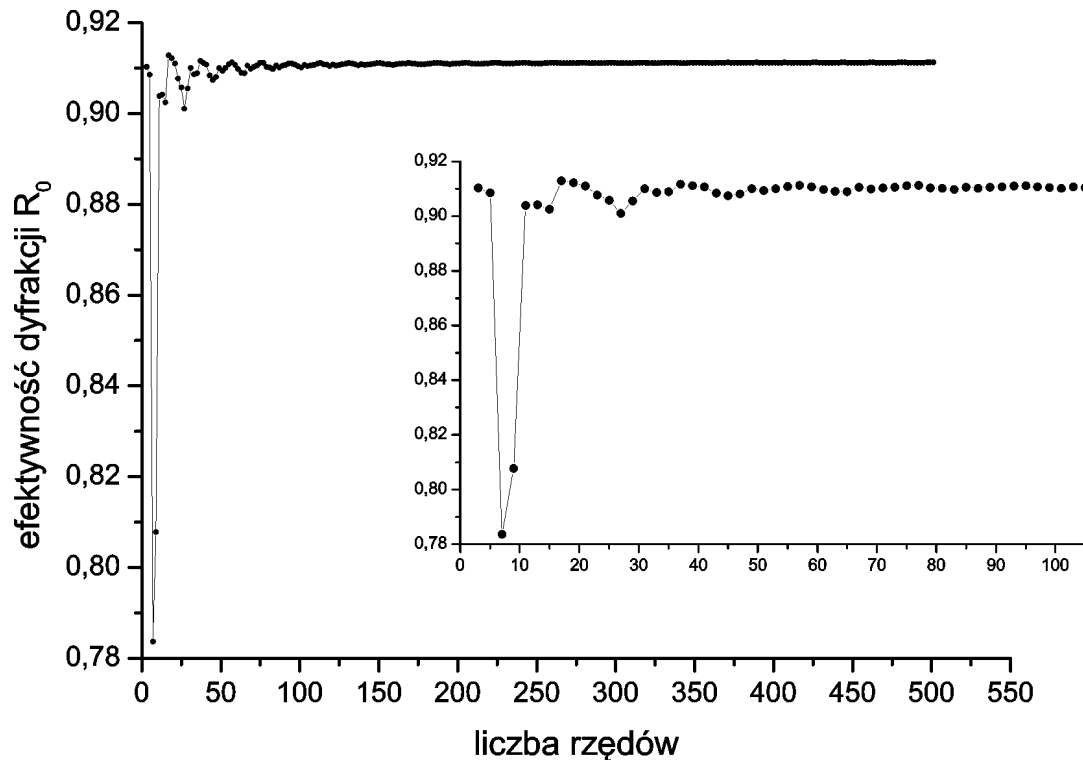
gdzie ponownie $S_{yi}(z)$ i $U_{xi}(z)$ to znormalizowane amplitudy i -tego rzędu ugięcia takie, że pola E_{gy} i H_{gx} spełniają równania Maxwella w obszarze siatki. Otrzymywane są efektywności dyfrakcji dla poszczególnych rzędów:

$$R = \tilde{R}_i \tilde{R}_i^* \operatorname{Re} \left(\frac{k_{\text{I},z_i}}{k_0 n_{\text{I}} \cos \theta} \right), \quad (4.15a)$$

$$T = \tilde{T}_i \tilde{T}_i^* \operatorname{Re} \left(\frac{k_{\text{II},z_i}}{k_0 n_{\text{I}} \cos \theta} \right). \quad (4.15b)$$

W programie rcwa-1d zaimplementowane zostały dwa algorytmy: algorytm macierzy rozpraszania (S-matrix algorithm) oraz udoskonalony algorytm macierzy transmisji (enhanced T-matrix algorithm), przy czym oba algorytmy dostępne są w dwóch wersjach (obliczenia prowadzone w bazie współrzędnych przestrzennych xyz lub w bazie polaryzacji sp). Sprawdzono, że dla modelowanych siatek oba algorytmy dla obu baz dają takie same wyniki. Na dokładność wyników wpływa natomiast liczba rzędów dyfrakcji uwzględnianych w obliczeniach (rys. 4.2). W opisywanych symulacjach używano 101 rzędów.

W oryginalnym programie wprowadzono szereg zmian (niedotyczących samego algorytmu RCWA), dostosowujących jego działanie do potrzeb wykonywanych symulacji, m. in. obliczanie natężenia pola elektrycznego, wielokrotne pętle umożliwiające przeskanowanie w sposób automatyczny dużej macierzy parametrów bez ingerencji użytkownika, znajdowanie minimów w odbiciu i maksymalnych natężeń pola elektrycznego (poprzez wykonywanie przekroju prostopadłego do siatki) w celu znalezienia optymalnych parametrów siatek.



Rysunek 4.2: Zależność efektywności dyfrakcji (współczynnika odbicia R) w zerowym rzędzie ugięcia od liczby rzędów użytych w równaniach 4.9 i 4.14. Zakres używanych rzędów pokazano w powiększeniu.

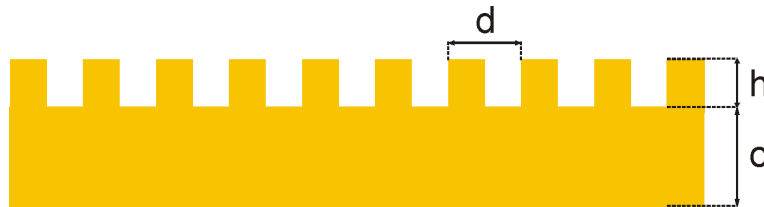
4.1.2 Metoda FDTD

Metoda FDTD to metoda różnic skończonych w dziedzinie czasu, zastosowana do równań Maxwella zależnych od czasu. W metodzie tej sprzężone równania pola elektromagnetycznego rozwiązywane są jednocześnie w przestrzeni i w czasie za pomocą algorytmu zaproponowanego w 1996 r. przez K. Yee [115]. Yee przedstawił zapis różnicowy wirowych równań Maxwella, a ich dyskretyzacja dokonywana jest za pomocą tzw. komórki Yee. Obszar symulacji wypełniony jest takimi komórkami, a każda składa się z węzłów siatki różnic skończonych, w których umieszczono składowe pola elektrycznego i magnetycznego: pierwsze znajdują się w środkach krawędzi poszczególnych boków komórki, drugie zaś w środkach płaszczyzn tworzących jej boki. Odpowiednie warunki brzegowe wokół obszaru symulacji zapewnić mają możliwie dużą absorpcję fal elektromagnetycznych i zminimalizować ich odbicie. Dokładność algorytmu jest zależna m. in. od wielkości komórki Yee, jednakże już dla komórek o boku kilku nm obliczenia są bardzo czasochłonne (np. policzenie zależności współczynnika odbicia R od kąta padania w zakresie kilkudziesięciu stopni dla jednego zestawu parametrów zaj-

mowało parę godzin). W wersji demonstracyjnej programu EM Explorer nałożone były ograniczenia na minimalną wielkość komórki (lub na całkowitą wielkość obszaru symulacji). Spowodowało to, że szczególnie dla siatek transmisyjnych o wąskich szczelinach symulacje w większości nie działały prawidłowo.

4.2 Siatka oświetlana od góry

Pierwszą rozważaną koncepcją jest użycie siatki oświetlanej od góry (odbiciowej), czyli w typowej i szeroko wykorzystywanej konfiguracji (np. [116–119]), jak na rys. 3.9 w rozdz. 3.3. Siatkę taką powinny charakteryzować specjalnie dobrane parametry, takie jak okres, współczynnik wypełnienia, wysokość zębów, które zagwarantują optymalne działanie lustra dipolowego (rys. 4.3).



Rysunek 4.3: Złota siatka dyfrakcyjna oświetlana od góry o okresie d , wysokości zęba h , współczynnika wypełnienia $\frac{1}{2}$ i wysokości cokoliku ze złota c .

4.2.1 Założenia — wymagane parametry

Do istotnych parametrów siatki dyfrakcyjnej zaliczamy: okres, wysokość zębów, szerokość zębów (współczynnik wypełnienia) oraz metal, z którego wykonana jest siatka (to zagadnienie zostanie rozwinięte w rozdziale 4.3), a także optymalny kąt padania wiązki θ_i . Szczegółowa analiza optymalnych parametrów siatki dyfrakcyjnej przedstawiona została w pracy [116].

Okres siatki

Wybieramy taki okres siatki d , aby istniał przynajmniej jeden kąt, dla którego zostaną wzbudzone polarytony plazmonów powierzchniowych:

$$k_{SPPgr} = -k_0 \sin \theta_i + \frac{2\pi n}{d}. \quad (4.16)$$

W pracy [116] zmierzono, że wektor falowy SPP na siatce, k_{SPPgr} , dla siatek płtykich nie zależy bardzo od głębokości h , dlatego przybliżyć go można wek-

torem falowym SPP dla płaskiej powierzchni metalu, k_{SPPff} . Dla $\lambda = 780$ nm dla złota k_{SPPff} wynosi $1.02k_0$. Dalej, wiązka wzbudzająca SPP powinna padać pod pewnym kątem θ_i , ponieważ przy padaniu normalnym generowane są plazmony propagujące się w obu kierunkach (zawartych w płaszczyźnie padania wiązki). Korzystne jest, aby kąt padania wiązki wzbudzającej był taki, aby nie istniały wyższe rzędy dyfrakcji ($m \neq 0$), gdyż spowodują one obniżenie efektywności wzbudzania plazmonów, ze względu na „ucieczkę” energii do tych rzędów. Warunek ten opisuje równanie

$$k_0(\sin \theta_m - \sin \theta_i) = \frac{2\pi m}{d}, \quad (4.17)$$

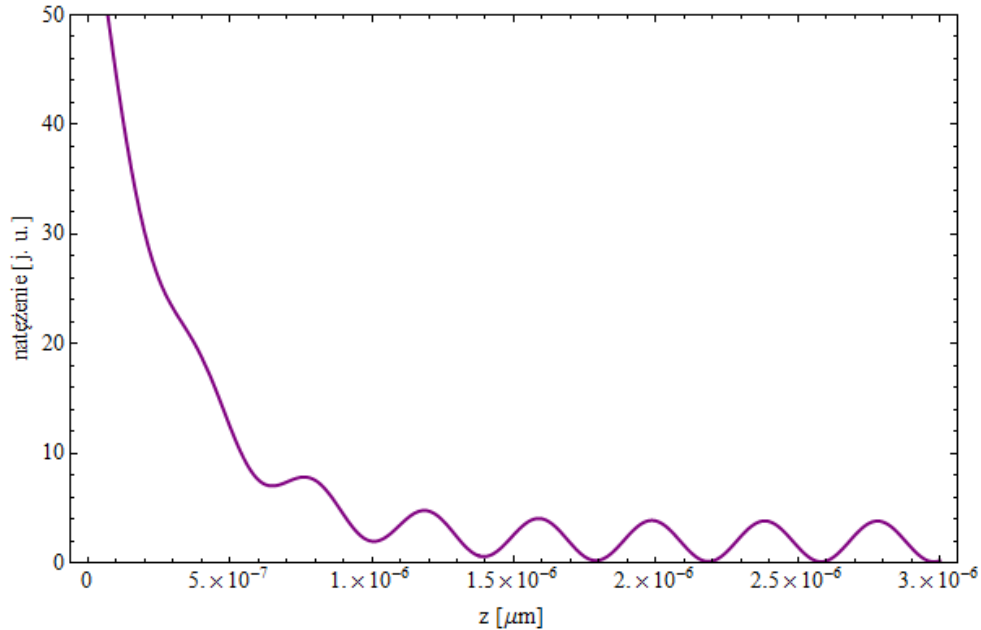
gdzie θ_i to kąt wiązki padającej, a θ_m to kąt m -tego rzędu dyfrakcji. Dla $n = 1$ i $\theta_i > 0$ oraz $k_{SPPgr} > k_0$ otrzymujemy dodatkowy warunek $\frac{\lambda}{d} > \frac{k_{SPPgr}}{k_0} > 1$ (ograniczenie od góry na d dla danej λ). Ponadto, aby równanie 4.16 było spełnione co najmniej dla jednego kąta, zachodzić musi $\frac{\lambda}{d} < \frac{k_{SPPgr}}{k_0} + 1$ (ograniczenie od dołu na d dla danej λ). Otrzymujemy końcowy warunek na okres siatki d

$$\frac{k_{SPPgr}}{k_0} < \frac{\lambda}{d} < \frac{k_{SPPgr}}{k_0} + 1, \quad (4.18)$$

co dla $\lambda = 780$ nm daje ograniczenie $386 \text{ nm} < d < 765 \text{ nm}$. Jednakże, ponieważ uzyskiwane wzmocnienie pola zanikającego zależy jak $\cos \theta_i$ (patrz wzór 3.30), kąt padania wiązki wzbudzającej nie może być za duży. Geometria komórki próżniowej, w której umieszczona zostanie siatka oraz geometria pułapki magnetoptycznej, będącej źródłem zimnych atomów, nakładają dalsze warunki na okres siatki (poprzez ograniczenie dostępu optycznego, czyli możliwych kątów padania wiązki). Ponadto, kąt padania wiązki nie powinien być zbyt mały, ponieważ dla mniejszych kątów powstają, w wyniku interferencji wiązki padającej i odbitej, prążki o większej amplitudzie (rys. 4.4). Biorąc pod uwagę powyższe ograniczenia, kąt padania powinien wynosić kilka – kilkanaście stopni, co daje dalsze ograniczenie na okres siatki, np. $573 \text{ nm} (\theta_i = 20^\circ) < d < 705 \text{ nm} (\theta_i = 5^\circ)$.

Wysokość i szerokość zębów siatki

Siatka dyfrakcyjna powinna być tylko niewielkim zaburzeniem płaskiej powierzchni, w związku z czym powinna być płytka — na podstawie literatury [93, 116, 117] wysokość zębów powinna być rzędu kilkudziesięciu nm. Stosunek szerokości zębów do okresu siatki (współczynnik wypełnienia, z ang. *duty cycle*) powinien być zbliżony do $\frac{1}{2}$ [117, 118]. Zwiększanie głębokości siatki (wy-



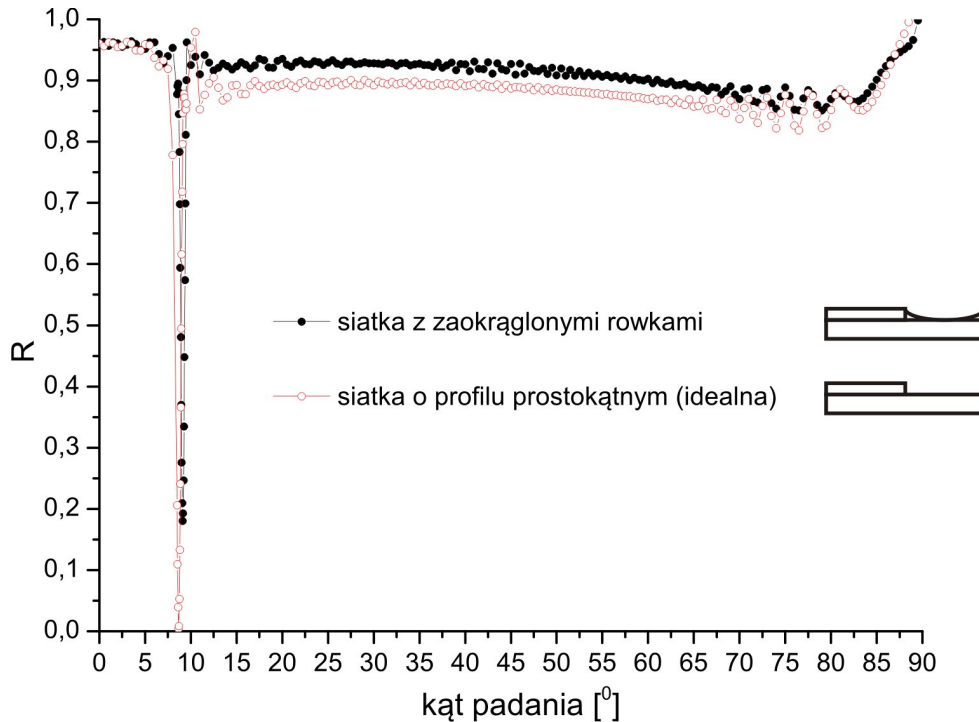
Rysunek 4.4: Prążki powstające z interferencji wiązki padającej pod kątem $\theta_i = 11^\circ$ i odbitej, widoczny jest przekrój w kierunku prostopadłym do powierzchni siatki. Dodano pole zanikające w postaci $I_0 \exp(-2z/L_{z_p})$, gdzie L_{z_p} to głębokość wnikania (576 nm dla siatki złotej o okresie $1 \mu\text{m}$ oświetlanej światłem o $\lambda = 780 \text{ nm}$), a I_0 to wzmacnienie przyjęte jako 60.

sokości zębów) i odchodzenie od wypełnienia 50% (szczegóły w 4.2.3, rys. 4.11 i 4.12) powoduje skracanie drogi propagacji polarytonów plazmonów powierzchniowych i zmniejsza siłę sprzężenia ze wzbudzającą wiązką, czyli mniejsze jest wzmacnienie pola przy siatce.

4.2.2 Siatka o okresie 660 nm

Mając na uwadze powyższe założenia, wybrano okres siatki dyfrakcyjnej jako $d = 660 \text{ nm}$. Optymalnych parametrów szukano robiąc przekroje przez rozkład natężenia pola nad siatką, w kierunku prostopadłym do jej powierzchni. Z powodu kształtu rozkładu natężenia (rys. 4.7), przekroje wykonywane były w trzech miejscach: przez środek zęba, przez brzeg zęba, przez środek rowka (rys. 4.10). Na podstawie symulacji ustalono, że optymalna wysokość zęba to $h = 25 \text{ nm}$ dla cokoliku o wysokości $c = 120 \text{ nm}$ (im wyższy cokolik tym lepsze sprzężenie). Dla takiej siatki kąt wzbudzania polarytonów plazmonów powierzchniowych wynosi $\theta_i \approx 9^\circ$. Ponieważ zachodzi obawa, że przy wykonaniu siatki rowki mogą nie mieć profilu prostokątnego, policzono także (rys. 4.5) możliwość wzbudzania SPP dla siatki o „zaokrąglonym” rowku („zaokrąglenie” przybliżono za po-

mocą 22 kawałków o szerokości 15 nm, których wysokości w środku szerokości układały się na paraboli). Jak widać, odstępstwo od profilu prostokątnego siatki powoduje zmniejszenie sprzężenia z SPP (mniejszy współczynnik odbicia³) i niewielką zmianę kąta wzbudzenia. Rysunek 4.6 przedstawia porównanie rozkładów



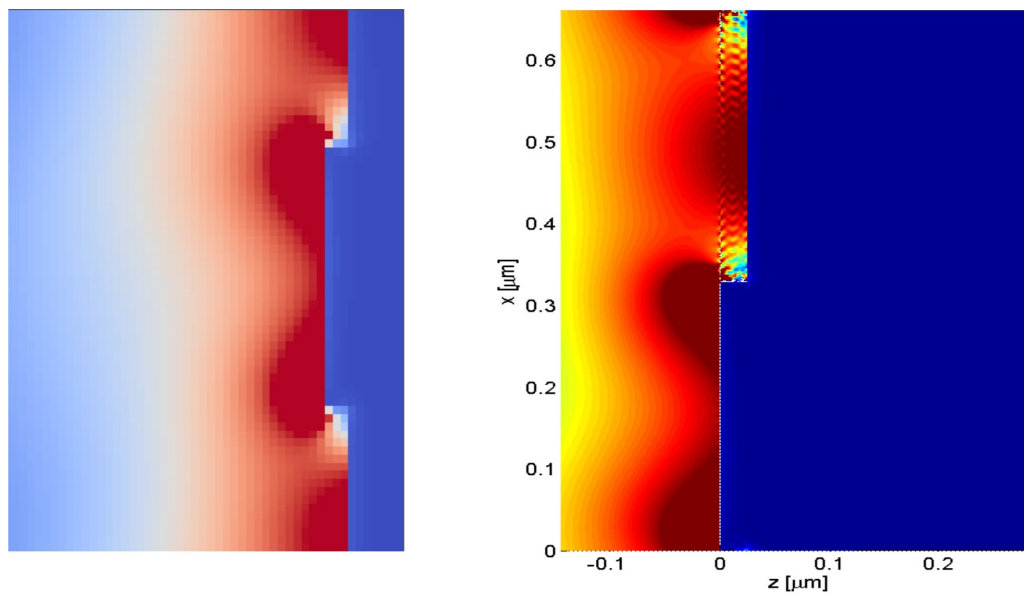
Rysunek 4.5: Współczynnik odbicia R w funkcji kąta padania wiązki wzbudzającej SPP dla siatki o okresie 660 nm o profilu prostokątnym oraz z zaokrąglonymi rowkami o profilu parabolicznym. Dane otrzymano za pomocą programu EM Explorer.

natężenia pola elektrycznego przy wzbudzeniu SPP otrzymanych w programie EM Explorer i rcwa-1d — otrzymane rozkłady są jakościowo zbieżne. Zauważyć można, że natężenie pola elektrycznego nie jest równomierne dla danej odległości wzdłuż siatki (rys. 4.7), dlatego trudno określić jakie jest wzmocnienie pola (definiowane jako stosunek natężenia pola elektrycznego przy siatce i w wiązce padającej).

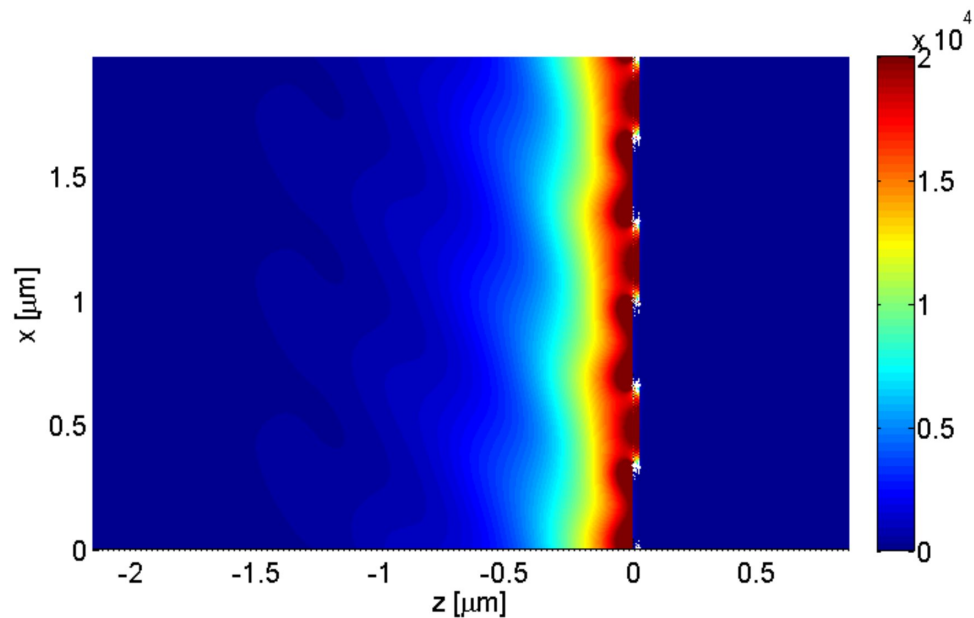
4.2.3 Siatka o okresie 1 μm

Z powodów technicznych, opisanych w rozdz. 5.2, wytworzenie siatki o okresie 660 nm jest bardzo trudne. W związku z tym zdecydowano się na zastosowanie

³jeśli nie zaznaczono inaczej, współczynnik odbicia R dotyczy zerowego rzędu dyfrakcji



Rysunek 4.6: Jakościowe porównanie rozkładu natężenia pola elektrycznego przy wzbudzeniu SPP otrzymanego w programie EM Explorer (po lewej) i rcwa-1d (po prawej) dla siatki o okresie 660 nm. Skala kolorów jest umowna.



Rysunek 4.7: Rozkład natężenia pola elektrycznego dla trzech okresów siatki dyfrakcyjnej o okresie 660 nm. Zauważyć można nierównomierność rozkładu natężenia. Skala jest umowna (nie jest znormalizowana do amplitudy pola elektrycznego wiązki wzbudzającej).

siatki o okresie $1 \mu\text{m}$, będąc świadomym jej wad (dodatkowy rząd dyfrakcji, patrz tabela 4.1). Ponownie okazało się, że im wyższy cokolik tym lepsze sprzę-

polaryzacja	rząd	660 nm	1000 nm
TM	0	0.00744	0.03282
	-1	0	0.02370
TE	0	0.97211	0.94731
	-1	0	0.02532

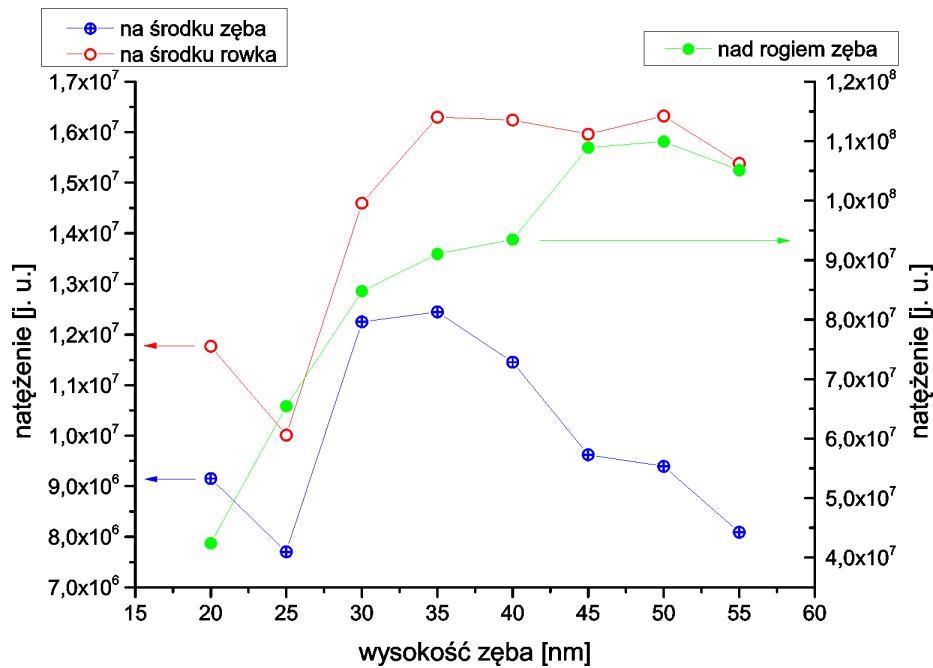
Tabela 4.1: Wyliczone współczynniki odbicia dla poszczególnych rzędów dyfrakcji dla siatek o okresach 660 nm i 1000 nm, dla polaryzacji TM i TE. Dla siatki o okresie 1000 nm występują dwa rzędy dyfrakcji (0 i -1). Dla polaryzacji TE współczynnik odbicia w zerowym rzędzie jest bliski jedynki, oznacza to że nie ma sprzężenia z SPP.

żenie z SPP (dla małych wysokości c zachodzi transmisja przez warstwę złota, powodując straty mocy). Wybrana została wysokość zęba $h = 35 \text{ nm}$, gdyż jest to wartość, dla której natężenie pola mierzone w różnych miejscach siatki jest stabilne przy zmianie h o $\pm 5 \text{ nm}$ (patrz rys. 4.8). Z powodu nierównomiernego rozkładu natężenia pola elektrycznego przy siatce mówienie o parametrze takim jak wzmocnienie pola wydaje się nieuprawnione, gdyż zależy od miejsca, w którym wykona się przekrój. Rysunek 4.9 przedstawia zależność współczynnika odbicia od kąta padania wiązki wzbudzającej, minimum w odbiciu występuje dla kąta $\theta_i = 14.52^\circ$. Jak widać, dla polaryzacji TE nie następuje wzbudzenie polarytonów plazmonów powierzchniowych.

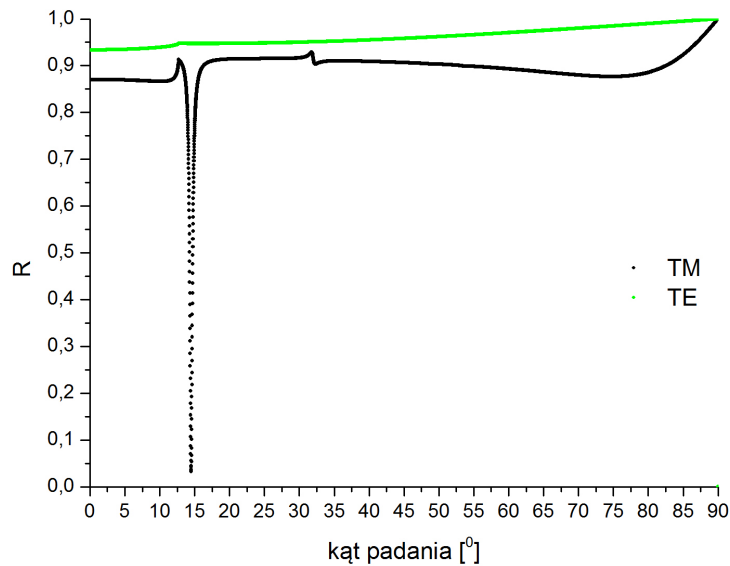
Minimum we współczynniku odbicia dla zerowego rzędu dyfrakcji ma kształt lorentzowski [119]:

$$L(\theta) = R_0 \frac{(\frac{\Theta_0}{2})^2}{(\theta - \theta_i)^2 + (\frac{\Theta_0}{2})^2}, \quad (4.19)$$

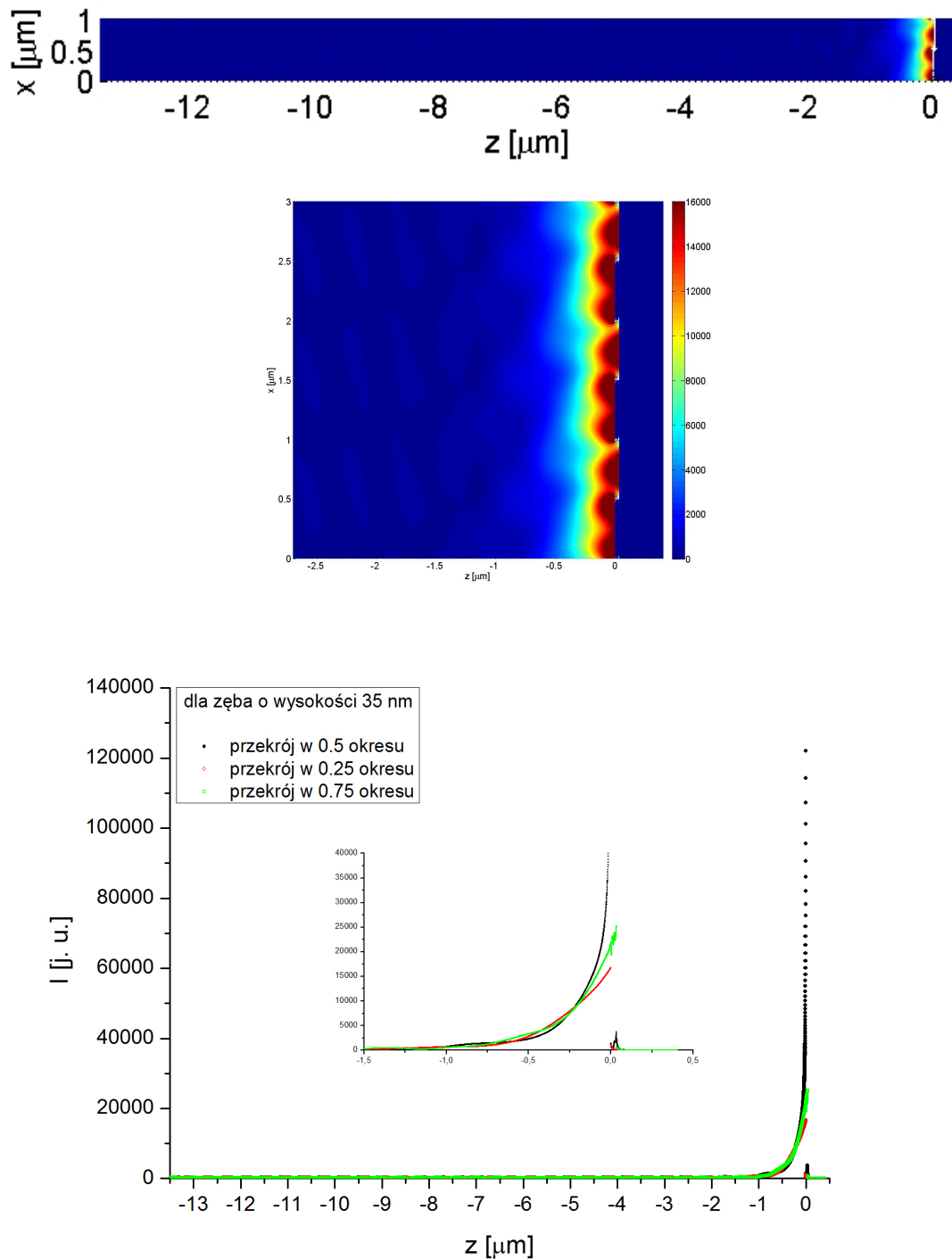
gdzie Θ_0 to FWHM (szerokość w połowie wysokości) profilu Lorentza. Mniejsze FWHM oznacza węższy profil lorentzowski, co związane jest z dłuższą drogą propagacji polarytonów plazmonów powierzchniowych (mniejsze rozpraszanie na zębach siatki). Rysunek 4.11 (u góry) przedstawia lorentzian dopasowany do minimum we współczynniku odbicia R dla siatki o optymalnych parametrach. Szerokość rezonansu $\Theta_0 = 0.434^\circ$, co oznacza w praktyce, że sprzężenie SPP jest bardzo czułe na dokładność ustawienia kąta padania wiązki wzbudzającej. Na rys. 4.11 (dolna część) przedstawiono zależność współczynnika odbicia od kąta padania wiązki dla siatek o okresie $1 \mu\text{m}$ i wysokościach zęba 20 nm, 35 nm, 50 nm, 65 nm, 80 nm i 100 nm, czyli dla zwiększającego się zaburzenia płaskiej powierzchni. Można zaobserwować poszerzanie się rezonansu wraz ze wzrostem wysokości zęba oraz zmianę optymalnego kąta padania. Z kolei na rys. 4.12 przedstawiono zależność współczynnika odbicia od kąta padania wiązki dla



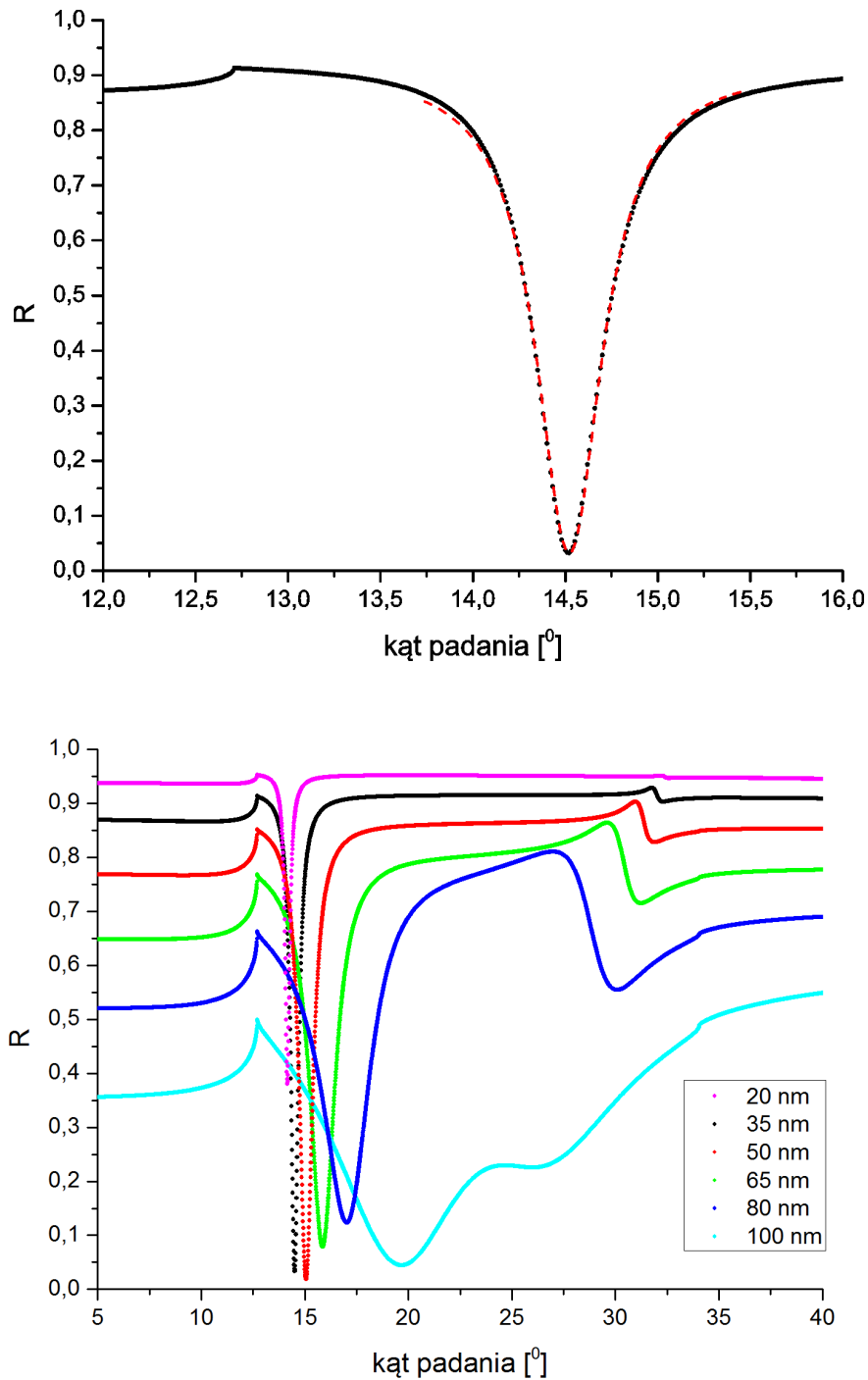
Rysunek 4.8: Maksymalna wartość natężenia pola w trzech miejscach siatki: nad zębem, w rowku, nad rogiem zęba dla różnych wysokości zęba h . Otrzymane dla siatki o okresie $1 \mu\text{m}$, dla $c = 100 \text{ nm}$, ponadto dla każdej wysokości zęba dobrany został taki kąt padania wiązki wzbudzającej, aby otrzymać minimum we współczynniku odbicia R .



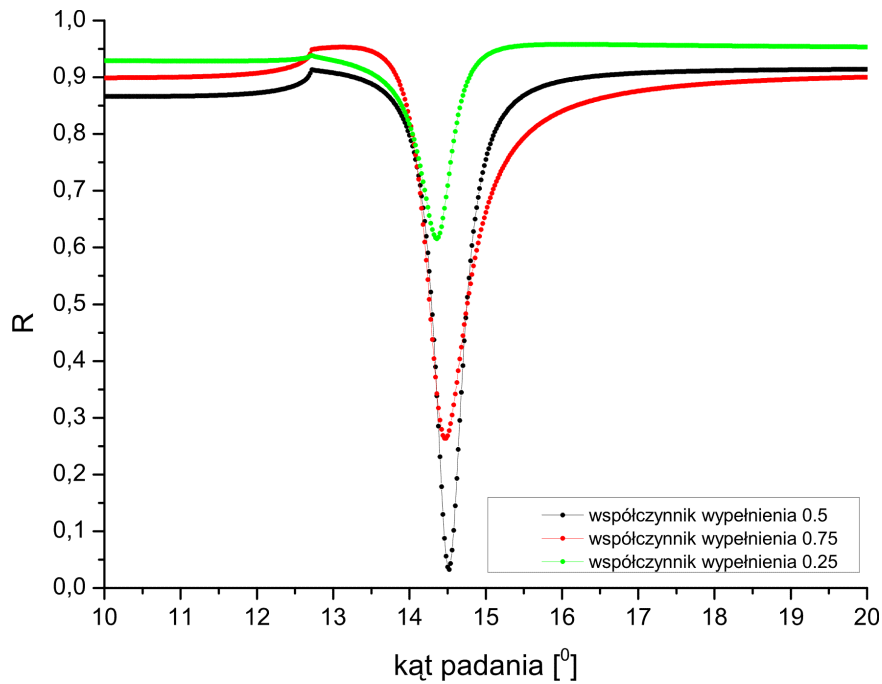
Rysunek 4.9: Zależność współczynnika odbicia w funkcji kąta padania wiązki wzbudzającej dla polaryzacji TE i TM, minimum w odbiciu występuje dla kąta $\theta_i = 14,52^\circ$. Otrzymane dla siatki o okresie $1 \mu\text{m}$, dla $c = 100 \text{ nm}$, $h = 35 \text{ nm}$.



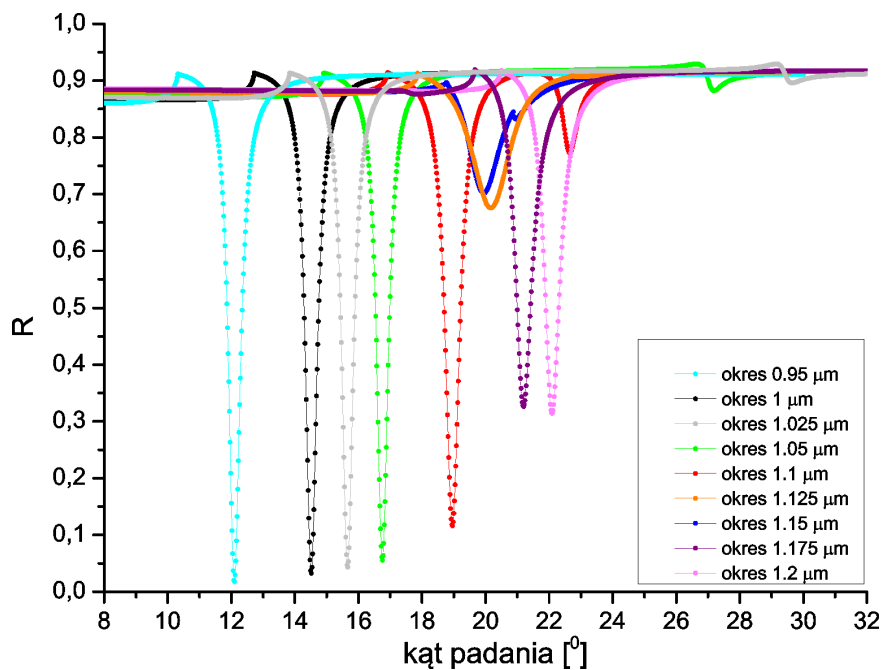
Rysunek 4.10: Rozkłady natężenia pola elektrycznego dla siatki o okresie 1000 nm. Rysunek górny pokazuje rozkład natężenia pola w dużej odległości od siatki (do kilkunastu μm) — widoczna jest interferencja wiązki padającej i odbitej. Rysunek niżej pokazuje rozkład natężenia dla trzech okresów siatki. Wykres na dole prezentuje przekroje przez rozkład natężenia pola elektrycznego: $c = 100 \text{ nm}$, $h = 35 \text{ nm}$, $\theta_i = 14.52^\circ$; miejsca $0.25d$, $0.5d$ i $0.75d$ oznaczają odpowiednio środek zęba, brzeg zęba i środek rowka. Od odległości $z = 0.5 \mu\text{m}$ od siatki widać prążki interferencyjne o niewielkiej amplitudzie.



Rysunek 4.11: U góry: Dopasowanie funkcji Lorentza (wzór 4.19) do minimum we współczynniku odbicia dla siatki o $d = 1000$ nm, $c = 100$ nm, $h = 35$ nm. Otrzymano następujące parametry dopasowania: $R_0 = -0.884 \pm 0.002$, $\theta_i = 14.521^\circ \pm 0.006^\circ$, $\Theta_0 = 0.434^\circ \pm 0.003^\circ$. Na dole: Zależność współczynnika odbicia w funkcji kąta padania wiązki wzbudzającej dla siatki o okresie 1000 nm i różnych wartościach h .



Rysunek 4.12: Zależność współczynnika odbicia w funkcji kąta padania wiązki wzbudzającej dla siatki o okresie 1000 nm, $c = 100$ nm, $h = 35$ nm i różnych współczynnikach wypełnienia (szerokościach zęba).

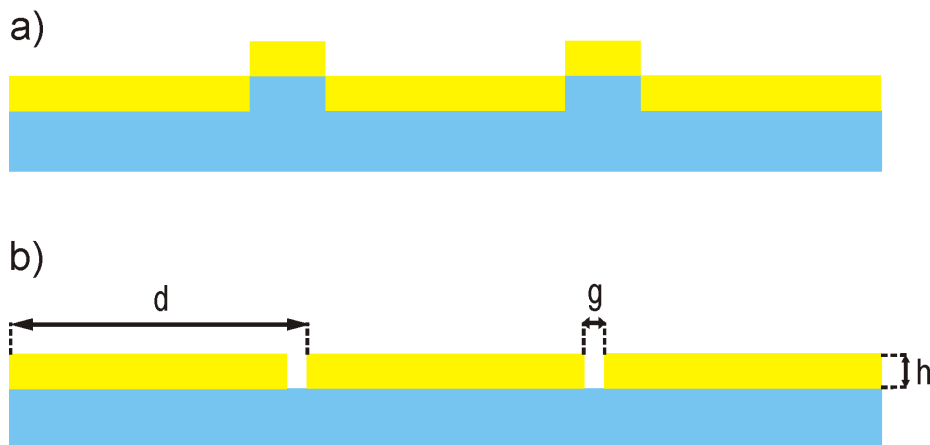


Rysunek 4.13: Zależność współczynnika odbicia w funkcji kąta padania wiązki wzbudzającej dla siatki o $c = 100$ nm, $h = 35$ nm, współczynnika wypełnienia 0.5 i różnych okresach wokół $1 \mu\text{m}$.

siatek o okresie $1 \mu\text{m}$ i różnych współczynnikach wypełnienia (czyli stosunku szerokości zęba siatki do okresu). Odchodzenie od współczynnika wypełnienia 50% prowadzi do spływania rezonansu i jego przesuwania w stronę niższych kątów. Rys. 4.13 przedstawia symulacje wykonane dla siatek o okresach wokół $1 \mu\text{m}$ (od 0.95 do $1.2 \mu\text{m}$, przy czym współczynnik wypełnienia wynosi 50%, $c = 100 \text{ nm}$, a $h = 35 \text{ nm}$). Wraz ze wzrostem okresu siatki minima we współczynniku odbicia przesuwają się zasadniczo w stronę wyższych kątów. Dla niektórych okresów pojawiają się drugie minima, które wykazują przeciwną zależność od kąta; dla okresu $1.15 \mu\text{m}$ następuje „złanie się” obu minimów.

4.3 Siatka oświetlana od spodu

Wadą siatek w standardowej konfiguracji, tj. oświetlanych od góry (odbiciowych), jest obecność wiązki wzbudzającej po tej samej stronie, co wzbudzone polarytomy plazmonów powierzchniowych oraz spadające atomy. Aby zminimalizować rozpraszanie fotonów, światło wzbudzające SPP można odstroić o parę GHz od rezonansu w atomach, jednak dla uzyskania takiego samego potencjału dipolowego trzeba jednocześnie zwiększyć moc wiązki. Co prawda obliczone wzmocnienie pola powinno zapewnić odpowiednią wysokość bariery potencjału dla stosunkowo niewielkiej mocy wiązki wzbudzającej, jednak w rzeczywistości należy wziąć pod uwagę przyciągający potencjał van der Waalsa oraz zmniejszenie wzmocnienia wynikające z niedoskonałości siatki. Ponadto obecność prążków



Rysunek 4.14: a) Siatka proponowana w pracy [120], grubość warstwy złota i rozmiary zębów siatki były rzędu kilkudziesięciu nm, okres siatki rzędu 500 nm . b) Rozważana siatka transmisyjna o wąskich szczelinach wraz z oznaczeniami: okres d , szerokość szczeliny g , grubość warstwy złota h .

interferencyjnych pochodzących od wiązki padającej i odbitej jest niewskazana.

Dlatego postanowiono poszukać innej konfiguracji siatki, dla której nie występowałyby wymienione problemy. Inspiracją do zastosowania siatki transmisyjnej o bardzo wąskich szczelinach (rys. 4.14b) była praca [120], w której zaproponowano siatkę co prawda nie transmisyjną, ale oświetlaną od spodu w padaniu normalnym (rys. 4.14a). Wyprodukowanie tego typu siatki nie jest jednak technicznie proste, dlatego docelowa siatka jest siatką transmisyjną.

okres siatki	d	550 nm
szerokość szczeliny	g	40 nm
grubość warstwy Au	h	55 nm
kąt padania wiązki (w szkle)	θ_i	15.55°
kąt padania wiązki (z próżni)	θ_{i_p}	23.88°

Tabela 4.2: Optymalne parametry siatki transmisyjnej.

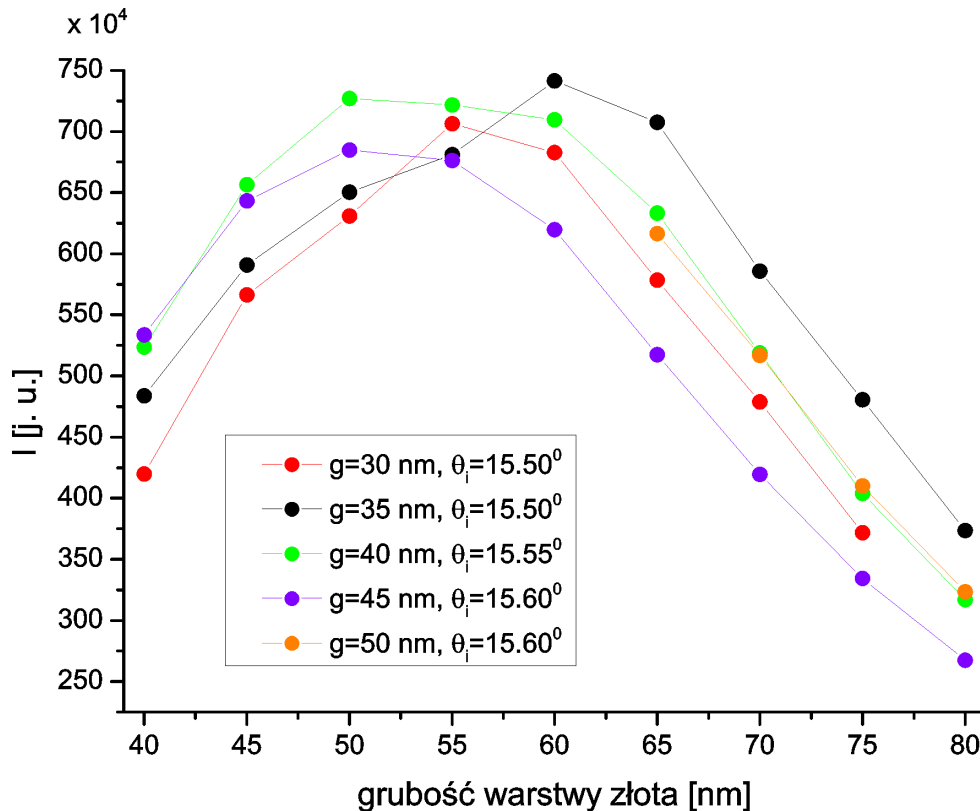
Różne aspekty dyfrakcji światła na siatkach transmisyjnych, szczelinach, otworkach o wymiarach (szerokości bądź średnicy) mniejszych niż długość fali zostały przedstawione np. w pracach [121–129]. W pracach tych badano głównie transmisję światła przez mikrostruktury o różnych parametrach w zależności od długości fali w padaniu normalnym. Ciekawa jest szczególnie praca [129], gdzie doświadczalnie zbadano bliskie pole występujące nad siatką transmisyjną oświetloną laserem femtosekundowym o centralnej długości fali 780 nm. Zmierzono wzmocnienie pola rzędu 20. Pokazano także rozkład natężenia pola w kierunku prostopadłym do szczelin siatki.

Planowana siatka transmisyjna, dla światła o długości fali $\lambda = 780$ nm, powinna spełniać następujące warunki:

1. jak największe wzmocnienie pola po stronie próżni,
2. okres mniejszy niż długość fali światła wzbudzającego, aby uniknąć rozpraszania mocy w inne rzędy dyfrakcyjne,
3. kąt padania wiązki wzbudzającej ok. 20° (warunki geometryczne komórki próżniowej) — w dalszej części tekstu θ_i to kąt padania wiązki w szkle, kąt 20° odnosi się do padania z próżni/powietrza na szkło,
4. taka szerokość szczeliny g i grubości warstwy złota h , aby odstępstwo od nich w granicy ± 5 nm przy produkcji siatki nie powodowało dużego pogorszenia sprzężenia z SPP.

W celu znalezienia siatki spełniającej takie warunki, przeskanowano przestrzeń następujących parametrów: okres $d \in \langle 400, 760 \rangle$ nm co 20 nm (pkt. 2),

szerokość szczeliny $g \in \langle 15, 80 \rangle$ nm co 5 nm, grubość warstwy złota $h \in \langle 20, 160 \rangle$ nm co 20 nm oraz kąt padania wiązki $\theta_i \in \langle 1^\circ, 30^\circ \rangle$ co 0.1° (pkt. 3). Następnie dla najlepiej rokującego zestawu parametrów (pkt. 1) powtórzono obliczenia z mniejszym krokiem. Na tej podstawie określono, biorąc pod uwagę zastrzeżenie z pkt. 4 (patrz rys. 4.15), optymalny zestaw parametrów, który znajduje się w tabeli 4.2.



Rysunek 4.15: Natężenie pola elektrycznego (przekrój przez środek okresu siatki) dla siatki o okresie $d = 550$ nm, w funkcji grubości warstwy złota h dla różnych szerokości szczeliny g . Na podstawie widocznych zależności wybrano optymalne parametry siatki przedstawione w tabeli 4.2. Podobne zależności sprawdzono także dla innych okresów, ± 10 nm wokół 550 nm.

Rysunek 4.16 przedstawia zależność współczynnika odbicia od kąta padania (pełen zakres kątów) wiązki wzbudzającej dla siatki o optymalnych parametrach dla polaryzacji TM i TE. Widoczne są trzy minima i dla każdego z nich przedstawiono rozkład natężenia pola elektrycznego po obu stronach siatki. Zauważyć można, że dla minimum 1 i 3 polarytony plazmonów powierzchniowych powstają po stronie szkła (ten przypadek nie jest dla nas interesujący), natomiast dla minimum 2 — po stronie próżni. Z kolei na rys. 4.17 pokazano rozkłady amplitudy składowych pola elektrycznego i magnetycznego: E_x , E_z i H_y dla polaryzacji TM i E_y , H_x i H_z dla TE, jak również rozkłady natężenia pola po obu stronach

siatki dla z z przedziału $\pm 2.5 \mu\text{m}$ oraz dla trzech okresów. Widać, że natężenia pola jest bardziej jednorodne niż dla siatek oświetlanych od góry.

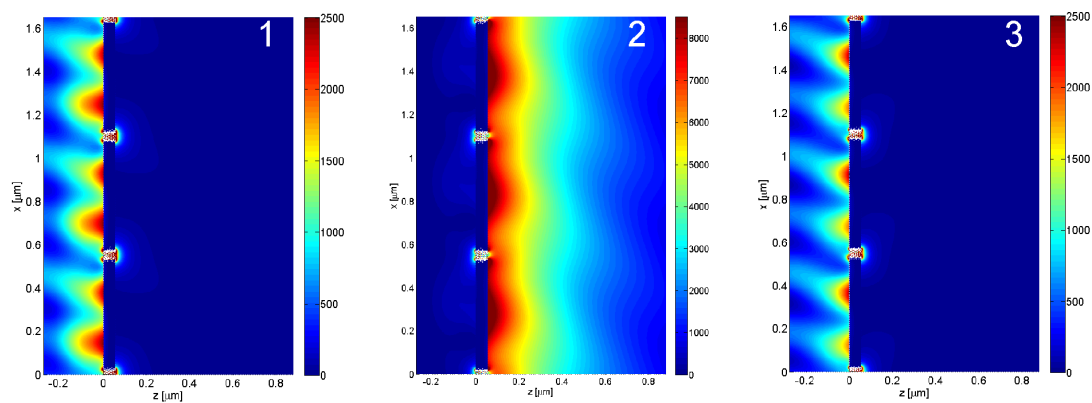
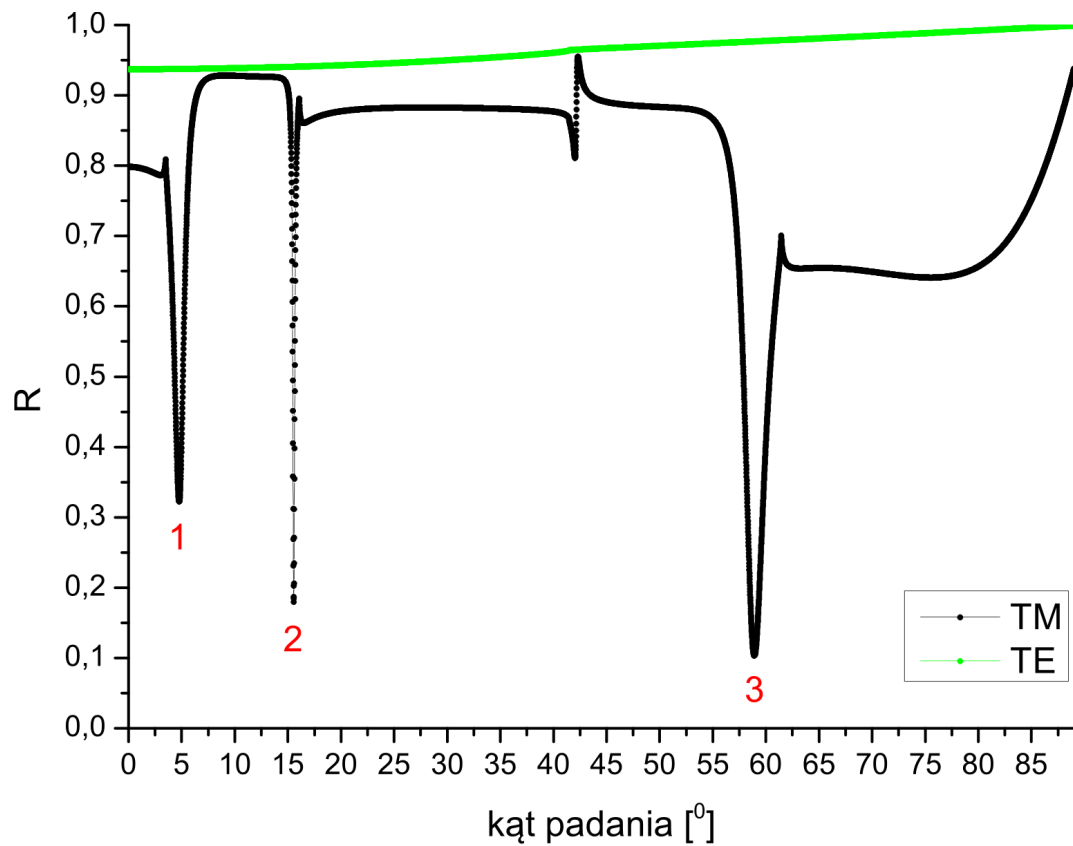
Dla siatki transmisyjnej określić można, prócz współczynnika odbicia dla poszczególnych rzędów (w tym przypadku R_0 i R_{-1}), także współczynnik transmisji T (T_0) oraz absorpcji $A = 1 - \sum_i R - \sum_i T$, gdzie sumowanie przebiega po wszystkich rzędach dyfrakcji. Zależność współczynników R , T i A dla występujących rzędów w funkcji kąta padania wiązki wzbudzającej widać na rys. 4.18, natomiast wartości R i T dla optymalnych parametrów siatki znajdują się w tabeli 4.3. Jak widać, rezonans plazmonowy charakteryzuje się wysokim współczynnikiem absorpcji (rys. 4.19). Podobnie jak dla siatek w standardowej konfiguracji, kształt minimum we współczynniku odbicia w funkcji kąta padania wiązki opisać można funkcją Lorentza. Szerokość połówkowa Θ_0 wynosi dla omawianej siatki 0.22° (patrz rys. 4.20), jest więc ok. dwa razy mniejsza niż dla siatki oświetlanej od góry o okresie 1000 nm.

polaryzacja	rzęd	R	T
TM	0	0.17946	0.12771
	-1	0.02370	0
TE	0	0.94071	0.01425
	-1	0.00099	0

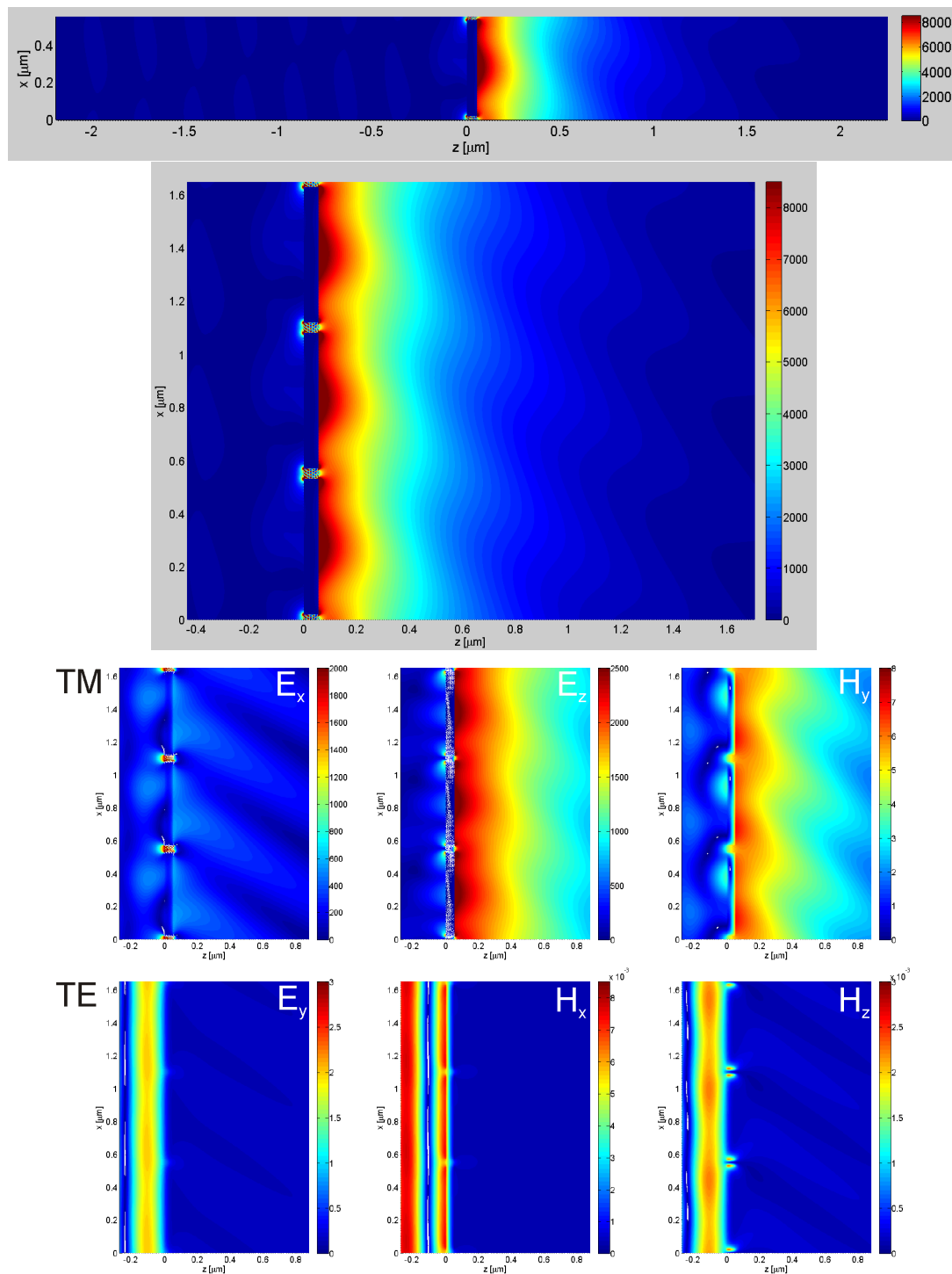
Tabela 4.3: Wyliczone współczynniki odbicia R i transmisji T dla poszczególnych rzędów dyfrakcji dla polaryzacji TM i TE. Dla polaryzacji TE współczynnik odbicia w zerowym rzędzie jest bliski jedynki, oznacza to że nie ma sprzężenia z SPP.

Aby modelować złote siatki dyfrakcyjne, niezbędna jest znajomość wartości stałej dielektrycznej złota dla konkretnej próbki dla danej długości fali. Stała dielektryczna jest obliczana na podstawie różnych modeli lub mierzona. Jej wartość różni się w zależności od źródła [86, 130–134], wpływ ma także struktura atomowa warstwy złota [130] oraz warunki pomiaru [135]. W omawianych symulacjach używano wartości interpolowanej na podstawie [134], która dla długości fali wiązki wzbudzającej $\lambda = 780 \text{ nm}$ dla złota wynosi $\varepsilon = -24.1324 + 0.1509i$ ($\tilde{n} = 0.1752 + 4.9156i$), a dla srebra $\varepsilon = -26.2986 + 0.1042i$ ($\tilde{n} = 0.1425 + 5.1302i$). Na rys. 4.21 przedstawiono kształt i położenie rezonansów dla innych wartości stałej dielektrycznej znalezionych w literaturze, dla siatki o tych samych parametrach geometrycznych.

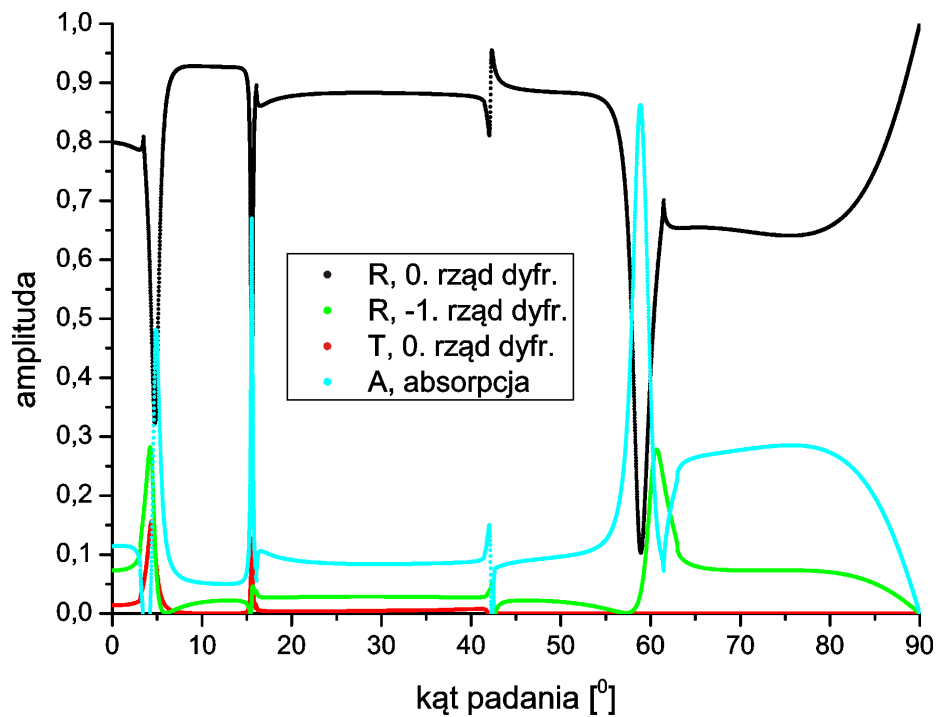
Jak już wspomiano w rozdz. 3.1, najlepszym metalem (dla bliskiej podczerwieni) do wzbudzania SPP jest srebro (patrz rys. 4.22). Wiadomo jednak (z doświadczenia i z literatury [23, 98, 136]), że jest ono chemicznie reaktywne i jego cienka warstwa szybko ulega degradacji. W celu uniknięcia uszkodzenia warstwy srebra stosuje się pokrycia, np. warstwą SiO_2 lub innego związku [136], jednak



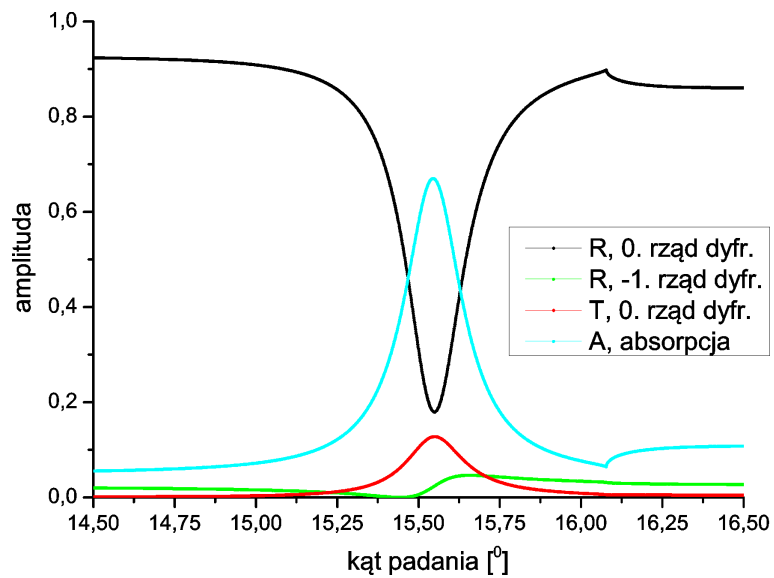
Rysunek 4.16: U góry: Zależność współczynnika odbicia od kąta padania wiązki wzbudzającej dla siatki transmisyjnej o optymalnych parametrach dla polaryzacji TM i TE. Poniżej: Rozkłady natężenia pola odpowiadające minimum 1, 2 i 3. Tylko dla minimum nr 2 SPP powstają po stronie próżni (inna skala niż dla sąsiednich rozkładów).



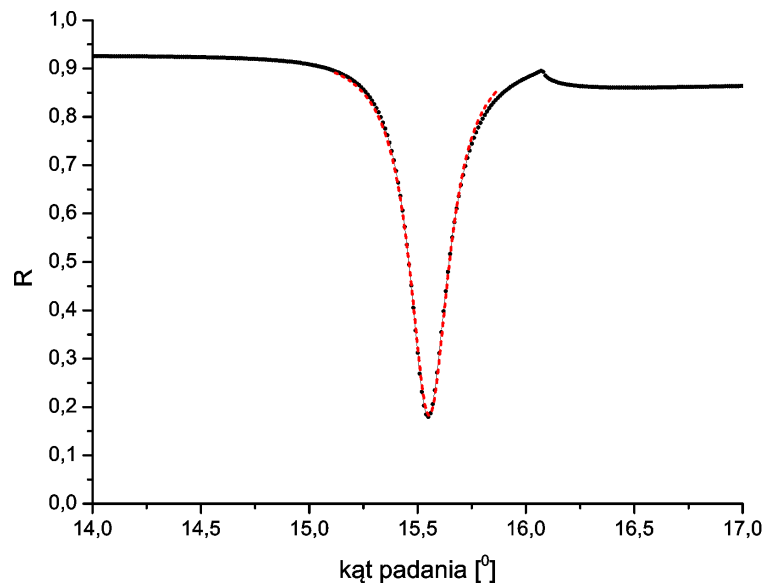
Rysunek 4.17: Od góry: rozkład natężenia pola po obu stronach siatki dla z z przedziału ± 2.5 μm ; rozkład natężenia pola dla trzech okresów siatki; rozkłady pola dla poszczególnych składowych dla polaryzacji TM (E_x , E_z i H_y) oraz TE (E_y , H_x i H_z).



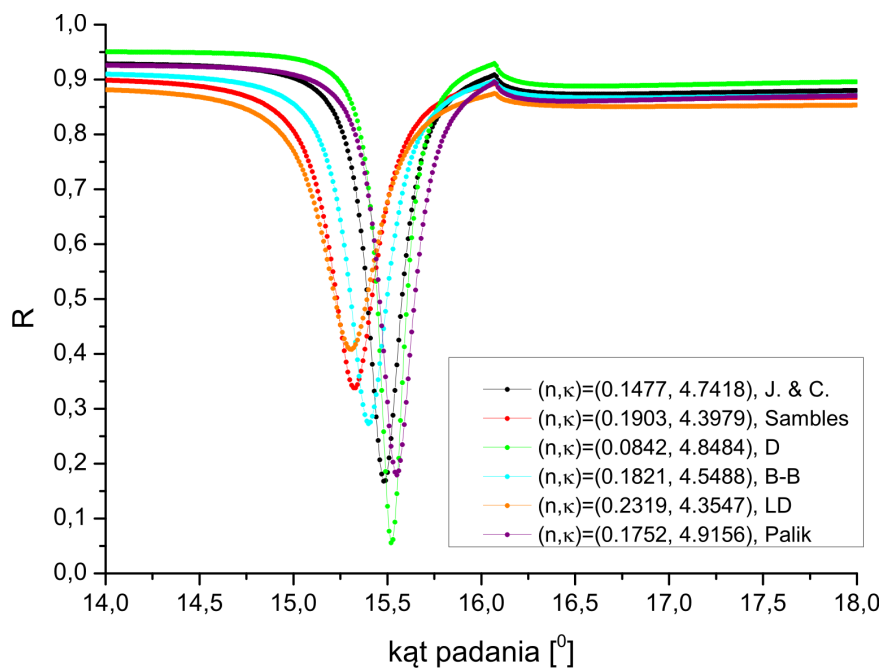
Rysunek 4.18: Współczynniki odbicia R , transmisji T i absorpcji A (polaryzacja TM) dla poszczególnych rzędów dyfrakcji: 0 dla T oraz 0 i -1 dla R .



Rysunek 4.19: Współczynniki odbicia R , transmisji T i absorpcji A (polaryzacja TM) dla poszczególnych rzędów dyfrakcji: 0 dla T oraz 0 i -1 dla R dla niewielkiego zakresu kątów wokół właściwego rezonansu.



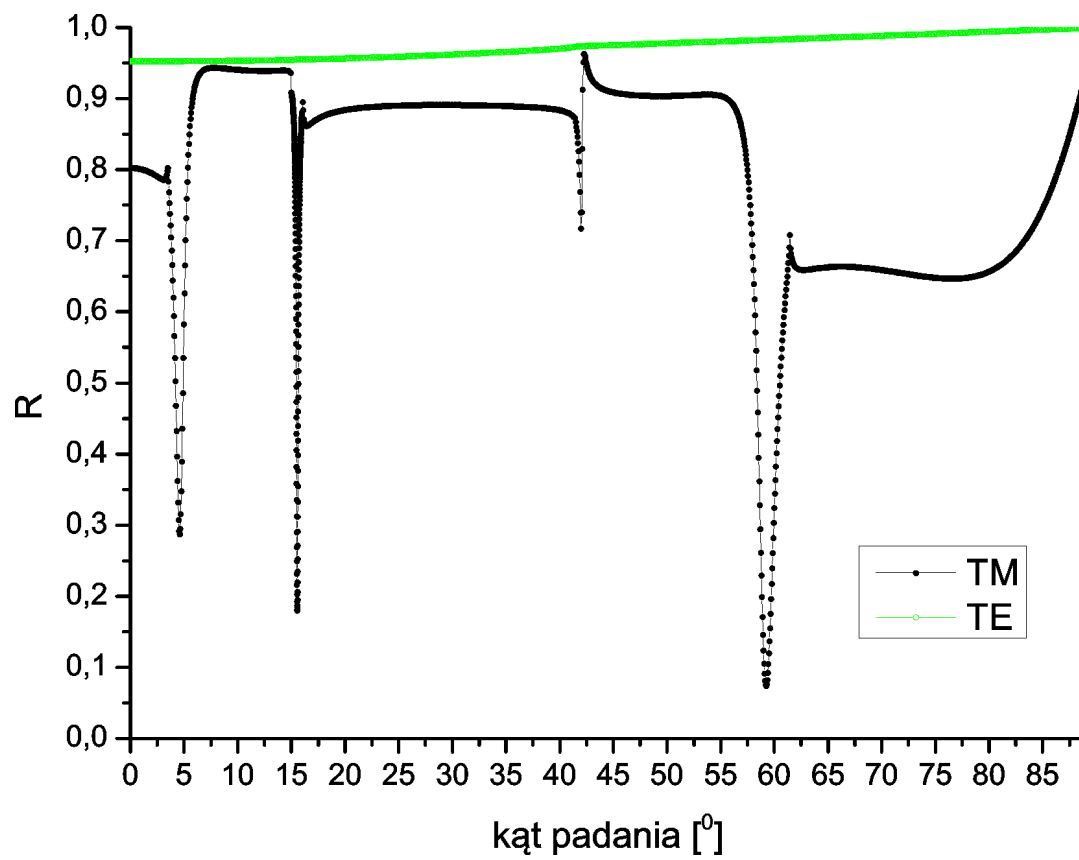
Rysunek 4.20: Dopasowanie lorentzianu do minimum we współczynniku odbicia w funkcji kąta padania wiązki, otrzymano następujące parametry: $R_0 = -0.755 \pm 0.004$, $\theta_i = 15.5535^\circ \pm 0.0006^\circ$, $\Theta_0 = 0.220^\circ \pm 0.003^\circ$.



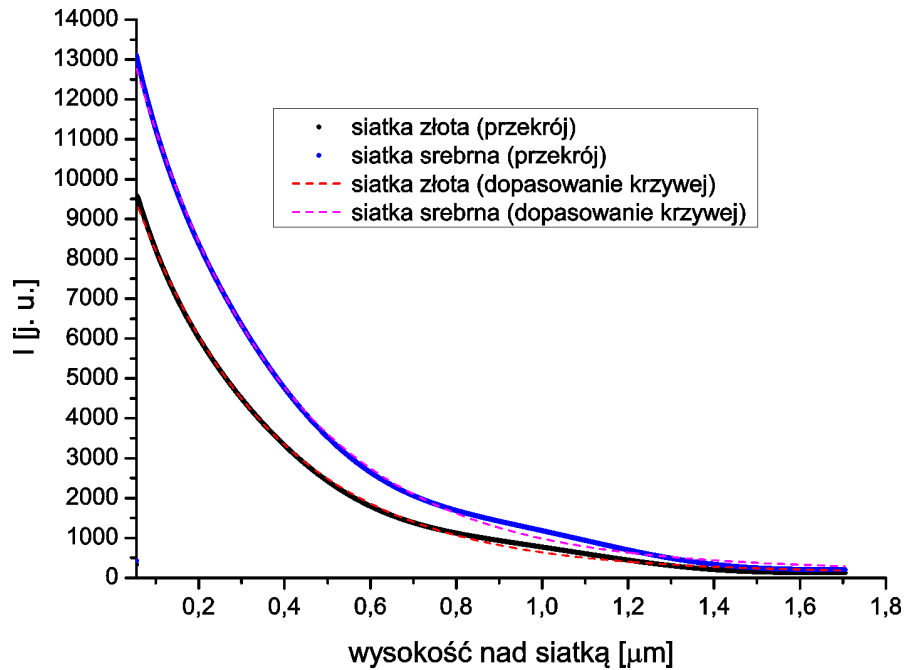
Rysunek 4.21: Zależność współczynnika odbicia od kąta padania wiązki wzbudzającej dla siatki o $d = 550$ nm, $g = 40$ nm, $h = 55$ nm dla różnych zespolonych współczynników załamania dla złota, na podstawie literatury: J.&C. [131], Sambles [86], D i LD (model Drudego i Drudego-Lorentza) [132], B-B (model Brendela-Bormanna) [133], Palik [134].

podwyższa to koszt wykonania próbki, ponadto nie wiadomo, jak takie pokrycie zachowałoby się na nierównej powierzchni, jaką jest siatka i jak wpływałoby na efektywność wzbudzania SPP. W związku z tym zdecydowano się zastosować złoto, które jest niewiele gorsze. Na rys. 4.23 przedstawiono przekroje przez rozkład natężenia pola po stronie próżni dla siatki złotej i srebrnej o takich samych parametrach (prawdopodobnie dopasowanie parametrów siatki do Ag jeszcze poprawiłoby wzmocnienie pola). Przekroje wykonane zostały wzdłuż linii przechodzącej przez środek okresu siatki prostopadle do jej powierzchni, czyli przez obszar o największym natężeniu pola elektrycznego. Do przekrojów dopasowano krzywą opisującą zanikający charakter natężenia pola: $I = I_0 e^{-\frac{2z}{L_{zp}}}$, gdzie L_{zp} to głębokość wnikania w próżnię (patrz rozdz. 3.2.4). Na podstawie dopasowanych krzywych określić można maksymalne wzmocnienie, które dla siatki złotej wynosi ok. 90, natomiast dla siatki srebrnej ok. 130. Wzmocnienie można też określić biorąc stosunek natężenia pola przy powierzchni siatki do średniego natężenia pola po stronie padania wiązki wzbudzającej (rys. 4.24 — stosunek maksymalnej wartości w części nr 3 do średniej, w sensie amplitudy prążków, w części nr 1); otrzymane w ten sposób wartości nie różnią się znacznie od tych wynikających z dopasowania krzywych zaniku. Za pomocą programu EM Explorer otrzymano, dla siatki złotej, wartość nieco większą, rzędu 150, należy jednak pamiętać, że komórka Yee symulacji była stosunkowo duża i otrzymywane wartości mogą być mniej dokładne.

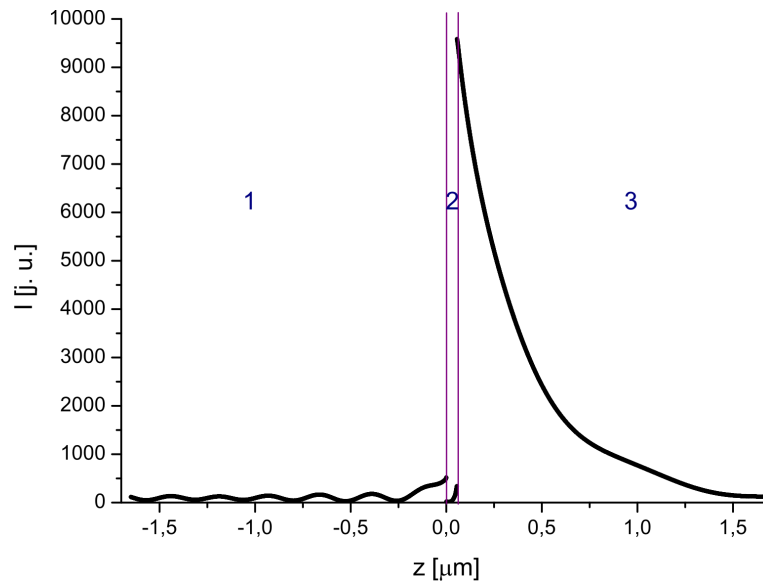
W symulacjach metodą RCWA, opisaną na początku rozdziału, używa się fal płaskich, podczas gdy w rzeczywistości mamy do czynienia z wiązką gaussowską. Sprawdzono, za pomocą programu EM Explorer, że dla wiązki gaussowskiej (o parametrach zbliżonych do używanych w eksperymencie), kształt, położenie i głębokość rezonansu nie ulegają zauważalnej zmianie.



Rysunek 4.22: Zależność współczynnika odbicia od kąta padania wiązki wzbudzającej dla siatki srebrnej o parametrach optymalnych siatki złotej, dla polaryzacji TM i TE.



Rysunek 4.23: Przekroje przez rozkład natężenia pola po stronie próżni dla siatki złotej i srebrnej o takich samych parametrach geometrycznych. Do przekrojów dopasowano krzywą (linia przerywana) opisującą zanikający charakter natężenia pola: $I = I_0 e^{-\frac{2z}{L_{z_p}}}$. Otrzymano następujące parametry: dla siatki złotej $I_0 = 91$, $L_{z_p} = 649$ nm oraz dla siatki srebrnej $I_0 = 130$, $L_{z_p} = 683$ nm.



Rysunek 4.24: Zdefiniowanie obszarów dla przekroju przez rozkład natężenia pola przeprowadzony przez środek okresu siatki: 1 — obszar szkła, 2 — obszar siatki, 3 — obszar próżni.

Rozdział 5

Wytwarzanie i diagnostyka siatek dyfrakcyjnych

W tym rozdziale zostaną omówione metody wytwarzania użytych w pracy złotych siatek dyfrakcyjnych. Najpierw przedstawiony zostanie początkowy pomysł wykorzystania napylnych złotem płyt DVD, a następnie wykonanie siatek o zadanych parametrach metodami litograficznymi.

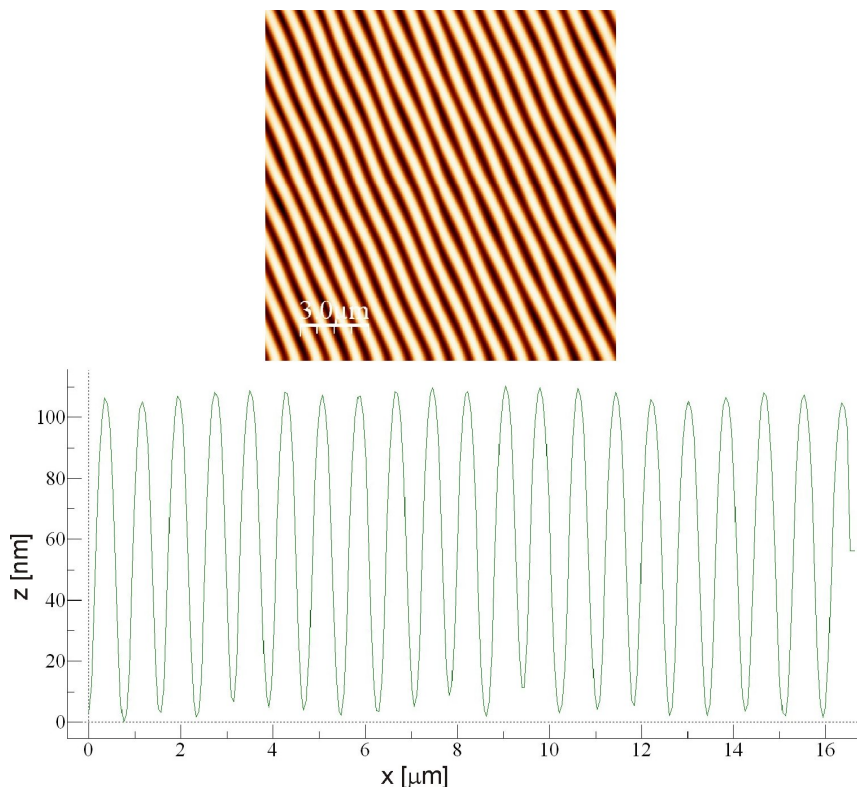
5.1 Płyty DVD

Na podstawie różnych, mniej (Wikipedia) lub bardziej [137–141] wiarygodnych źródeł określono, że okres siatki na płycie DVD to 740 – 760 nm. Płyty CD mają okres 1600 nm, natomiast płyty Blu-Ray 320 nm, więc nie są odpowiednie do wzbudzenia polarytonów plazmonów powierzchniowych światłem o długości fali 780 nm. Płyta DVD±R zbudowana jest następująco: po obu stronach znajduje się warstwa ochronna (poliwęglanowa), pomiędzy nimi zaś warstwa odbijająca (zazwyczaj aluminiowa, w najlepszych płytach złota) oraz warstwa organiczna. Profil warstwy odbijającej i organicznej jest zbliżony do sinusoidalnego, a głębokość takiej siatki jest rzędu 100 nm [138, 140, 141], co jest zbyt dużą wartością (porównaj rozdz. 4.2.1). Rowki na płycie rozchodzą się koncentrycznie od środka płyty, dlatego aby można uznać linie siatki za równoległe i niezakrzywione, należy wziąć niewielki fragment z zewnętrznego obrzeża płyty. Jako siatki użyć można:

1. warstwy organicznej po jej wytrawieniu w celu spłycenia i napylenia warstwą metalu,

2. warstwy odbijającej pokrytej metalem [140,141] lub bezpośrednio z lepszej płyty DVD (Au), jednak jest ona głęboka,
3. warstwy poliwęglanowej pokrytej warstwą metalu – w [138] użyto warstwy spłyconej (wytrawionej), natomiast w [137] niezmodyfikowanej.

Pierwszym etapem przygotowania siatki (według pkt. 1) było rozdzielanie płyty za pomocą ostrego i cienkiego narzędzia. Właściwą warstwą jest ta, gdzie widać tęczy niebieskawy kolor. Musi ona być jednorodna (nieuszkodzona przy rozdzielaniu). Następnie wycinany był niewielki fragment płyty z brzegu. Zabieg ten przeprowadzono dla DVD różnych producentów aby sprawdzić, jaki jest okres i kształt siatki. Fragmenty płyt oglądane były pod mikroskopem sił atomowych (AFM) w Zakładzie Inżynierii Nowych Materiałów (ZINM), zdjęcia wykonała mgr Monika Josiek. Rys. 5.1 przedstawia przykładowy obraz z mikroskopu sił atomowych i przekrój w poprzek linii — profil siatki jest sinusoidalny, a głębokość ok. 100 nm. Na podstawie zdjęć zmierzono okresy poszczególnych próbek,



Rysunek 5.1: Obraz z mikroskopu AFM (wykonany przez Monikę Josiek z ZINM) płyty firmy Platinum +R oraz przekrój w poprzek linii siatki.

wyniki przedstawia tabela 5.1 — jak widać rozrzut wartości jest dość spory, a wartości te są większe niż określono wstępnie na podstawie literatury. Następnie

dla przykładowej płyty przeprowadzono testowe wytrawienie (spłylenie rowków) w acetonie i izopropanolu (w stosunku objętościowym 1:4) przez 30 s oraz napyłono tak uzyskaną siatkę złotem (50 nm). Ponieważ laboratorium nie dysponuje bezpośrednio napyłarką oraz mikroskopem AFM, nie było możliwe przeprowadzenie systematycznych pomiarów dotyczących wytrawiania i napyłania płyt. Napyłoną złotem płytę oświetlono następnie odpowiednio (TM) spolaryzowaną

firma	okres [nm]
Verbatim -R	786
Sony +R	784
Platinum +R	796
Gigamaster +R	789
Extreme -R	783
4Tech +R	776
Titanium +R	777
Omega +R	767
Omega -R	762
Emtec +R	776
TDK +R	809
TDK -R	803
JVC +R	792
JVC -R	788
Maxwell +R	784
Maxwell -R	796

Tabela 5.1: Okresy rowków na płytach DVD różnych producentów.

wiązką laserową (o długości fali 780 nm) pod odpowiednim kątem. Zaobserwowano następujące zjawisko:

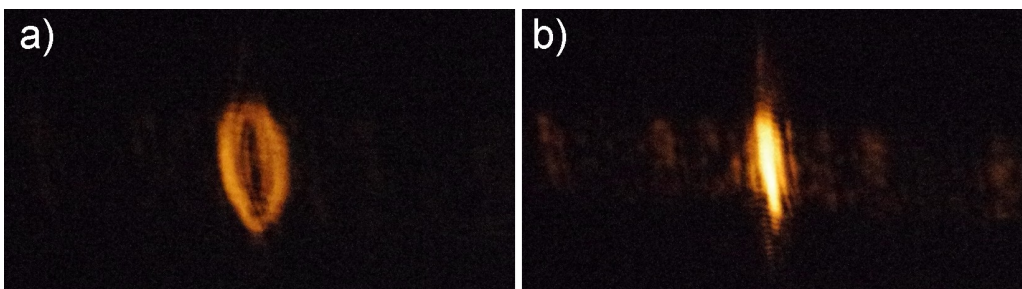
- zmienia się przekrój poprzeczny wiązki odbitej od płyty — powstaje elipsa (świecący obwód i brak światła w środku), ale dla polaryzacji TE elipsy nie ma (patrz rys. 5.2),
- elipsa pojawia się w zauważalnym czasie (ok. 1 – 2 s),
- elipsa powiększa swoje półosie wraz z rosnącą odległością od płyty (dla polaryzacji TE nie ma efektu poszerzania wiązki),
- im większa moc wiązki wzbudzającej tym większe półosie elipsy.

Pokryta złotem warstwa organiczna płyty jest elastyczna. W wyniku wzbudzania i propagacji polarytonów plazmonów powierzchniowych następuje rozpraszanie

energii, które powoduje lokalne nagrzewanie się warstwy organicznej i modyfikację jej kształtu. Dla niewłaściwej polaryzacji lub kąta padania nie wzbudzają się SPP i wiązka odbija się od złotej siatki ulegając dyfrakcji. W tabeli 5.2 przedstawiono efektywność odbicia dla polaryzacji TM i TE. Jak widać, dla TM minima we współczynniku odbicia są na poziomie 10%, czyli stosunkowo dobre, ponadto wyniki nie są zależne od mocy wiązki padającej. Jednakże nagrzewanie się i deformacja siatki jest niewskazana, dlatego (czasowo) porzucono pomysł wykorzystania płyty DVD. Z drugiej strony, opisany efekt jest bardzo ciekawym przykładem pośredniej obserwacji polarytonów plazmonów powierzchniowych i bezpośredniej obserwacji ich rozpraszania. W celu uniknięcia deformacji siatki należałoby zrezygnować z wykorzystywania warstwy z barwnikiem na rzecz warstwy z aluminium bądź spłyconej warstwy poliwęglanowej, jednak działanie takich siatek w celu wykorzystania ich do konstrukcji optycznego lustra dipolowego wymaga dalszych badań.

moc wiązki padającej [mW]	wsp. odbicia dla polar. TM [%]	wsp. odbicia dla polar. TE [%]
64	12,5	94
58	11,4	93
14,8	11,8	91,2
7	10,7	83
5,8	13,3	95
0,9	12,2	83,8

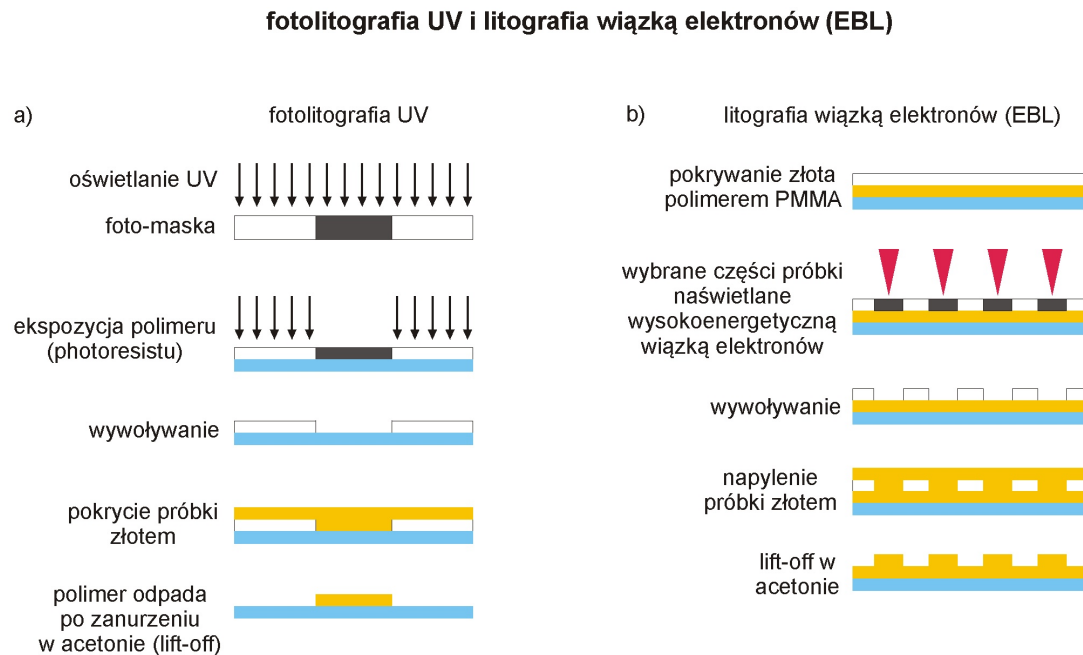
Tabela 5.2: Efektywności odbicia dla polaryzacji TM i TE dla różnych mocy wiązki wzbudzającej.



Rysunek 5.2: Zdjęcie wiązki odbitej od napyłonej złotem warstwy płyty DVD: a) dla polaryzacji TM, b) dla polaryzacji TE, dla tych samych mocy wiązki padającej.

5.2 Siatki oświetlane od góry

Siatki oświetlane od góry (odbiciowe), według specyfikacji z rozdz. 4.2, wytwarzane są przez dr. Jacka Fiutowskiego z grupy prof. Horsta-Güntera Rubahna z Mads Clausen Institute, NanoSyd z University of Southern Denmark, w Sønderborgu w Danii. Proces przygotowania siatki jest wieloetapowy (rys. 5.3):

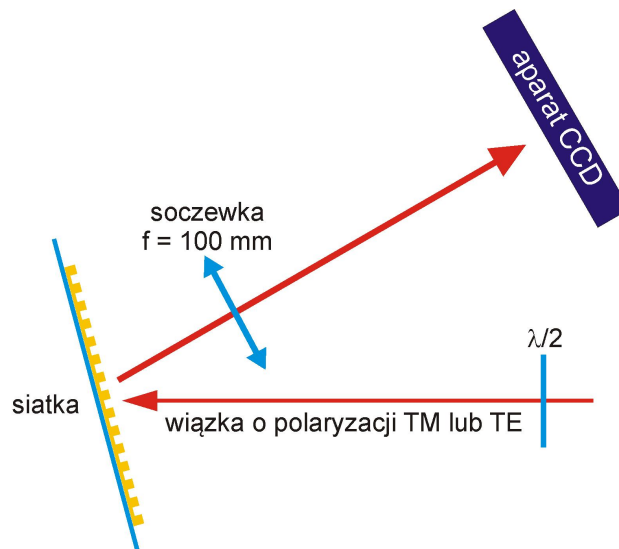


Rysunek 5.3: Proces wytwarzania złotej siatki dyfrakcyjnej metodą fotolitografii UV i litografii wiązką elektronów.

1. przygotowanie złotych podkładów na szkle (rys. 5.3a) metodą fotolitografii UV:

- szklany podkład metodą *spin coatingu* (tzn. na kręcącym się urządzeniu) pokrywany jest polimerem światłoczułym (w tym przypadku jest to tzw. *negative photoresist*, czyli taki rodzaj polimeru światłoczułego, który po naświetleniu staje się nierozpuszczalny w wywoływaczu),
- na szklany podkład z polimerem nakładana jest maska (folia z zaczer-nionymi polami o wymaganej powierzchni, w tym przypadku 1 mm^2) i całość oświetlana jest przez pewien czas promieniowaniem UV,
- próbka wkładana jest do wywoływacza i polimer, który nie został naświetlony (pod zaciemnieniami maski) odpada — otrzymuje się w polimerze otwory o kształcie kwadracików,

- na próbkę napyłana jest warstwa złota o odpowiedniej grubości,
 - próbkę wkłada się do acetonu i odpada polimer wraz z napyłonym złotem (tzw. proces *lift-off*), pozostawiając na szkle złote kwadraciki,
 - szklany podkład cięty jest na kwadraty ze złotym kwadracikiem pośrodku;
2. przygotowanie siatek na podkładach (rys. 5.3b) metodą litografii wiązką elektronów (*electron beam lithography*, EBL):
- przygotowane złote podkłady pokrywane są polimerem PMMA (polimetakrylen metylu),
 - zamiast maski z folii i promieniowania UV używana jest wysokoenergetyczna wiązka elektronów z mikroskopu SEM — naświetlana jest odpowiednia struktura (późniejsze zęby siatki),
 - całość napyłana jest warstwą złota o odpowiedniej grubości,
 - napyłona próbka wkładana jest do wywoływacza (acetonu) i odpada polimer PMMA, wraz ze znajdującą się na nim warstwą złota, pozostawiając złotą siatkę.



Rysunek 5.4: Układ do prostego obrazowania SPP na siatce dyfrakcyjnej.

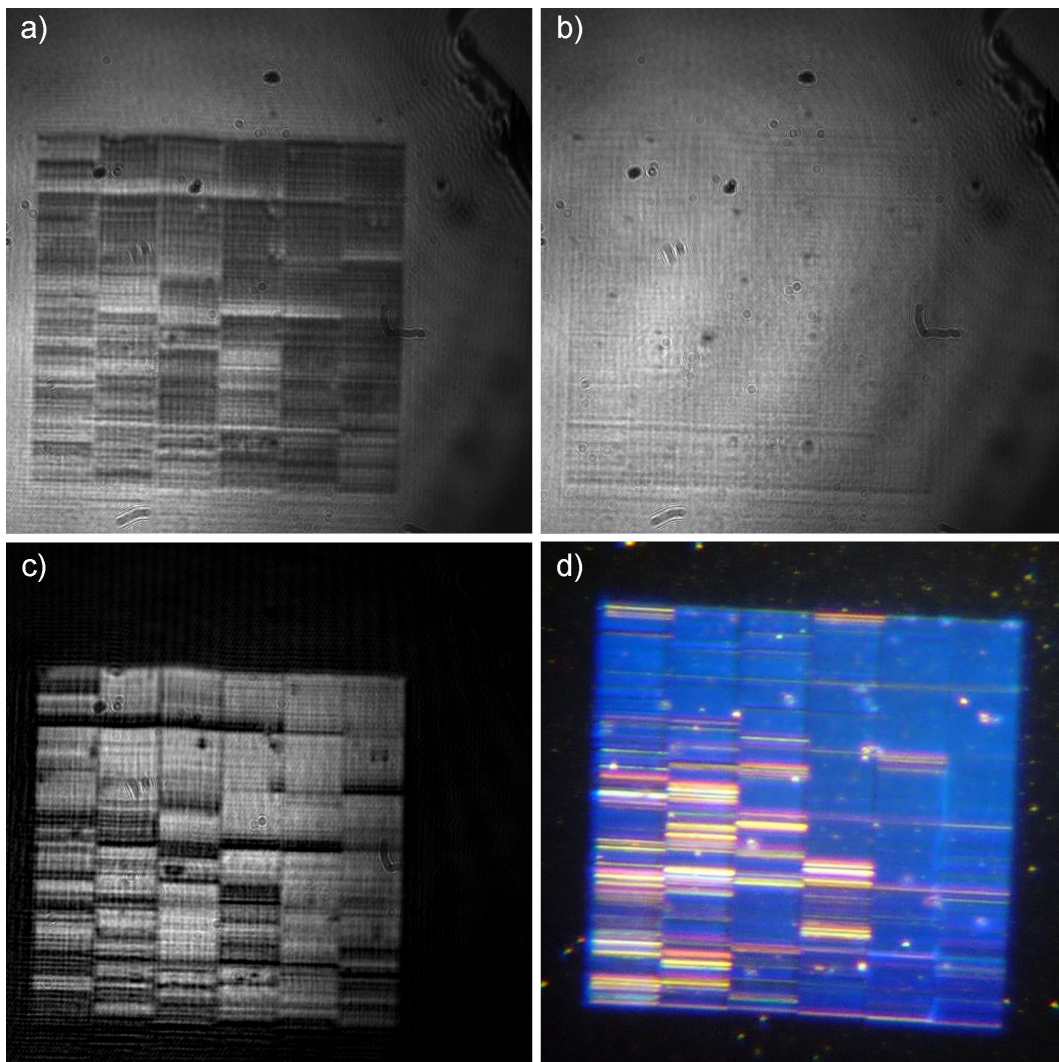
Pomiędzy warstwą złota a podkładem szklanym napyłana jest dodatkowo warstwa 3 nm tytanu, która ułatwia utrzymaniu się złota na powierzchni szkła. Wpływ tej niezbędnej warstwy pomocniczej na sprzężenie z SPP wymaga dalszych badań.

Do diagnostyki siatek użyto prostego układu optycznego przedstawionego na obrazku 5.4: wiązka laserowa o kontrolowanej polaryzacji pada pod regulowanym kątem na siatkę, która jest obrazowana soczewką o ogniskowej $f = 100$ mm (ustawionej w odległości od siatki bliskiej f , w celu uzyskania dużego powiększenia) na matrycy aparatu CCD (lub po prostu na kartce). Jak widać na rys. 5.5, obrazowanie takie pozwala dobrze zaobserwować powstawanie polarytonów plazmonów powierzchniowych. Innym sposobem była obserwacja, bez użycia soczewki, wyciemnienia w wiązce odbitej (czyli minimum we współczynniku odbicia R). Sposób ten nie działał jednak zbyt dobrze dla niewielkich siatek, które dodatkowo były niejednolite, bo składały się z mniejszych kwadratów. Ponadto siatki oglądano pod mikroskopem optycznym (powiększenie ok. $20\times$), aby zobaczyć ich strukturę i wstępnie ocenić jakość.

Obecność polarytonów plazmonów powierzchniowych objawia się powstawaniem w miejscu siatki ciemnych miejsc — minimum natężenia w wiązce odbitej. Dzieje się tak tylko dla właściwej polaryzacji wiązki padającej (TM) oraz odpowiedniego kąta padania, dla polaryzacji TE nie widać siatki w obrazowaniu (w idealnym przypadku).

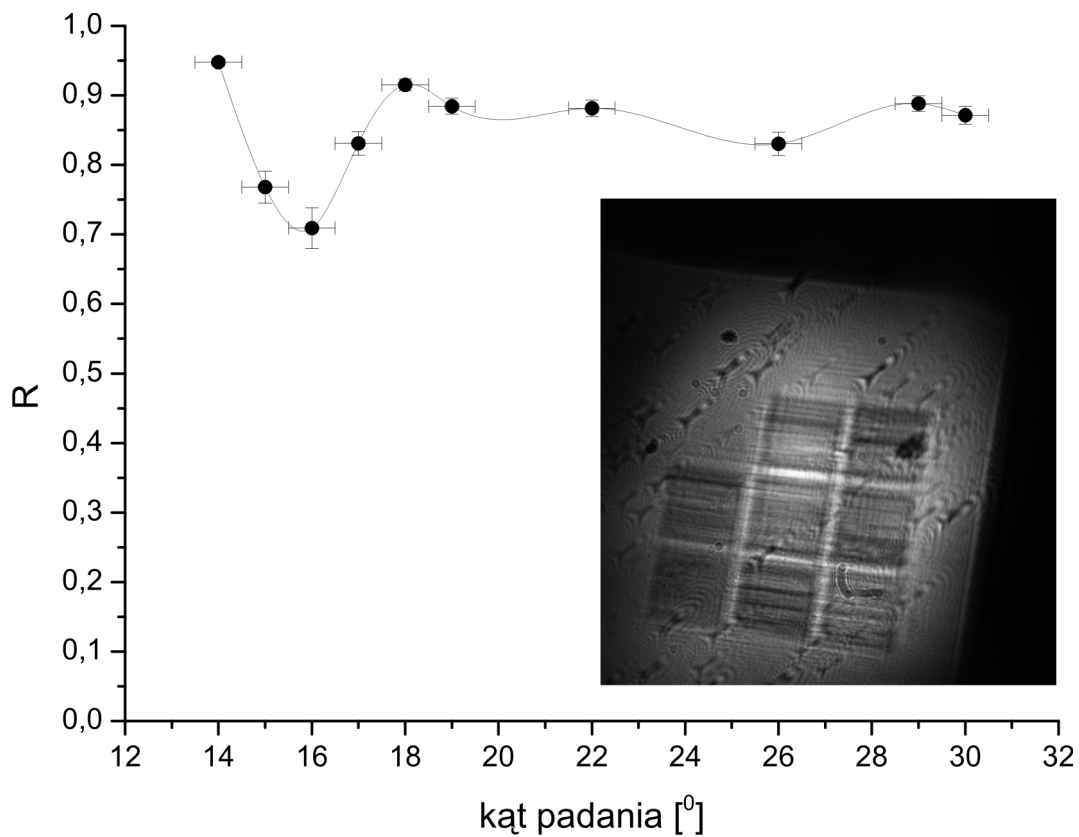
W laboratorium NanoSyd wykonano próbną partię siatek o okresie $1\ \mu\text{m}$ i teoretycznie właściwych parametrach metodą opisaną wyżej. Jedna z siatek przedstawiona jest na rys. 5.5. Składa się ona z tablicy 6×6 kwadratów o boku $100\ \mu\text{m}$, ponieważ tylko takie kwadraty pozwala wykonać program sterujący mikroskopem SEM. Niestety okazało się, że ma ona dużo wad (posklejanych zębów), co widać dobrze pod mikroskopem optycznym (na rys. 5.5d) jako jasne linie. Sprawdzone ostatecznie, że przyczyną wad jest proces ładowania się próbki w wyniku oddziaływania z wiązką elektronów (tzw. *charging*). Wytworzone w ten sposób potencjały elektrostatyczne modyfikują tor wiązki elektronów trawiącej polimer. Zjawiska ładowania nie udało się usunąć uziemiając podkład ze złota. Dopiero zastosowanie przewodzącego krzemu zamiast szkła dało zadowalające rezultaty. Tylko ok. 9 z 36 kwadratów ustrzegło się wad, jak widać na rys. 5.5a i 5.5c. Są one jednorodnie wyciemnione — oznacza to, że mogą się na nich bez przeszkód propagować SPP. Kąt padania wiązki wzbudzającej dla przedstawianej siatki jest zgodny z obliczeniami i chociaż przewidywany rezonans plazmonowy jest wąski, właściwe ustawienie siatki w stosunku do wiązki jest stosunkowo proste (jest to istotne w aspekcie wkładania próbki do komory próżniowej).

Zobrazowano także inną siatkę z tej serii, składającą się z tablicy 3×3 kwadratów o boku $100\ \mu\text{m}$ (zdjęcie na rys. 5.6). Widać, że jednego z kwadracików brakuje, ponadto również występują posklejane zęby. Na podstawie lewego górnego kwadracika obliczono wartość minimum we współczynniku odbicia. Metoda

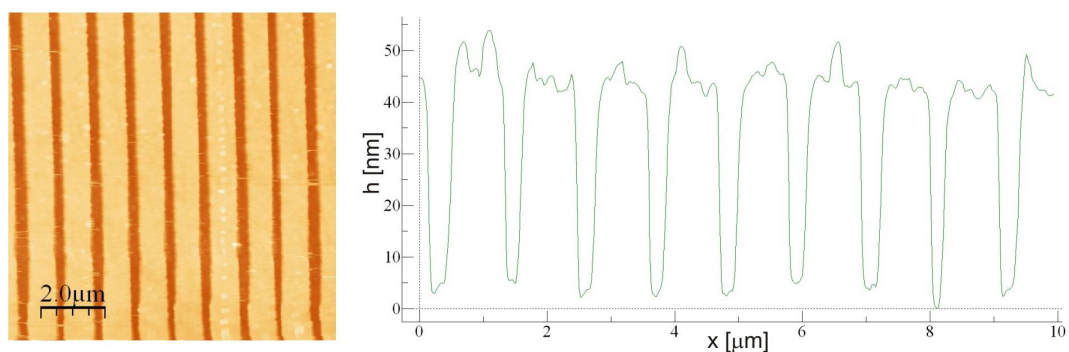


Rysunek 5.5: Siatka oświetlana od góry o okresie $1 \mu\text{m}$: a) polaryzacja TM, b) polaryzacja TE, c) różnica zdjęć a i b, d) zdjęcie siatki spod mikroskopu wykonane aparatem przez okular. Siatka posiada sporo defektów (jasne linie na obrazku d i ciemne pola na c).

pomiaru była następująca: zrobiono przekrój w poprzek linii siatki obejmujący kwadracik z SPP, złoto (jasna część — wiązka się odbija od złotej warstwy) i tło (wiązka przechodzi przez szklany podkład). Znalaziono średnie wartości natężenia światła w tych trzech obszarach (za pomocą funkcji *baseline* w programie Origin Lab). Następnie policzono różnice między natężeniami dla obszaru plazmony-złoto i złoto-tło i na tej podstawie otrzymano współczynnik odbicia R . Otrzymana zależność R od kąta padania wiązki wzbudzającej SPP przedstawiona jest na rys. 5.6, krzywa przechodząca przez punkty została dodana dla prowadzenia oka. Widać, że płytkie minimum występuje dla kąta padania 16° ,



Rysunek 5.6: Zależność współczynnika odbicia od kąta padania wiązki wzbudzającej SPP na siatkę o teoretycznych parametrach: okresie $d = 1 \mu\text{m}$, współczynnika wypełnienia 0.5, wysokości zęba 35 nm i cokoliku 100 nm. Krzywą dodano dla prowadzenia oka. Pokazano także obraz siatki przy wzbudzeniu SPP wiązką padającą pod kątem 16° o polaryzacji TM.



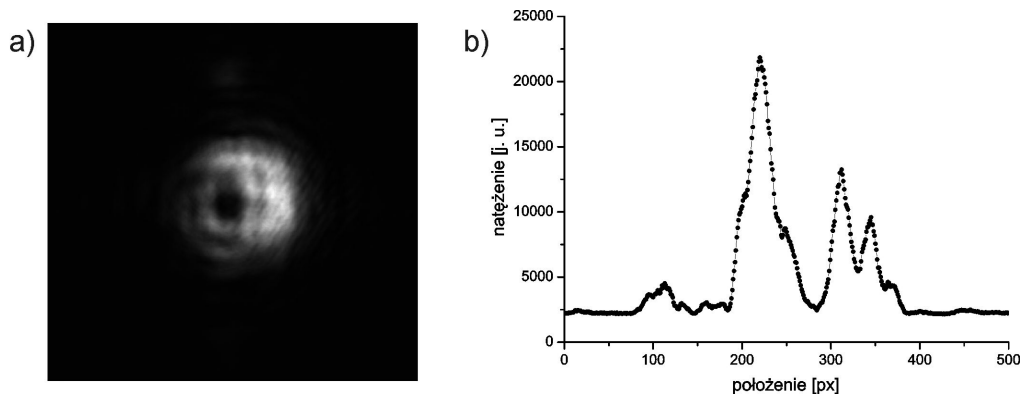
Rysunek 5.7: Po lewej: Zdjęcie wykonane mikroskopem AFM dla siatki o następujących teoretycznych parametrach: okresie $1 \mu\text{m}$, współczynnika wypełnienia 0.5, wysokości zęba 35 nm i cokoliku 100 nm. Po prawej: przekrój w poprzek rys siatki. Zdjęcie wykonała Monika Josiek z ZINM.

natomiast według symulacji powinien być to kąt 14.52° i minimum sięgające prawie do zera. Początkowo wydawało się, że odpowiedzialne za ten stan są posklejane zęby siatki, jednak wykonano również zdjęcie siatki mikroskopem AFM (rys. 5.7 po lewej). Przekrój w poprzek zębów siatki (rys. 5.7 po prawej) ujawnił, że współczynnik wypełnienia jest bliższy 0.75 zamiast oczekiwanego 0.5. Fakt ten został przestudiowany w symulacjach na rys. 4.12 — większy współczynnik wypełnienia powoduje spływanie rezonansu oraz jego przesunięcie w kierunku niższych kątów padania (odwrotnie niż otrzymano z pomiaru). Ponadto okazało się, że okres siatki jest większy niż powinien i wynosi ok. $1.1 \mu\text{m}$. Z symulacji wiadomo (rys. 4.13), że wraz ze wzrostem okresu siatki minima we współczynniku odbicia przesuwają się zasadniczo w stronę wyższych kątów. Wysokość zębów siatki również odbiega od zadanej wartości i wynosi ok. 40 nm. Nie jest to jednak usterka krytyczna dla działania siatki, co widać w symulacjach na rys. 4.8 oraz rys. 4.11 na dole. Podsumowując, wybrana do pomiaru siatka posiada szereg wad, które w znaczący sposób upośledzają jej działanie (płytki rezonans w R , który odpowiada niewielkiemu wzmocnieniu pola elektrycznego nad siatką), w związku z czym nie jest odpowiednia do zastosowania jako źródło potencjału w optycznym lustrze dipolowym dla atomów Rb.

Zaprezentowane wyżej siatki odbiciowe wymagają dopracowania procesu produkcji, w szczególności zniwelowania efektu ładowania się próbki. Jest to możliwe, ponieważ w jednych z pierwszych zestawów testowych próbek (rys. 5.8) efekt ten nie był tak szkodliwy i udało się uzyskać parę egzemplarzy siatek w postaci pojedynczego kwadracika, dla których osiągnęto wyciemnienie związane ze wzbudzeniem polarytonów plazmonów powierzchniowych lepsze niż 90%. Jak wspomniano wcześniej, dla tablic siatek problem ładowania się próbki udało się rozwiązać dopiero stosując przewodzący podkład krzemowy zamiast szklanego.

5.3 Siatki oświetlane od spodu

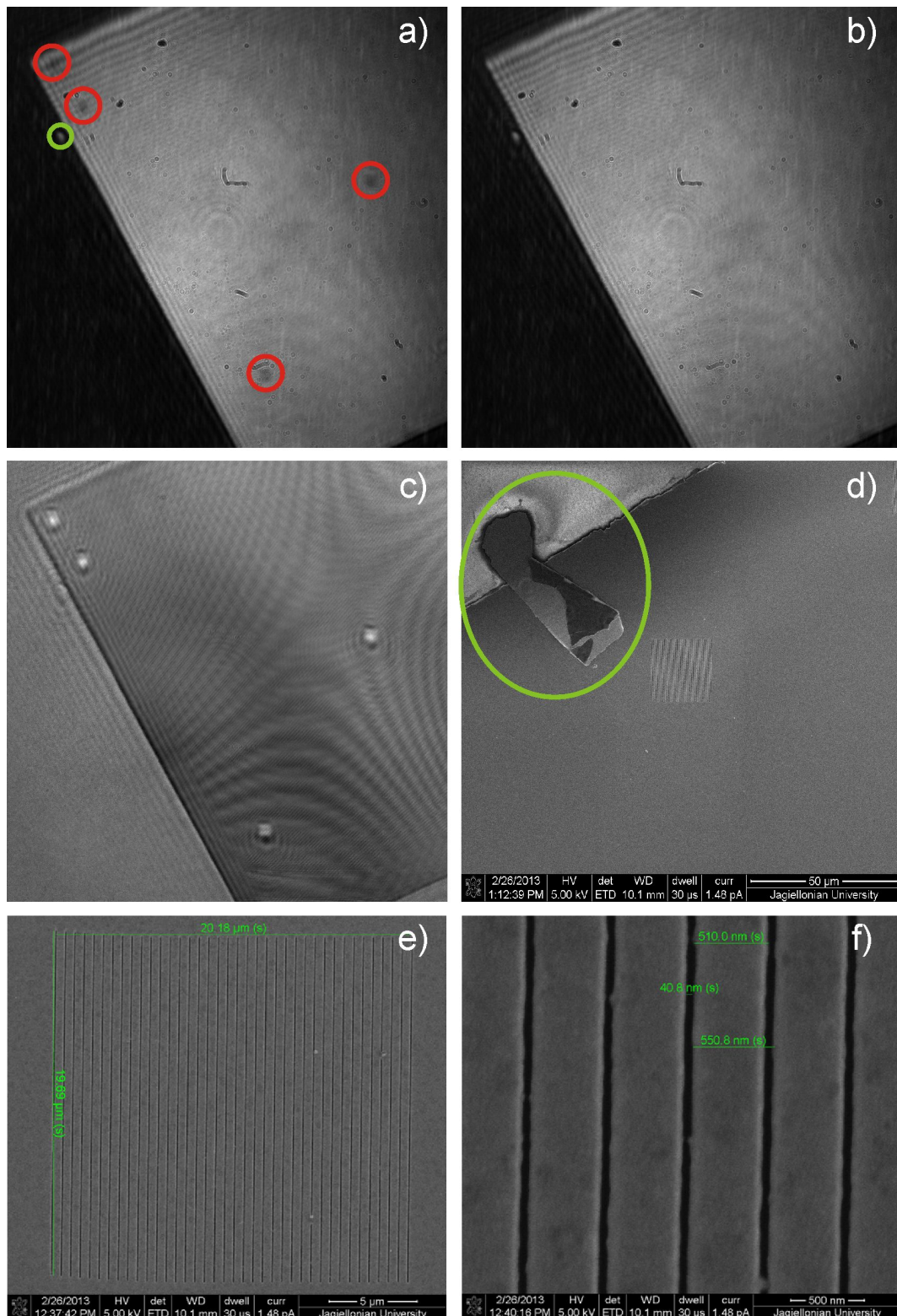
Wykonania siatki transmisyjnej opisanej w rozdz. 4.3 podjął się dr Benedykt R. Jany z Laboratorium Skaningowej Mikroskopii Elektronowej IF UJ (grupa prof. Franciszka Kroka). Siatka wykonywana jest za pomocą skaningowego mikroskopu elektronowego (SEM) typu Quanta 3D zintegrowanego z mikroskopem skanującej zogniskowanej wiązki jonowej (*focused ion beam*, FIB). W pierwszej fazie wytworzona została próbka z próbnymi siatkami transmisyjnymi o wymaganych parametrach, czyli o okresie $d = 550 \text{ nm}$, szerokości szczeliny $g = 40 \text{ nm}$ i grubości warstwy złota $h = 55 \text{ nm}$. Na próbce tej rozmieszczono 6 siatek o boku $10 \mu\text{m}$. Na rys. 5.9a przedstawiono obraz próbki (otrzymany metodą obra-



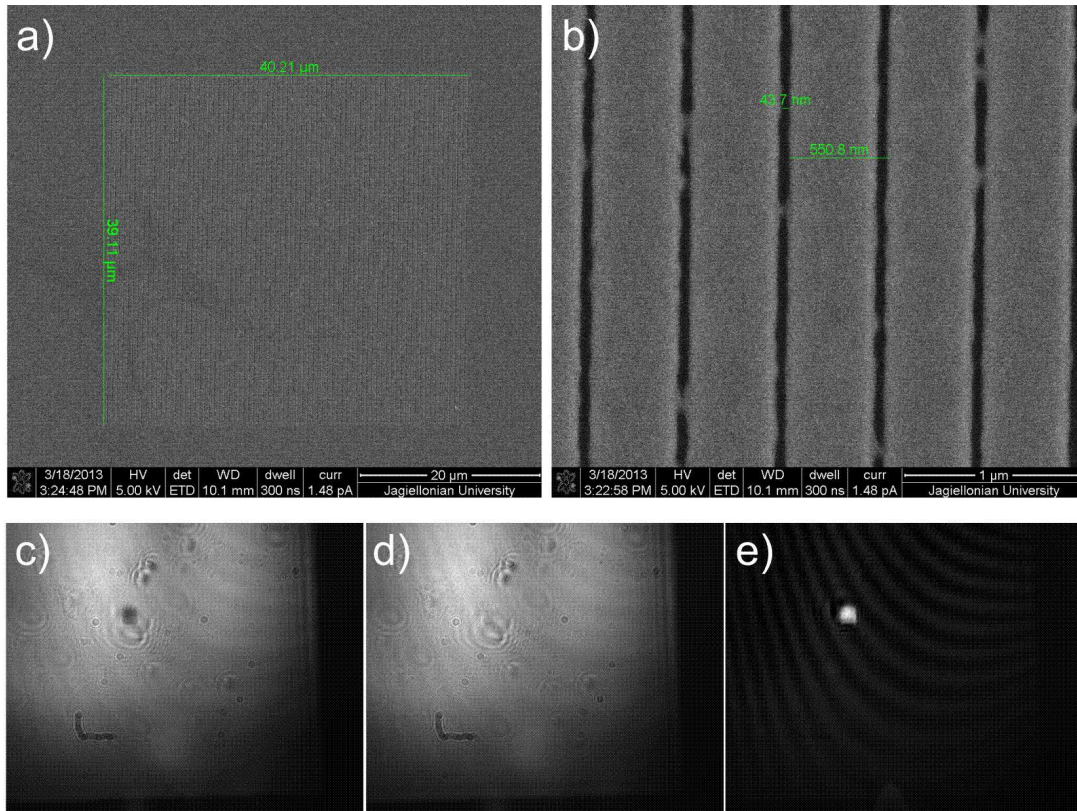
Rysunek 5.8: a) Zdjęcie profilu wiązki o polaryzacji TM wzbudzającej plazmony na siatce odbiciowej (w konfiguracji jak na rys. 5.4, ale bez soczewki). W środku widać wyciemnienie związane ze wzbudzeniem SPP, które znika dla polaryzacji TE. Okres siatki wynosił 920 nm, a wysokość zębów 50 nm. b) Przekrój pionowy przez profil wiązki z a). Widać, że wyciemnienie spada praktycznie do zera.

zowania opisaną wcześniej) oświetlonej światłem o polaryzacji TM — widoczne są cztery wyciemnione kwadraciki, które oznaczono czerwonymi okręgami. Należy wziąć pod uwagę, że siatki te oświetlane są od spodu, czyli przez szklany podkład, co wpływać może na pogorszenie jakości obrazu. Obraz dla polaryzacji TE znajduje się na rys. 5.9b — kwadraciki są praktycznie niewidoczne. Na rys. 5.9c przedstawiono różnicę poprzednich zdjęć, siatki na których wzbudzone zostały polarytony plazmonów powierzchniowych są teraz dobrze widoczne. Na kolejnych zdjęciach na rys. 5.9 widzimy zdjęcia wykonane mikroskopem elektronowym, zrobione po wykonaniu próbki. Rys. 5.9d przedstawia jedną siatkę oraz znacznik ułatwiający orientację próbki, na rys. 5.9e i 5.9f pokazano zdjęcia pojedynczej siatki w różnym powiększeniu wraz z poszczególnymi charakterystycznymi wymiarami.

Po udanej obserwacji wzbudzenia SPP na siatce transmisyjnej wykonana została siatka o tych samych parametrach i o boku $40\ \mu\text{m}$. Na rys. 5.10a i 5.10b pokazano zdjęcia wykonane mikroskopem elektronowym po wykonaniu siatki wraz z jej wymiarami. Następne zdjęcia na rys. 5.10 przedstawiają kolejno wynik obrazowania próbki wiązką o polaryzacji TM, TE oraz zdjęcie będące różnicą poprzednich. Dobrze widoczne jest wyciemnienie związane ze wzbudzeniem SPP. Dla tej siatki obliczono wartości współczynnika odbicia R w zależności od kąta padania wiązki wzbudzającej SPP. Metoda pomiaru była następująca: zrobiono przekrój po przekątnej siatki, obejmujący także złoto (jasna część — wiązka odbija się od złotej warstwy) i tło (wiązka przechodzi przez szklany podkład). Znaleziono średnie wartości natężenia światła w tych trzech obszarach i policzono różnice między natężeniami dla obszaru plazmony-złoto i złoto-tło. Na na tej



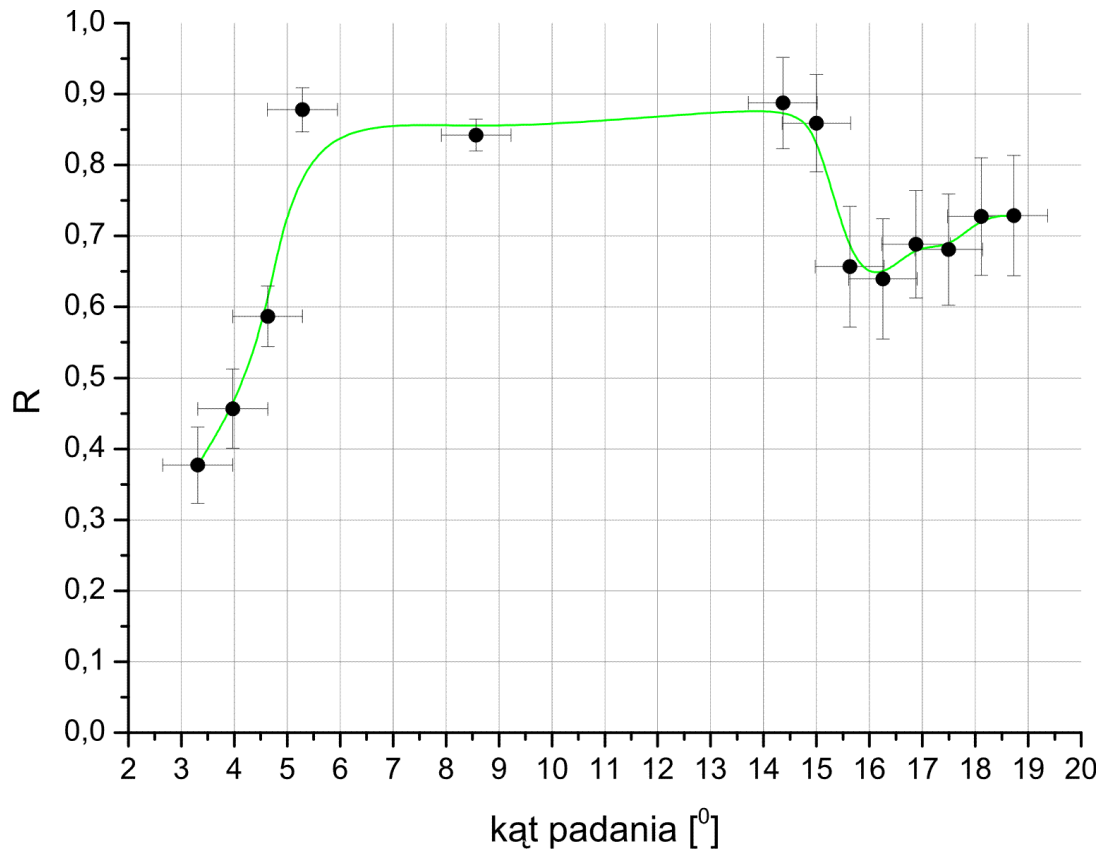
Rysunek 5.9: Próbne siatki transmisyjne o boku $10 \mu\text{m}$: a) obraz próbki dla polaryzacji TM (czerwonymi okręgami oznaczono miejsca występowania siatek), b) obraz próbki dla polaryzacji TE, c) różnica zdjęć a i b, d) obraz próbki spod mikroskopu elektronowego, na zielono otoczono znacznik położenia jednej siatki (por. z a)), e) obraz jednej całej siatki, f) powiększenie obrazu siatki.



Rysunek 5.10: Siatka transmisyjna o boku $40 \mu\text{m}$: a) obraz siatki spod mikroskopu elektronowego, b) powiększenie obrazu siatki ze zmierzonym okresem i szerokością szczeliny, c) obraz siatki dla polaryzacji TM, d) obraz siatki dla polaryzacji TE, e) różnica zdjęć c i d.

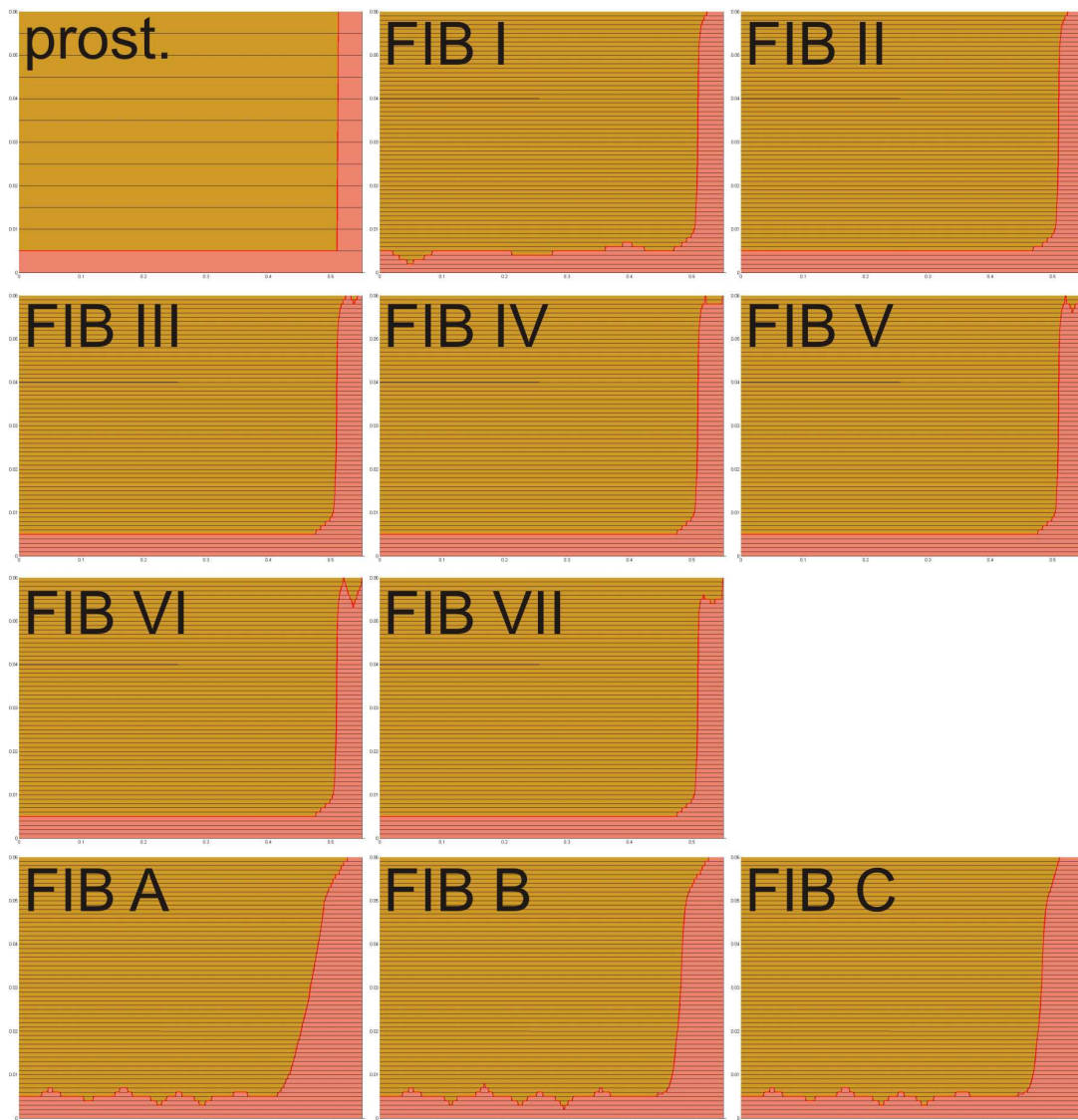
podstawie otrzymano współczynnik odbicia R (obliczono procentową wartość wyciemnienia jako iloraz różnic plazmony-złoto i złoto-tło). Otrzymana zależność R od kąta padania wiązki wzbudzającej SPP przedstawiona jest na rys. 5.11, krzywa przechodząca przez punkty została dodana dla prowadzenia oka. Niepewności wyznaczonych wartości R są dość znaczne, wpływ na nie miało: wykonanie zdjęcia (ustawienie ostrości osobno dla każdego kąta, które było bardzo czułe na położenie soczewki obrazującej, zarówno pod względem odległości od próbki, jak i w kierunku poprzecznym) oraz pozyskania wartości z przekrojów (pewna dowolność wykonania przekroju i wyboru danych). Zaobserwować można istnienie głębszego minimum dla małych kątów oraz płytszego dla kąta ok. 16° . Dla siatki idealnej przewidywany był natomiast wąski rezonans dla kąta 15.55° oraz nieco szerszy i płytszy dla kąta ok. 5° , który towarzyszył wzbudzeniu SPP po stronie szkła (rys. 4.16).

Aby wyjaśnić rozbieżności pomiędzy wynikami otrzymanymi z symulacji i z pomiarów wykonano kolejne symulacje, tym razem budując siatkę z wielu



Rysunek 5.11: Zależność współczynnika odbicia od kąta padania wiązki wzbudzającej SPP na siatkę o okresie (teoretycznie) $550 \mu\text{m}$, szerokości szczeliny $h = 40 \text{ nm}$ i grubości warstwy Au $g = 55 \text{ nm}$. Kąt padania jest kątem w szkle. Krzywą dodano dla prowadzenia oka.

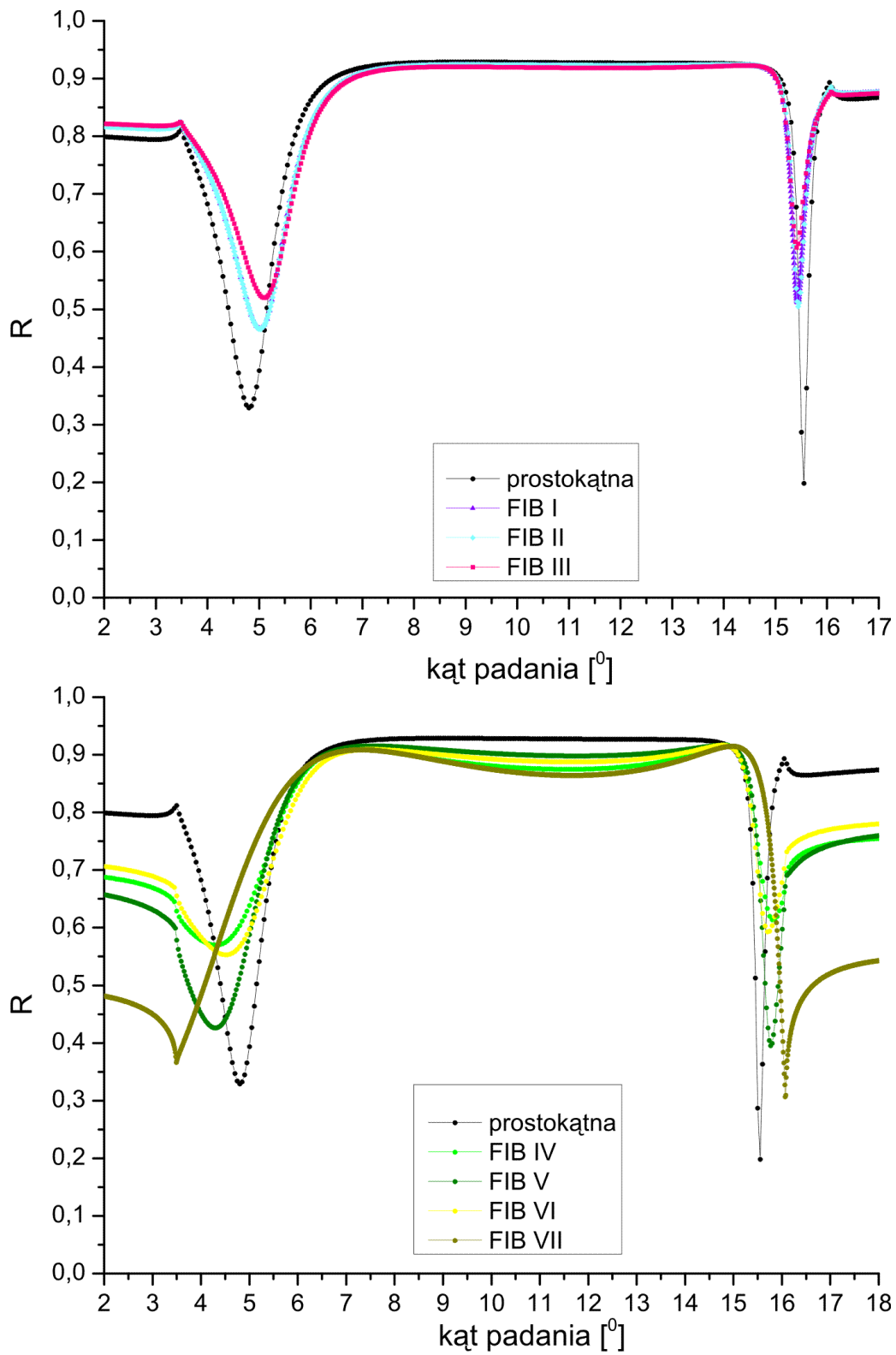
warstw, tak aby uwzględnić jej różne możliwe defekty. Do defektów tych należeć mogą m. in.: pozostałości złota na dnie szczeliny, nierówna powierzchnia złota, zaokrąglenie rogów (brzegów) szczeliny. Rys. 5.12 przedstawia symulowane siatki: widać jeden okres (550 nm) siatki, wiązka pada od góry obrazka, kolorem złotym oznaczono siatkę, natomiast różowy to próżnia. Siatka idealna to siatka prostokątna, w lewym górnym rogu obrazka. Porównano najpierw siatki oznaczone FIB I do FIB III, gdzie wprowadzono zaburzenie powierzchni złota o parę nm (FIB I), zaokrąglenie rogów siatki (FIB I do III) oraz wysepkę o wysokości paru nm złota na dnie szczeliny (FIB III). Wyniki symulacji znajdują się na rys. 5.13 u góry. Lekkie zaokrąglenie rogu siatki oraz wprowadzenie (bądź nie) zaburzenia powierzchni złota spływają rezonanse i przesuwają w stronę kątów wyższych (rezonans lewy) bądź niższych (rezonans prawy). Poza tym te dwa przypadki są nierozróżnialne, co oznacza, że niewielkie (rzędu 5 nm) pofalowanie powierzchni Au nie jest istotne. Dołożenie wysepki złota na dnie szczeliny pogarsza trochę rezonanse i dalej przesuwa je w opisany wyżej sposób. Następn-



Rysunek 5.12: Graficzne przedstawienie kształtu (przekrój w poprzek linii) siatki z różnymi typami odejścia od siatki idealnej.

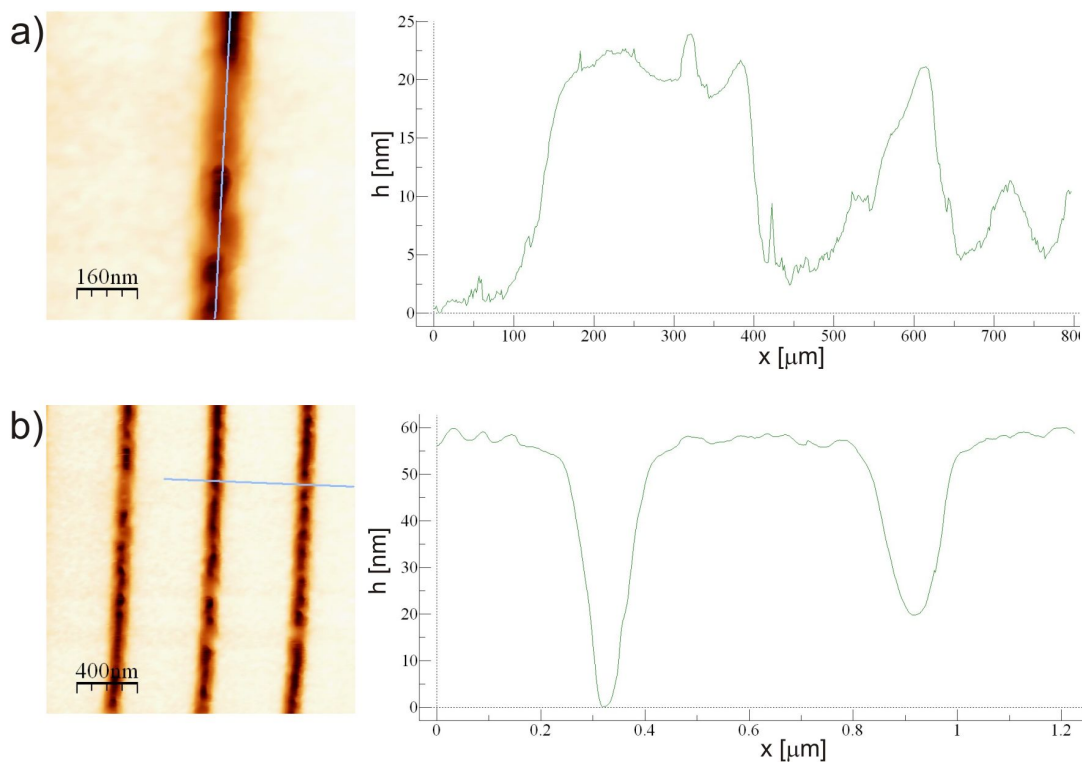
nym krokiem była zmiana charakterystyki wysepki złota na dnie szczeliny, są to siatki FIB IV do FIB VII. W zależności od wielkości i kształtu wysepki Au następuje spływanie rezonansów, zmiana ich kształtu i rozsunięcie w kierunku przeciwnym do opisanego powyżej — pokazuje to rys. 5.13 na dole. Sytuacja ta zaczyna przypominać zależność otrzymaną z pomiarów (płytkie minima i ich położenia).

Kolejnym krokiem było zobrazowanie siatki pod mikroskopem AFM, co ujawniło, że znacząco odbiega ona od oczekiwań. Na rys. 5.14a pokazano zdjęcie w powiększeniu jednej szczeliny oraz przekrój wzdłuż zaznaczonej linii. Widać, że



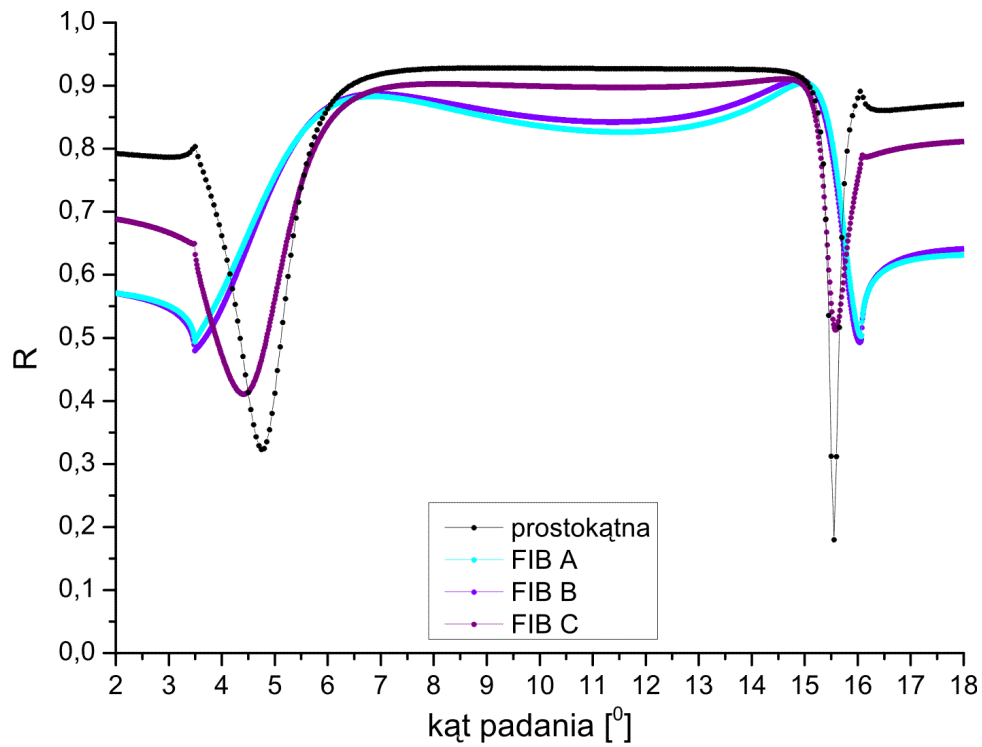
Rysunek 5.13: Zależność współczynnika odbicia od kąta padania wiązki wzbudzającej SPP na siatkę o okresie $550 \mu\text{m}$. Podpisy krzywych są wyjaśnione na rys. 5.12.

wyspy złota na dnie szczeliny osiągają wysokość ok. 20 nm, ponadto są raczej regułą niż wyjątkiem. Przekrój w poprzek szczelin, na rys. 5.14b ujawnił ponadto, że szerokość szczeliny daleka jest od zadanych 40 nm, przy powierzchni złota dochodząc do 200 nm. Wytłumaczyć to można faktem, że szczeliny w siatce wykonywane były w trakcie jednego przebiegu wiązki jonów, która poprzeczny przekrój ma gaussowski — w związku z tym w danym czasie środek wiązki wycinał wąski dołek w środku a boki usuwały niewielką ilość materiału w większej odległości. Jedynie grubość warstwy złota i jej pofalowanie mieszczą się w dopuszczalnych granicach.

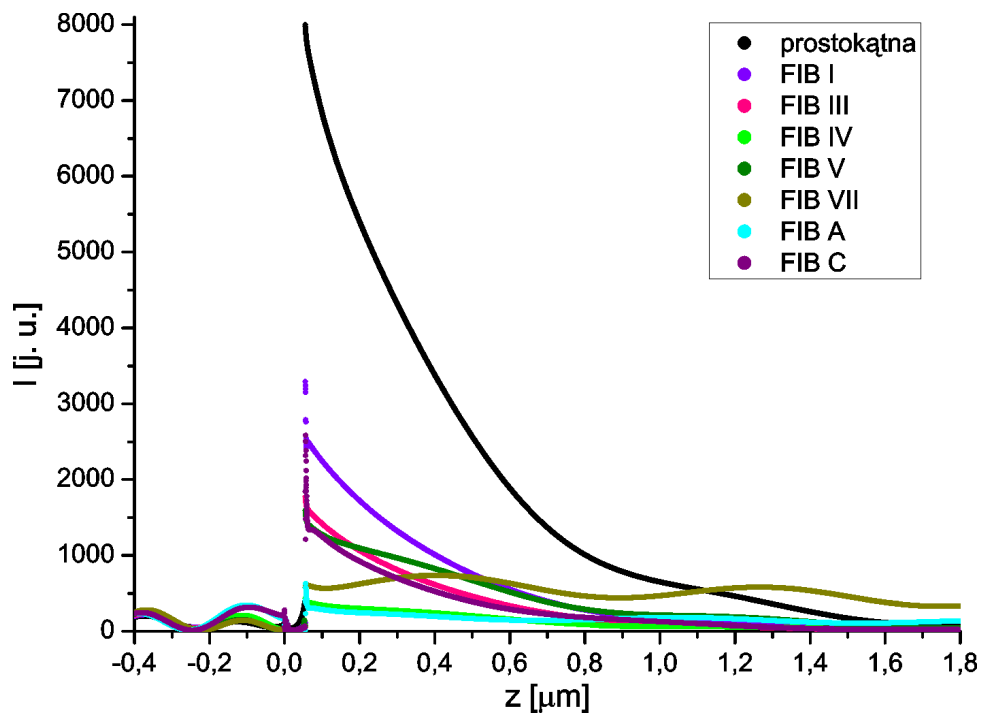


Rysunek 5.14: Zdjęcie wykonane mikroskopem AFM dla siatki o następujących teoretycznych parametrach: okres $550 \mu\text{m}$, szerokość szczeliny $h = 40 \text{ nm}$ i grubość warstwy Au $g = 55 \text{ nm}$: a) przekrój wzdłuż szczeliny, b) przekrój w poprzek dwóch szczelin. Zdjęcia wykonała Monika Josiek z ZINM.

Symulacje siatek FIB A do FIB C (rys. 5.12) starają się uwzględnić zaobserwowaną, i częściowo nie do uniknięcia, zbyt dużą szerokość szczeliny. Siatka FIB A stara się odtwarzać kształt szczeliny otrzymany ze zdjęcia z mikroskopu AFM (bez uwzględnienia pozostałości złota na dnie szczeliny). Siatka FIB B ma nieco węższą szczelinę i trochę bardziej pofalowaną powierzchnię złota. Siatka FIB C ma jeszcze węższą szczelinę przy powierzchni złota (poniżej 100 nm), natomiast na dole, przy szklanym podkładzie, jest 40 nm. Rys. 5.15 pokazuje otrzymane



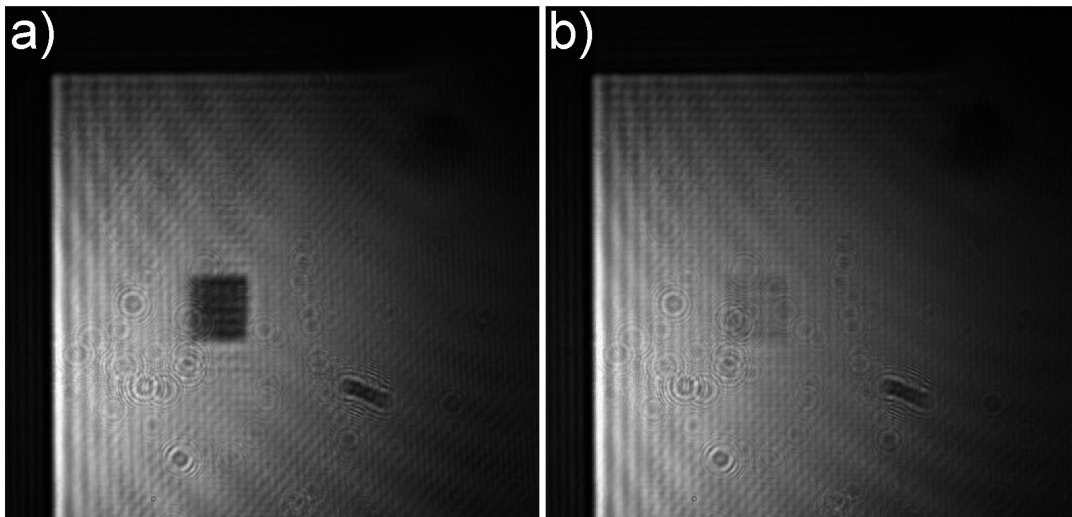
Rysunek 5.15: Zależność współczynnika odbicia od kąta padania wiązki wzbudzającej SPP na siatkę o okresie $550 \mu\text{m}$. Podpisy krzywych wyjaśnione są na rys. 5.12.



Rysunek 5.16: Przekrój przez natężenie pola w środku okresu siatki. Podpisy krzywych są wyjaśnione na rys. 5.12.

zależności: dla siatek FIB A i B rezonanse są bardzo zniekształcone, natomiast dla siatki FIB C zniekształcenie jest niewielkie, a interesujące nas minimum (prawe) lekko poszerzone i spłycone o około połowę. Duże zniekształcenie rezonansów związane jest ponadto ze zmianą charakteru pola w obszarze nad siatką — pole nie ma charakteru zanikającego (np. dla FIB VII) lub praktycznie z brakiem wzmocnienia (pole w obszarze nad siatką ma praktycznie taką samą amplitudę jak pole padające, np. dla FIB IV i FIB A). Przedstawiają to przekroje przez natężenie pola w środku okresu siatki widoczne na rys. 5.16. Jak widać, każde odejście od przypadku prostokątnego powoduje znaczne zmniejszenie wzmocnienia pola nad siatką.

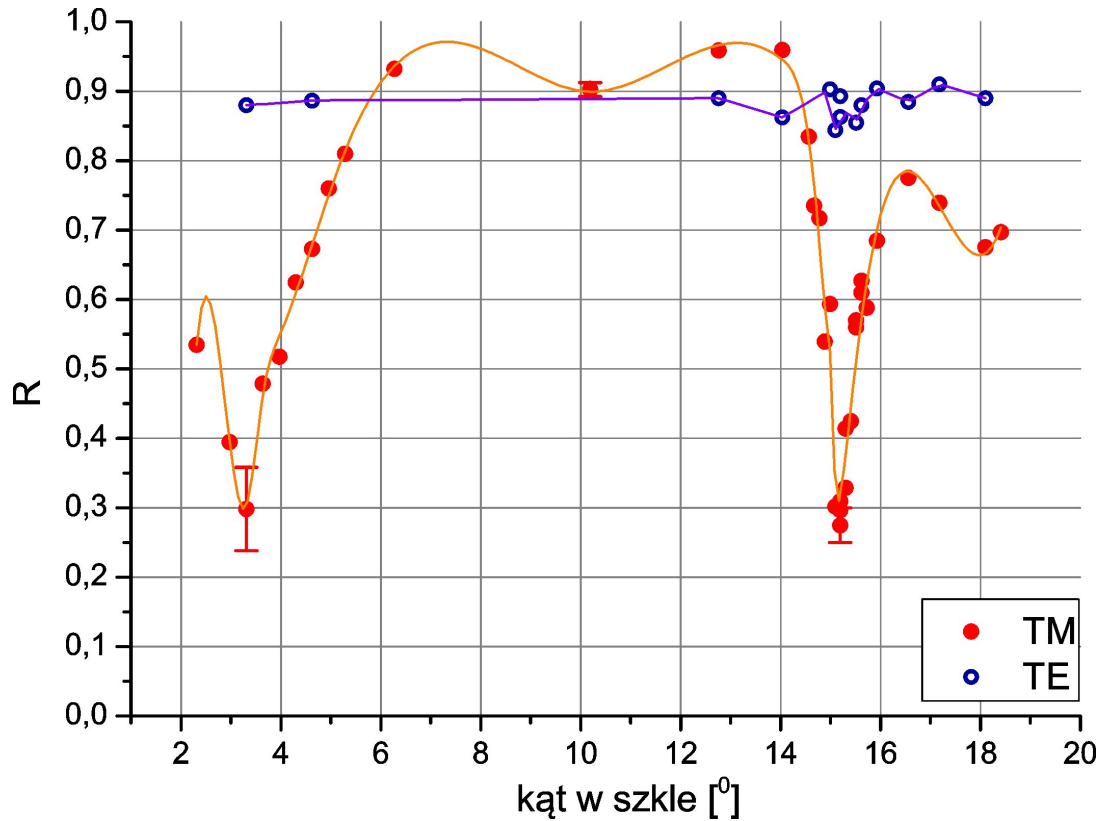
Po powyższej analizie wykonano kolejną siatkę transmisyjną, tym razem dbając o to, aby w jej szczelinach nie zostało złoto (każda szczelina była wielokrotnie złobiona wiązką jonów). Ponadto opanowano technikę pozwalającą na wytworzenie siatki o większej powierzchni — siatka ma bok o długości $100\ \mu\text{m}$. Rys.



Rysunek 5.17: Siatka transmisyjna o boku $100\ \mu\text{m}$: a) obraz siatki dla polaryzacji TM, b) obraz siatki dla polaryzacji TE.

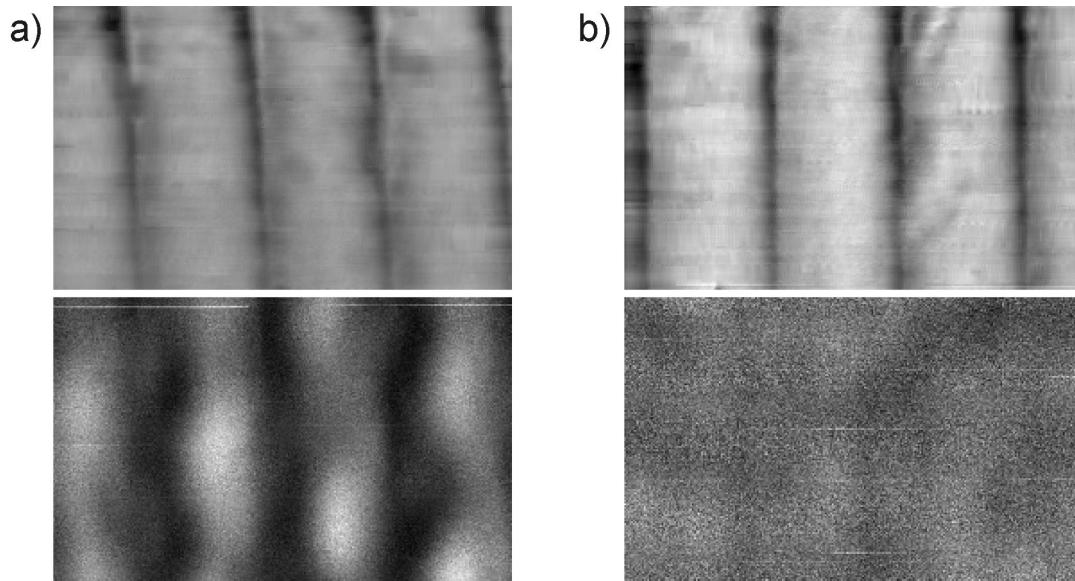
5.17 przedstawia wynik obrazowania próbki wiązką o polaryzacji TM oraz TE. Dobrze widoczne jest wyciemnienie związane ze wzbudzeniem SPP. Obliczono także zależność współczynnika odbicia od kąta padania wiązki wzbudzającej, dla polaryzacji TE i TM (rys. 5.18). Minima w R są głębokie, odpowiadają prawie wartościom teoretycznym. Minimum pierwsze (dla plazmonów powstających od strony szkła) jest szersze, tak jak przewidziano, jednak jest przesunięte trochę w kierunku niższych kątów. Minimum właściwe przesunięte jest nieco w stronę kątów wyższych. Sytuacja taka odpowiada najbardziej przypadkowi FIBC, jednak

otrzymane z pomiarów minima są głębsze niż otrzymane z symulacji. Sytuacja ta wymaga dalszej analizy poprzez wykonanie obrazów mikroskopem AFM.

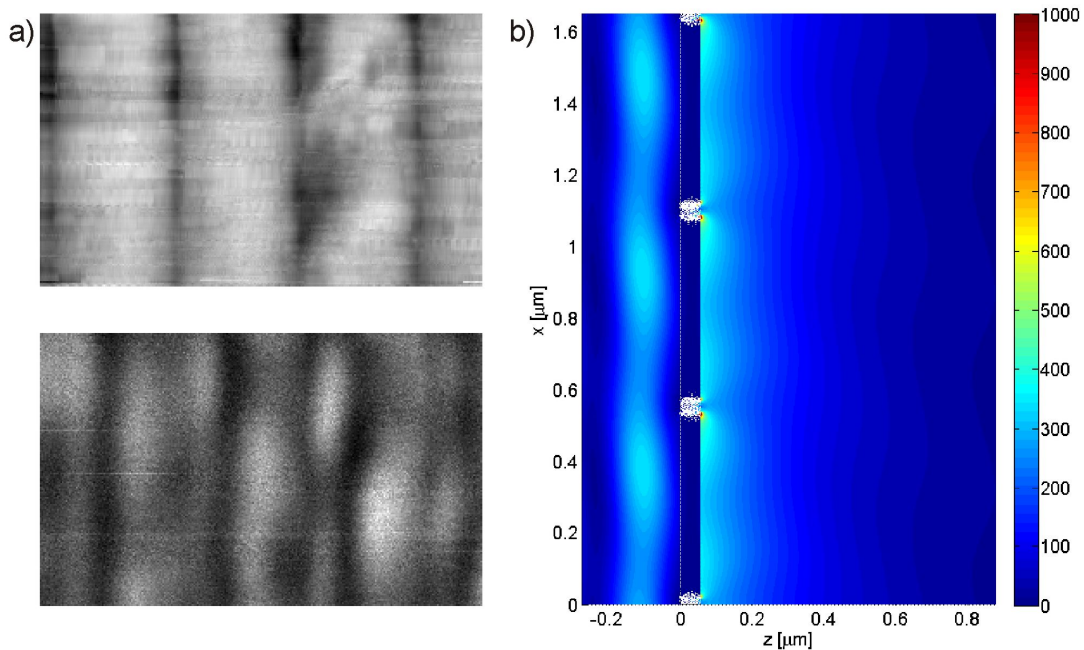


Rysunek 5.18: Zależność współczynnika odbicia od kąta padania wiązki wzbudzającej SPP o polaryzacji TM i TE na siatkę o okresie $550 \mu\text{m}$ i długości boku $100 \mu\text{m}$, szerokości szczeliny $h = 40 \text{ nm}$ i grubości warstwy Au $g = 55 \text{ nm}$. Kąt padania jest kątem w szkle. Zaznaczono reprezentatywne niepewności dla R , niepewności dla kąta padania są rzędu $10'$ — do pomiarów wykorzystano nowy stolik obrotowy z śrubą mikrometryczną. Krzywe dodano dla prowadzenia oka.

Wykonano także obrazy próbki mikroskopem SNOM o grubości igły 150 nm , wraz ze zdjęciami AFM (za pomocą tej samej igły, więc nie są wystarczająco dokładne do określenia wad siatki). Zdjęcia siatki dla optymalnego kąta padania, dla polaryzacji TM i TE, przedstawia rys. 5.19. Należy zwrócić uwagę na kształt pola, jego maksima są w środku zębów siatki, jak na symulacji z rys. 4.17. Na rys. 5.20 pokazano zdjęcia siatki dla kąta mniejszego o ok. $0,3^\circ$ od kąta optymalnego w szkle oraz symulację rozkładu natężenia pola elektrycznego dla kąta $14,9^\circ$. Widać jakościową zmianę kształtu pola na symulacji i na zdjęciach — maksima są bliżej szczeliny, natomiast na środku zęba występuje minimum natężenia pola.



Rysunek 5.19: Zdjęcia siatki transmisyjnej, wykonane mikroskopem SNOM dla optymalnego kąta padania: a) dla polaryzacji TM i b) TE. Zdjęcia górne przedstawiają topografię (kształt) siatki wykonane mikroskopem AFM, natomiast zdjęcia dolne to natężenie pola elektrycznego zarejestrowane sondą SNOM. Amplituda prążków (wyskalowana w tysiącach zliczeń detektora) w a) wynosi 40.



Rysunek 5.20: a) Zdjęcia siatki transmisyjnej, wykonane mikroskopem SNOM dla kąta mniejszego o ok. 0.3° od kąta optymalnego w szkle, dla polaryzacji TM. Zdjęcie górne przedstawia topografię siatki, zdjęcie dolne to natężenie pola elektrycznego. Amplituda prążków wynosi 30 – 35. b) Symulacja rozkładu natężenia pola elektrycznego dla kąta padania wiązki wzbudzającej 14.9° .

Część II

W stronę kondensatu Bosego-Einsteina

Rozdział 6

Wstęp

W 2001 r. otrzymano po raz pierwszy kondensat Bosego-Einsteina (BEC) za pomocą tzw. chipa atomowego [142, 143] (nazwa przez analogię do „chipa” elektronicznego). Od tej pory układy umożliwiające produkcję kondensatu Bosego-Einsteina na chipie cieszą się niesłabnącym zainteresowaniem fizyków atomowych, zarówno ze względu na swe zalety, jak i możliwości zastosowania. Do zalet zaliczyć można szybkość produkcji kondensatu, zmniejszenie i uproszczenie układu próżniowego — w perspektywie jest wyjście układu z laboratorium, oraz możliwość stosunkowo prostego dostosowania chipa do konkretnych potrzeb eksperymentalnych. Istnieją różne realizacje idei chipa atomowego: z litograficznie (lub nieco inaczej [144]) wytworzonymi mikro-ścieżkami [145–150], z warstwą materiału magnetycznego (jak m. in. w grupie R. Spreeuw w Amsterdamzie czy A. Sidorova na Uniwersytecie Technicznym Swinburne w Australii) czy w postaci nadprzewodzących przewodów w środowisku kriogenicznym [151, 152]. Głównymi przewidywanymi zastosowaniami układów z chipem są interferometry atomowe oraz kwantowe przetwarzanie informacji [153].

Gradient indukcji pola magnetycznego, wytworzony przez pojedynczy, nieskończenie długi przewód, jest proporcjonalny do wartości prądu I płynącego przez ten przewód i odwrotnie proporcjonalny do kwadratu odległości r od przewodnika:

$$B'_{\perp} \propto -\frac{I}{r^2}. \quad (6.1)$$

Zatem aby osiągnąć duży gradient pola magnetycznego, z czym związane są duże częstotliwości pułapki magnetycznej¹, a przez to szybsza termalizacja atomów przy chłodzeniu przez odparowanie, korzystniej jest zmniejszyć odległość od przewodnika niż zwiększyć płynący prąd — gradient pola rośnie szybciej ze spadkiem r niż ze wzrostem I . W konwencjonalnych kondensatach otrzymywanych w ma-

¹Częstość pułapki to częstość oscylacji własnych atomów w potencjale pułapki, przybliżonym zazwyczaj potencjałem oscylatora harmonicznego.

kroskopowych pułapkach odległość atomów od źródeł pola magnetycznego jest rzędu centymetrów, ponieważ cewki czy magnesy stałe znajdują się na zewnątrz komórek próżniowych. W związku z tym konieczne jest stosowanie dużych prądów I , rzędu dziesiątek lub setek amperów, z czym z kolei związana jest konieczność chłodzenia cewek oraz duży pobór mocy. Ponadto osiągnięte częstości pułapki są znacznie mniejsze niż dla układów z chipem atomowym, wolniejsza jest termalizacja, a przez to czas chłodzenia przez odparowanie jest rzędu minut. W tabeli 6.1 porównano układ konwencjonalny, zbudowany w Krajowym Laboratorium Fizyki Atomowej, Molekularnej i Optycznej (KL FAMO) na Uniwersytecie Mikołaja Kopernika w Toruniu (we współpracy fizyków z kilku polskich ośrodków pod kierunkiem prof. W. Gawlika), w którym otrzymano pierwszy, i jak dotąd jedyny, kondensat w Polsce [154] oraz układ RuBECi[®] z chipem atomowym firmy ColdQuanta, w którym otrzymano kondensat w Laboratorium Zimnych Atomów przy Powierzchni na Uniwersytecie Jagiellońskim w Krakowie.

	BEC w KL FAMO [155]	BEC na chipie [145]
częstość osiowa	~ 10 Hz	~ 300 Hz
częstość radialna	~ 200 Hz	~ 3 kHz
prądy płynące w cewkach	kilkadziesiąt A	< 5 A
wielkość układu próżniowego	ok. 150 dm^3	ok. 5 dm^3
chłodzenie wodne	konieczne	zbędne
czas odparowania	rzędu 60 s	rzędu 2 s
liczba atomów w kondensacie	do 10^6 at.	ok. 10^4 at.

Tabela 6.1: Porównanie kondensatu konwencjonalnego i otrzymywanego w pułapce na chipie atomowym.

Firma ColdQuanta, producent wykorzystywanego w eksperymencie układu próżniowego RuBECi[®] z chipem atomowym, wprowadziła na rynek pierwszy komercyjny układ do otrzymywania kondensatu Bosego-Einsteina. Laboratorium kupiło sam układ próżniowy z chipem i cewkami pól magnetycznych (patrz opis w 8.1). Oprócz tego trzeba było zaprojektować i skonstruować cały tor optyczny pułapek magnetoptycznych, obrazowania i pompowania optycznego, sterowania cewek i chipa atomowego oraz napisać oprogramowanie sterujące. Ponadto, konieczne było przeprowadzenie obliczeń optymalnych pól magnetycznych generowanych przez trzy pary cewek wokół górnej komórki próżniowej, zewnętrznej cewki typu Z oraz przewodów Z i „dimple” na chipie. Sprawę komplikował fakt, że jedynymi użytecznymi źródłami informacji o układzie była praca [156] (która jednak dotyczyła wcześniejszej, wyraźnie innej wersji układu) oraz w małym zakresie przesyłane odpowiedzi od producenta układu.

Rozdział 7

Podstawy teoretyczne

7.1 Pułapkowanie magnetyczne atomów neutralnych

7.1.1 Atom w polu magnetycznym

Energia oddziaływania atomu neutralnego o niezerowym momencie magnetycznym $\mu_{\mathbf{m}}$ z zewnętrznym polem magnetycznym $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ wyraża się wzorem:

$$U(\mathbf{r}) = -\mu_{\mathbf{m}} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}). \quad (7.1)$$

Dla atomu w stanie zeemanowskim struktury nadsubtelnej $|F, m_F\rangle$ potencjał powyższy przepisać można jako

$$U(\mathbf{r}) = m_F g_F \mu_B |\mathbf{B}(\mathbf{r})|, \quad (7.2)$$

gdzie g_F to czynnik Landégo, m_F to magnetyczna liczba kwantowa (będąca rzutem \mathbf{F} na oś kwantyzacji), a μ_B to magneton Bohra. W zależności od znaku iloczynu $m_F g_F$ atomy są pułapkowane w minimach ($m_F g_F > 0$, tzw. *weak-field seeking states*) lub maksimach ($m_F g_F < 0$, tzw. *strong-field seeking states*) pola magnetycznego. Ponieważ w wolnej przestrzeni nie są dozwolone lokalne maksima pola magnetycznego [157], stabilna pułapka magnetyczna musi pracować dla *weak-field seeking states*. Dla izotopu ^{87}Rb składowe stanu podstawowego $5^2S_{1/2}$, które spełniają ten warunek to: $|F = 1, m_F = -1\rangle$, $|F = 2, m_F = 1\rangle$ i $|F = 2, m_F = 2\rangle$. W przedstawianym eksperymencie atomy są pułapkowane w tym ostatnim stanie.

Dwie pułapki najniższego rzędu w $B(r)$ to pułapka kwadrupolowa i pułapka Ioffego-Pricharda (IP) [147]. Pułapka kwadrupolowa, pierwszego rzędu czyli z li-

niową zależnością od $\mathbf{B}(\mathbf{r})$, posiada przejście przez zero pola magnetycznego, co powoduje tzw. *Majorana spin flips*, czyli przejścia do stanów niepułapkowanych. Pułapka Ioffego-Pricharda, drugiego rzędu — harmoniczna, jest najprostszą realizacją pułapki z niezerowym minimum pola magnetycznego [158–160].

Warunkiem, jaki musi być spełniony w celu efektywnego działania pułapki magnetycznej (tj. by zminimalizować straty atomów), jest aby szybkość zmiany kierunku pola magnetycznego w porównaniu do częstości Larmora ω_{La} była mała — kierunek momentu magnetycznego atomu powinien adiabatycznie podążać za lokalnym kierunkiem pola pułapkującego, by zachować liczbę kwantową m_F :

$$\omega = \frac{d\theta}{dt} \ll \omega_{La} = \frac{g_F \mu_B |B|}{\hbar}, \quad (7.3)$$

gdzie $d\theta$ to kąt, o jaki zmienia się kierunek \mathbf{B} .

7.1.2 Pojedynczy przewodnik z prądem

Najprostszą realizacją pułapki kwadrupolowej jest pojedynczy przewodnik z prądem. Rozważmy nieskończony przewodnik wzdłuż osi x (układ współrzędnych jak na rys. 7.1), w którym płynie prąd I_{pp} w kierunku $+x$ oraz dodatkowe pole offsetowe B_{bY} w kierunku $-y$. Zero pola magnetycznego B_{\perp} , wyrażonego wzorem

$$B_{\perp} = -\frac{\mu_0 I_{pp}}{2\pi z} + B_{bY}, \quad (7.4)$$

powstaje w pewnej odległości z_0 poniżej przewodnika (w $-z$) i zachodzi dla $B_{bY} = -\frac{\mu_0 I_{pp}}{2\pi z_0}$. Gradient pola magnetycznego wynosi

$$B_{\perp}^{grad} = \frac{\mu_0 I_{pp}}{2\pi z^2} = -\frac{B_{bY}}{z}. \quad (7.5)$$

7.1.3 Pułapka Ioffego-Pricharda

Jak wspomniano powyżej, pułapką najniższego rzędu o niezerowym minimum pola magnetycznego jest pułapka harmoniczna. Tradycyjnie pułapka taka wytwarzana jest [161, 162] przez dwie cewki Helmholtza

$$\mathbf{B}(x, y, z) = B_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{B''}{2} \begin{pmatrix} x^2 - \frac{1}{2}(y^2 + z^2) \\ -xy \\ -xz \end{pmatrix} \quad (7.6)$$

oraz cztery równoodległe od siebie i od osi symetrii cewek przewodniki generujące liniowe pole kwadrupolowe w dwóch wymiarach

$$\mathbf{B}(x, y, z) = B'_\perp \begin{pmatrix} 0 \\ -y \\ z \end{pmatrix}. \quad (7.7)$$

W pobliżu minimum pułapki, gdy $\rho = \sqrt{y^2 + z^2} \lesssim \frac{\sqrt{2}B_0}{B'_\perp}$ [162], w wyniku rozwinięcia w szereg Taylora otrzymujemy pole

$$B = B_0 + \frac{B''_\rho}{2}(y^2 + z^2) + \frac{B''_x}{2}x^2, \quad (7.8)$$

gdzie $B''_x = B''$, a $B''_\rho = \frac{B'^2_\perp}{B_0} - \frac{B''_x}{2}$. Jest to pułapka o symetrii cylindrycznej o częstości radialnej (poprzecznej) ω_ρ i osiowej (podłużnej) ω_x :

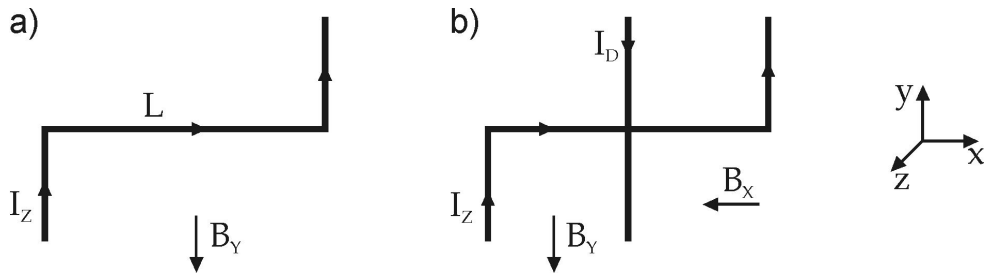
$$\omega_\rho = \sqrt{\frac{\mu_m}{m} B''_\rho}, \quad (7.9)$$

$$\omega_x = \sqrt{\frac{\mu_m}{m} B''_x}. \quad (7.10)$$

Ogólnie, częstości pułapki magnetycznej oblicza się jako:

$$\omega_i = \sqrt{\frac{1}{m} \frac{d^2 U(x_i)}{dx_i^2}} = \sqrt{\frac{\mu_m}{m} \frac{d^2 B(x_i)}{dx_i^2}}. \quad (7.11)$$

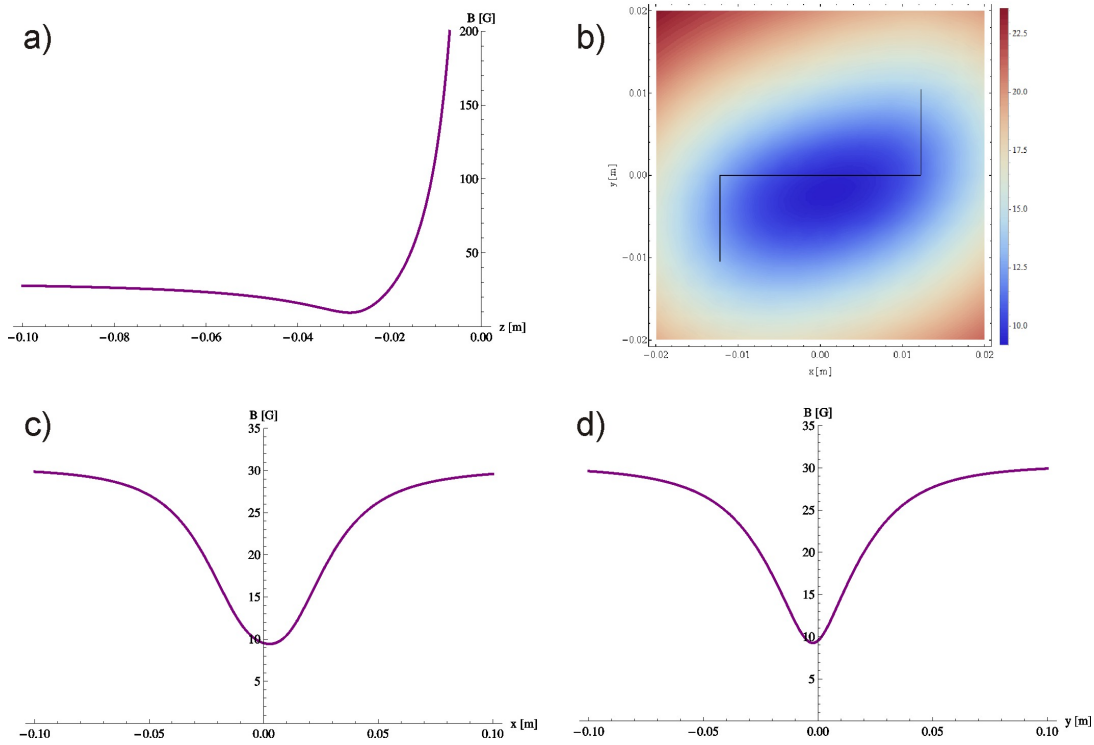
Pułapka typu Ioffego-Pricharda może być wytworzona przez przewód w kształcie Z i odpowiednie pole offsetowe — patrz rys. 7.1.



Rysunek 7.1: Konfiguracja pułapek magnetycznych na chipie atomowym: a) przewód Z wraz z odpowiednim polem offsetowym (B_Y), wytwarzający pułapkę typu Ioffego-Pricharda; b) dodatkowy przewód „dimple” wraz z polem offsetowym B_X . Zaznaczono układ współrzędnych, który jest obowiązujący w tej części pracy.

Zewnętrzna pułapka magnetyczna

W opisywanym dalej układzie eksperymentalnym pierwszą pułapką magnetyczną, do której ładowane są atomy, jest tzw. zewnętrzna pułapka Ioffego-Pricharda — oznacza to, że jest ona wytwarzana „w przestrzeni”, w przeciwieństwie do pułapek na chipie atomowym. Parametry cewki, wytwarzającej zewnętrzną pułapkę IP, podane zostały w rozdz. 8.1.3. Na rys. 7.2a, c i d przedstawiono kształt pułapki w kierunkach odpowiednio z , x i y dla parametrów używanych w eksperymencie, natomiast rys. 7.2b przedstawia przekrój pułapki w $z_0 = -28.7$ mm. Obliczenia te przeprowadzone zostały przy założeniu braku przestrzennych rozmiarów cewki, tzn. poprzez uproszczenie jej do pojedynczego przewodu Z w płaszczyźnie xy (jak widać na 7.2b). Uwzględnienie w obliczeniach rzeczywistej geometrii cewki wpływa głównie na przesunięcie minimum pułapki w jej kierunku na odległość ok. 16 – 17 mm od środka uzwojenia, czyli ponad 10 mm bliżej niż dla cewki przybliżonej.



Rysunek 7.2: Zewnętrzna pułapka magnetyczna o następujących parametrach: $I_{Zzewn} = 25$ A, $B_X = 8.7$ G, $B_Y = -29$ G i $B_Z = 2.3$ G, ramiona Z o długości $a = 10.4$ mm, poprzeczka Z o długości $L = 24.4$ mm. Wykresy a, c i d przedstawiają kształt pułapki w kierunkach z , x i y , wykres b przedstawia rozkład pola magnetycznego w płaszczyźnie xy dla $z_0 = -28.7$ mm.

Pułapka Ioffego-Pricharda na chipie

Drugą pułapką Ioffego-Pricharda używaną w eksperymencie jest pułapka na chipie atomowym (rys. 7.1a). Rozważmy pole magnetyczne w $y = 0$ i $z = z_0$, generowane przez dwa półnieskończone ramiona Z (kierunek y), odległe od siebie o L :

$$\mathbf{B}_1 + \mathbf{B}_3 = \frac{\mu_0 I_{Zchip}}{4\pi} \left[\frac{z_0}{(x - \frac{L}{2})^2 + z_0^2} + \frac{z_0}{(x + \frac{L}{2})^2 + z_0^2} \right] \hat{x} - \frac{\mu_0 I_{Zchip}}{4\pi} \left[\frac{x - \frac{L}{2}}{(x - \frac{L}{2})^2 + z_0^2} + \frac{x + \frac{L}{2}}{(x + \frac{L}{2})^2 + z_0^2} \right] \hat{z}. \quad (7.12)$$

Rozwijając składową pola $(B_1 + B_3)_x$ wokół $x = 0$ i pamiętając, że $B_y = -\frac{\mu_0 I_{Zchip}}{2\pi z_0}$ (dla nieskończonego drutu) otrzymamy:

$$B_x \simeq -B_y \frac{z_0^2}{(\frac{L}{2})^2 + z_0^2} + 0 + \frac{1}{2!} \cdot (-B_y) \frac{2z_0^2 (3(\frac{L}{2})^2 - z_0^2)}{((\frac{L}{2})^2 + z_0^2)^3}, \quad (7.13)$$

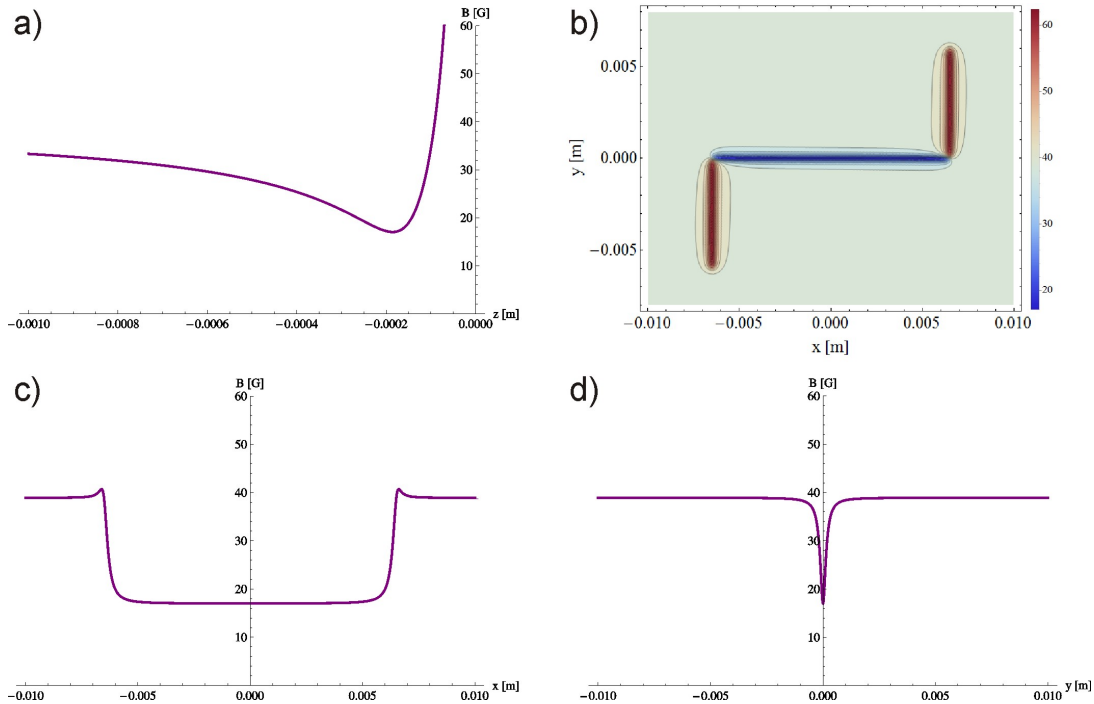
co odpowiada rozwinięciu $B_x \simeq B_{x0} + B'_x (= 0) + \frac{1}{2!} B''_x$. Znając B_{x0} , B''_x i B'_\perp (dla nieskończonego przewodu) obliczyć można częstotści pułapki. Częstotść podłużna (osiowa) pułapki wynosi

$$\omega_x = \sqrt{-\frac{\mu_m}{m} B_y \frac{2z_0^2 (3(\frac{L}{2})^2 - z_0^2)}{((\frac{L}{2})^2 + z_0^2)^3}}. \quad (7.14)$$

Przy obliczaniu częstotści poprzecznej (radialnej) należy wziąć jeszcze pod uwagę dodatkowe pole offsetowe B_X , używane w eksperymencie, wtedy $B_{x0} = B_X - B_y \frac{z_0^2}{(\frac{L}{2})^2 + z_0^2}$ i częstotść wyraża się wzorem:

$$\omega_\rho = \sqrt{-\frac{\mu_m}{m} \left(\frac{B_y^2}{z_0^2 \left(B_X - B_y \frac{z_0^2}{(\frac{L}{2})^2 + z_0^2} \right)} + B_y \frac{2z_0^2 (3(\frac{L}{2})^2 - z_0^2)}{((\frac{L}{2})^2 + z_0^2)^3} \right)}, \quad (7.15)$$

przy czym człon drugi jest mało istotny. Rys. 7.3a, c i d przedstawia kształt pułapki w kierunkach odpowiednio z , x i y dla przykładowych parametrów, natomiast rys. 7.3b przedstawia przekrój pułapki w płaszczyźnie xy w $z_0 = -186 \mu\text{m}$. W obliczeniach przyjęto skończoną długość ramion Z (a). Częstotliwości dla pułapki przedstawionej na rys. 7.3 wynoszą $\nu_x = 8 \text{ Hz}$ i $\nu_\rho = 584 \text{ Hz}$, nato-



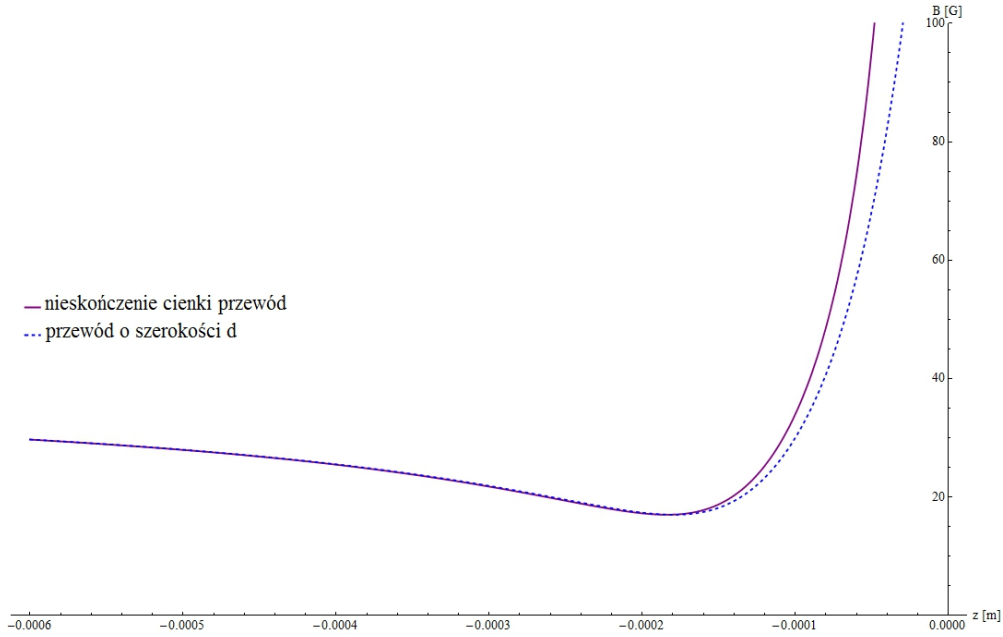
Rysunek 7.3: Pułapka na chipie o następujących parametrach: $I_{Z_{chip}} = 3.25$ A, $B_X = -17$ G, $B_Y = -35$ G i $B_Z = 0$ G, ramiona Z o długości $a = 6$ mm, poprzeczka Z o długości $L = 13$ mm. Wykresy a, c i d przedstawiają kształt pułapki w kierunkach z , x i y , wykres b przedstawia rozkład pola magnetycznego w płaszczyźnie xy dla $z_0 = -186$ μm .

miast głębokość pułapki to 1.47 mK. Pułapka IP jest w bardzo niewielkim stopniu odchylna od osi x , odchylenie to oszacować można rozważając składową $(B_1 + B_3)_z$ [146–148].

Ponieważ przewód Z na chipie ma skończoną szerokość $d = 100$ μm (wysokość wynosi 10 $\mu\text{m} \ll d$), porównano pułapkę generowaną przez nieskończenie cienki przewód Z i ten o skończonej szerokości, co pokazano na rys. 7.4. Skończona szerokość przewodu nie zmienia położenia minimum pułapki, a jedynie zmniejsza trochę jej częstotliwość „spłaszczając” potencjał od strony chipa.

7.1.4 Pułapka *dimple*

Pułapka „dimple” powstaje, gdy dodamy pole od przewodu D prostopadłego do poprzeczki Z (rys. 7.1b). Otrzymujemy wtedy dołek (ang. *dimple*), który jest pułapką o dużych częstościach, co w późniejszym etapie chłodzenia przez odparowanie wpływa na zwiększenie szybkości termalizacji atomów. Dla nieskoń-



Rysunek 7.4: Porównanie pułapki o parametrach z rys. 7.3 dla przewodu nieskończenie cienkiego i o szerokości $d = 100 \mu\text{m}$.

czonowego przewodu D otrzymujemy pole

$$\mathbf{B}_D = \frac{\mu_0 I_D}{2\pi} \left[\frac{z}{x^2 + z^2} \hat{x} - \frac{x}{x^2 + z^2} \hat{z} \right]. \quad (7.16)$$

Rozwijając \mathbf{B}_D w szereg Taylora wokół $x = 0$ mamy:

$$B_{D_x} \cong \frac{\mu_0 I_d}{2\pi} \left(\frac{1}{z_0} - \frac{x^2}{z_0^3} + \frac{x^4}{z_0^5} \right), \quad (7.17)$$

$$B_{D_z} \cong -\frac{\mu_0 I_d}{2\pi} \left(\frac{x}{z_0^2} - \frac{x^3}{z_0^4} \right). \quad (7.18)$$

Biorąc $B_{x0} = B_X + \frac{\mu_0 I_d}{2\pi} \frac{1}{z_0}$, $B_x'' = -\frac{\mu_0 I_d}{2\pi} \frac{2}{z_0^3}$ i $B'_\perp = -\frac{B_y}{z}$ obliczamy częstość osiową

$$\omega_x = \sqrt{-\frac{\mu_m \mu_0 I_d}{m} \frac{2}{2\pi z_0^3}} \quad (7.19)$$

oraz radialną pułapki „dimple”

$$\omega_\rho = \sqrt{\frac{\mu_m}{m} \left(\frac{B_y^2}{z_0^2 \left(B_X + \frac{\mu_0 I_d}{2\pi} \frac{1}{z_0} \right)} + \frac{\mu_0 I_d}{2\pi} \frac{2}{z_0^3} \right)}. \quad (7.20)$$

Dla pułapki o parametrach z rys. 7.5 jej kąt skręcenia jest jednak zbyt duży i częstości własne pułapki nie mogą zostać przybliżone częstościami kardynalnymi (czyli wzdłuż osi układu współrzędnych jak w powyższych wzorach), konieczne są zatem obliczenia numeryczne. Częstotliwość ν_x pułapki „dimple” jest rzędu kilkuset Hz, natomiast ν_ρ rzędu kilku kHz. Rozważając składową B_{D_z} można oszacować kąt skręcenia pułapki (rys. 7.5e i f) względem osi x . W pracy [146] oszacowano ten kąt następująco

$$\tan \theta_D \simeq -\frac{-\frac{\mu_0 I_d}{2\pi} \frac{x}{z_0^2}}{-\frac{B_y}{z}} = -\frac{I_D}{I_{Zchip}}. \quad (7.21)$$

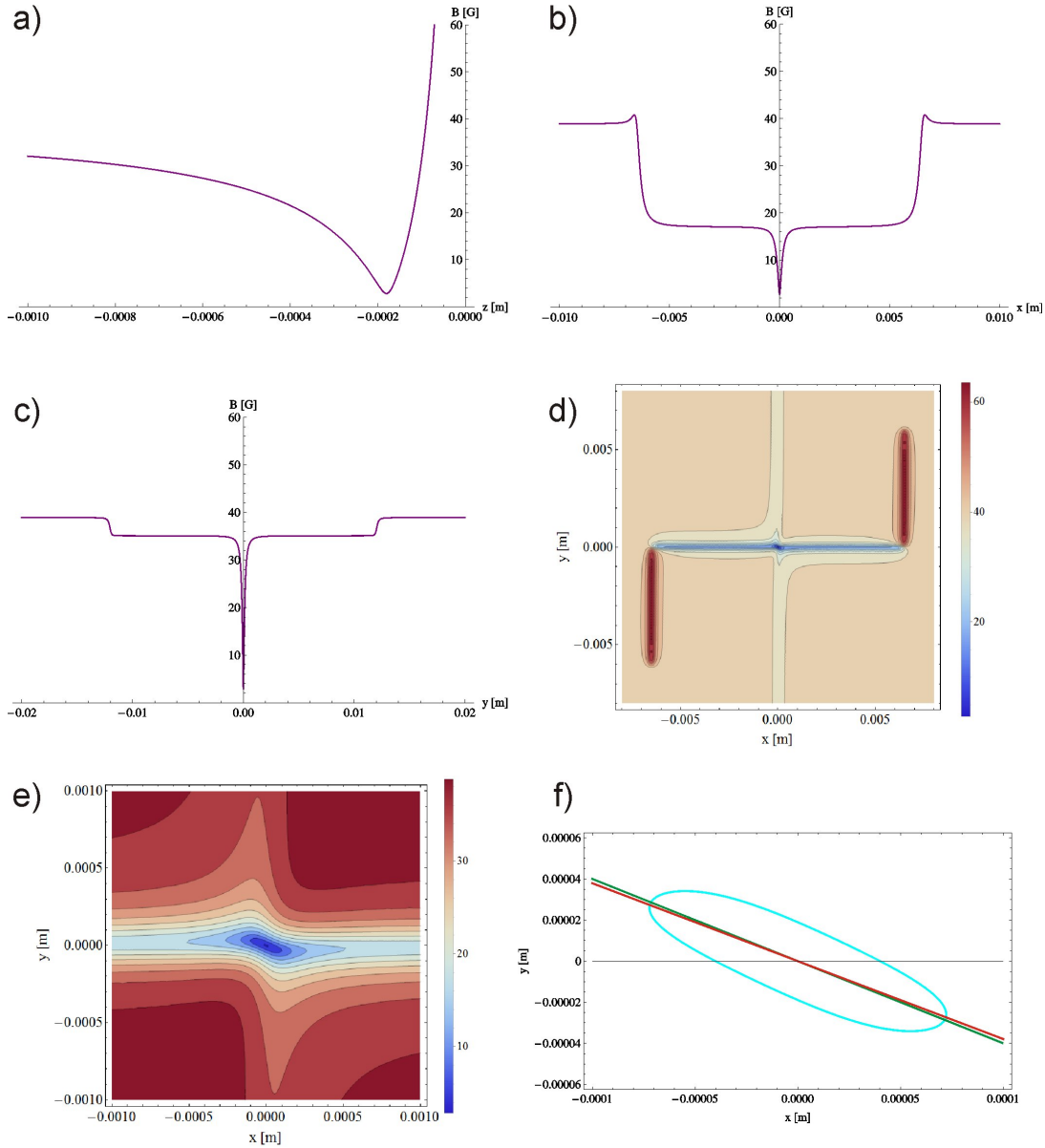
Dla pułapki o parametrach z rys. 7.5 otrzymujemy w ten sposób $\theta_D = 22.9^\circ$. W pracy [148] oszacowano z kolei

$$\theta_D \approx -\frac{I_{Zchip}}{I_D}, \quad (7.22)$$

z uwagą, że jest to prawdziwe tylko dla $I_D \ll I_{Zchip}$, co nie jest spełnione dla pułapki o parametrach z rys. 7.5. Najbardziej miarodajne wyniki daje rozważenie krzywizny κ wybranej linii ekwipotencjalnej i minimalizacja κ (rys. 7.5f). Dla rozważanej pułapki dostajemy $\theta_D = 20.8^\circ$, co jest wartością bardzo zbliżoną do otrzymanej powyżej, jednak dla pułapek o innych parametrach jedynie metoda minimalizacji κ daje poprawne wyniki.

7.2 Pułapkowanie optyczne

Optyczna siła dipolowa jest konsekwencją dyspersyjnej części oddziaływania indukowanego w atomach momentu dipolowego z gradientem natężenia zewnętrznego pola elektromagnetycznego. Dla odstrojenia pola o częstości ω_L ku czerwieni od rezonansu w atomach ($\omega_L < \omega_0$) atom jest przyciągany w region wysokiego natężenia — atomy można pułapkować np. w zogniskowanych wiązkach laserowych. Dla odstrojenia ku błękitowi ($\omega_L > \omega_0$) atom jest odpychany — w tym przypadku trzeba stworzyć odpychające ściany wokół minimum potencjału (np. wiązką laserową z minimum natężenia w centrum). Istnieje także możliwość odpychania atomów poprzez bariery potencjału (np. falę zanikającą) powstałe z odstrojonych ku błękitowi wiązek, co wykorzystywane jest np. do budowy lusterek dipolowych (rozd. 1.2). W doświadczeniach z siłą dipolową używane są z reguły duże odstrojenia i wysokie natężenia, aby zminimalizować szybkość rozpraszania



Rysunek 7.5: Pułapka „dimple” na chipie o następujących parametrach: $I_{Zchip} = 3.25$ A, $I_D = -1.3$ A, $B_X = -17$ G, $B_Y = -35$ G i $B_Z = 0$ G, ramiona Z o długości $a = 6$ mm, przewód D o długości $b = 12$ mm, poprzeczka Z o długości $L = 13$ mm. Wykresy a, b i c przedstawiają kształt pułapki w kierunkach z , x i y , wykresy d i e przedstawiają rozkład pola magnetycznego w płaszczyźnie xy dla $z_0 = -180$ μm . Wykres f pokazuje przekrój ekwipotencjalny pułapki wraz z zaznaczonymi nachyleniami do osi x : prosta zielona to nachylenie na podstawie wzoru 7.21, natomiast współczynnik kierunkowy prostej czerwonej został policzony poprzez minimalizację κ .

$\Gamma_{sc} \sim \frac{I}{\Delta^2}$ (a przez to absorpcję i emisję spontaniczną) i przez to uniknąć podgrzewania i ucieczki atomów ze stosunkowo płytkich pułapek dipolowych [5].

7.2.1 Wiązka gaussowska

Wiązka laserowa może być opisana jako wiązka gaussowska (mod TEM₀₀). Natężenie wiązki gaussowskiej o mocy P propagującej się wzdłuż osi z opisuje wzór:

$$I_{dip} = \frac{2P}{\pi w^2} e^{-\frac{2r^2}{w^2}}, \quad (7.23)$$

gdzie w to promień e^{-2} przekroju wiązki opisywany równaniem $w^2 = w_0^2 \left(1 + \frac{z^2}{z_R^2}\right)$, w_0 to promień w najwęższym miejscu wiązki, $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ to długość Rayleigha, a $r^2 = x^2 + y^2$.

W pułapkach FORT (ang. *far off-resonance trap*) wiązka laserowa odstrojona jest daleko od rezonansu, tj. o kilkadziesiąt lub więcej nanometrów. Zakładając, że odstrojenie światła laserowego jest większe niż rozszczepienie struktury subtelnej dla linii D_1 i D_2 ^{87}Rb , atom możemy potraktować jako układ dwupoziomowy [163] o efektywnej częstości przejścia jako średniej ważonej dla obu linii D:

$$\omega_{eff} = \frac{\omega_1}{3} + \frac{2\omega_2}{3}, \quad (7.24)$$

z którą związana jest efektywna długość fali $\lambda_{eff} = \frac{2\pi c}{\omega_{eff}}$. Podobnie określić można efektywną szerokość naturalną przejścia Γ_{eff}

$$\Gamma_{eff} = \frac{\Gamma_1}{3} + \frac{2\Gamma_2}{3}. \quad (7.25)$$

Otrzymujemy wtedy następujące wyrażenia na potencjał dipolowy U_{dip} i częstość rozpraszania fotonów Γ_{sc} (bez uwzględnienia grawitacji) [5]:

$$U_{dip} = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_{eff}^3} \left(\frac{\Gamma_{eff}}{\omega_{eff} - \omega_L} + \frac{\Gamma_{eff}}{\omega_{eff} + \omega_L} \right) I_{dip} \quad (7.26)$$

$$\Gamma_{sc} = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_{eff}^3} \left(\frac{\omega_L}{\omega_{eff}} \right)^3 \left(\frac{\Gamma_{eff}}{\omega_{eff} - \omega_L} + \frac{\Gamma_{eff}}{\omega_{eff} + \omega_L} \right)^2 I_{dip}. \quad (7.27)$$

Uwzględnienie grawitacji działającej w kierunku x (potencjał $U_{g_{dip}}$) następuje poprzez dodanie członu mgx do potencjału U_{dip} . W celu otrzymania częstości pułapki należy rozwiązać równanie $\partial_x U_{g_{dip}} = 0$ dla $y = z = 0$, w wyniku czego otrzymamy punkty x_1 i x_2 , należy wybrać mniejszy z nich (co do wartości bezwzględnej) x_{min} . Następnie w punkcie $(x_{min}, 0, 0)$ policzyć należy

krzywizny pułapki w kierunku x i z , dzięki czemu otrzymamy częstotliwości pułapek: $\omega_x = \sqrt{\frac{1}{m} \frac{\partial^2 U_{dip}}{\partial x^2}}$ oraz $\omega_z = \sqrt{\frac{1}{m} \frac{\partial^2 U_{dip}}{\partial z^2}}$.

7.2.2 Pułapka w jednej wiązce

Gdy energia termiczna $k_B T$ chmury atomów jest znacznie mniejsza niż głębokość potencjału U_{dip} , objętość zajmowana przez atomy w pułapce jest radialnie i osiowo znacznie mniejsza w porównaniu do promienia w_0 i długości Rayleigha z_R . Przybliżamy wtedy potencjał cylindrycznie symetrycznym oscylatorem harmonicznym [5]:

$$U_{1wi} \simeq -U_{dip} \left(1 - 2 \left(\frac{r}{w_0} \right)^2 - \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right), \quad (7.28)$$

a częstotliwości oscylacji atomu w pułapce wynoszą: częstotliwość radialna $\omega_r = \sqrt{\frac{4U_{dip}}{m\omega_0^2}}$, a częstotliwość osiowa $\omega_z = \sqrt{\frac{2U_{dip}}{mz_R^2}}$.

7.2.3 Pułapka w skrzyżowanych wiązkach

Najprostszą geometrią pułapki w skrzyżowanych wiązkach jest pułapka wytworzona przez dwie wiązki gaussowskie o mocach P_x i P_y krzyżujące się w płaszczyźnie xy pod kątem prostym. Gdy wiązki te mają ortogonalne polaryzacje, zaniedbać można efekty interferencyjne i całkowite natężenie otrzymujemy poprzez sumę natężeń wiązek składowych [164]:

$$I_{dip} = \frac{2P_x}{\pi w^2(x)} e^{-\frac{2(x^2+z^2)}{w^2(x)}} + \frac{2P_y}{\pi w^2(y)} e^{-\frac{2(y^2+z^2)}{w^2(y)}}. \quad (7.29)$$

Efektywna głębokość potencjału dipolowego wynosi tutaj $U_{dip}/2$, ponieważ atomy o większej energii opuszczają pułapkę jednym jej ramieniem [5, 164]. Ponadto, dla chmury o małej rozciągłości przestrzennej, potencjał przybliżamy

oscylatorem harmonicznym i otrzymujemy częstości pułapki [164]:

$$\omega_x = \sqrt{-\frac{8U_{dip}}{\pi m} \left(\frac{P_x}{2w_{0,x}^2 x_R^2} + \frac{P_y}{w_{0,y}^4} \right)}, \quad (7.30)$$

$$\omega_y = \sqrt{-\frac{8U_{dip}}{\pi m} \left(\frac{P_x}{w_{0,x}^4} + \frac{P_y}{2w_{0,y}^2 y_R^2} \right)}, \quad (7.31)$$

$$\omega_z = \sqrt{-\frac{8U_{dip}}{\pi m} \left(\frac{P_x}{w_{0,x}^4} + \frac{P_y}{w_{0,y}^4} \right)}. \quad (7.32)$$

Największa częstość pułapki jest w kierunku z (na atomy działa największa siła dipolowa w tym kierunku), dlatego najczęściej tę oś wybiera się jako kierunek grawitacji, prowadząc wiązki w poziomie.

Bardziej skomplikowany przypadek skrzyżowania dwóch wiązek rozważany jest w pracy [5].

7.3 Chłodzenie przez odparowanie

Technika chłodzenia przez odparowanie zaproponowana została w latach osiemdziesiątych XX w. pierwotnie na potrzeby uzyskania kondensatu BEC atomów wodoru [165, 166] i aktualnie jest rutynowym narzędziem stosowanym do chłodzenia atomów neutralnych w dipolowych pułapkach magnetycznych i optycznych [167]. Ideą chłodzenia przez odparowanie jest usuwanie z pułapki atomów o największych prędkościach (najgorętszych). W wyniku termalizacji pozostałych atomów następuje obniżenie średniej energii kinetycznej, czyli spadek temperatury chmury atomów.

Pułapka dipolowa magnetyczna W pułapce magnetycznej chłodzenie przez odparowanie realizowane jest poprzez indukowanie za pomocą oscylującego pola radioczęstości (RF) przejść pomiędzy podpoziomami zeemanowskimi (zaproponowane w [168, 169]). Odparowaniu podlegają atomy spełniające warunek na energię

$$E \geq \hbar |m_F| (\omega_{RF} - \omega_0), \quad (7.33)$$

gdzie ω_{RF} to częstość pola RF, natomiast ω_0 — częstość stanu podstawowego pułapki. Atomy te przechodzą do stanów niepułapkowanych i są usuwane z pułapki. Proces ten nazywamy chłodzeniem przez odparowanie wymuszonym polem RF (tzw. nóż RF). Postępujący proces chłodzenia osiągnany jest przez zmniejszanie głębokości pułapki bez zmiany jej częstości (pole RF zmniejszane

jest w postaci rampy, eksponencjalnej lub zbudowanej z paru ramp liniowych). Atomy zajmują coraz mniejszą objętość przy dnie pułapki, co z kolei prowadzi do zwiększenia ich gęstości i przez to częstości zderzeń (szybsza termalizacja) pomimo ucieczki atomów najgorętszych — osiągamy tzw. *runaway evaporation*, czyli stan, w którym pomimo usuwania atomów wzrasta ich częstość zderzeń elastycznych. Aby chłodzenie przez odparowanie działało efektywnie, częstość zderzeń elastycznych (termalizacja) musi być większa niż częstość zderzeń z tłem (czyli konieczny jest jak najdłuższy czas życia pułapki) i zderzeń nieelastycznych z atomami w pułapce. Dynamika procesu odparowania scharakteryzowana została m. in. w pracach [149, 162].

Pułapka dipolowa optyczna Proces chłodzenia przez odparowanie w pułapce dipolowej optycznej opisany został m. in. w pracach [164, 170–173]. Proces ten zachodzi inaczej niż w pułapce magnetycznej — wraz ze zmniejszaniem mocy wiązki laserowej rozpręża się pułapka, co powoduje spadek jej częstości i przez to częstości zderzeń elastycznych, która związana jest z gęstością atomów n . Nie jest przez to możliwe osiągnięcie w łatwy sposób reżimu *runaway evaporation* (choć w pracy [174] udało się go osiągnąć w specjalnej konfiguracji). Z tego powodu, aby odparowanie zachodziło efektywnie mimo spadającej z czasem szybkości termalizacji, dla pułapki optycznej konieczne są wysokie początkowe gęstości atomów i częstości pułapki. Ponadto, konieczne jest zapewnienie dużego stosunku pożądaných zderzeń elastycznych do zderzeń nieelastycznych, które również zależą od gęstości n .

Parametrem kluczowym dla chłodzenia przez odparowanie w pułapce optycznej jest stosunek głębokości pułapki do temperatury atomów $\eta = \frac{U_{dip}}{k_B T}$, który dla efektywnego odparowania powinien być rzędu 10 [164, 170]. Szybkość odparowania można wtedy zapisać jako

$$\Gamma_{evap} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} n \sigma \bar{v} \eta e^{-\eta}, \quad (7.34)$$

gdzie $n = \frac{N \bar{\omega}^3}{\left(\frac{2\pi k_B T}{m}\right)^{\frac{3}{2}}}$ to gęstość spułapkowanych atomów dla rozkładu Boltzman-na, $\bar{\omega} = \sqrt[3]{\omega_x \omega_y \omega_z}$ — średnia częstość pułapki, $\sigma = 8\pi a$ — przekrój czynny na zderzenia elastyczne, a — długość rozpraszania (rzędu $100a_0$ dla ^{87}Rb , gdzie a_0 to promień Bohra), $\bar{v} = \sqrt{\frac{k_B T}{m}}$ — prędkość termiczna atomów, a częstość zderzeń elastycznych definiujemy jako $\gamma = \sqrt{\frac{2}{\pi}} n \sigma \bar{v}$. Zdefiniować jeszcze należy gęstość atomów w przestrzeni fazowej $\rho = \frac{1}{2F+1} \frac{N}{1.2} \left(\frac{\hbar \bar{\omega}}{k_B T}\right)^3$. Dla takiej definicji przejście fazowe (kondensat) zachodzi dla $\rho = 1$. Współczynnik $\frac{1}{2F+1}$ został wprowadzo-

ny, aby uwzględnić fakt, że atomy w pułapce są w różnych stanach spinowych. Ewolucja gęstości w przestrzeni fazowej, liczby atomów oraz głębokości pułapki opisywane są przez tzw. prawa skalowania [164, 172]. Otrzymać możemy zależność czasową na $U_{dip}(t)$

$$\frac{U(t)}{U_{pocz}} = \left(1 + \frac{t}{\tau}\right)^{\frac{-2(\eta'-3)}{\eta'}}, \quad (7.35)$$

gdzie $\eta' = \eta + \frac{\eta-5}{\eta-4}$, $\frac{1}{\tau} = \frac{2}{3}\eta'(\eta-4)e^{-\eta}\gamma_{pocz}$, a U_{pocz} i γ_{pocz} to odpowiednio startowe wartości potencjału i szybkości zderzeń elastycznych.

7.4 Kondensat Bosego-Einsteina

W wyniku chłodzenia przez odparowanie następuje obniżanie temperatury N atomów w pułapce. Jeśli atomy te są bozonami, coraz większa ich liczba obsadza stan podstawowy pułapki — dla temperatury $T = 0$ będą to wszystkie atomy. Jednakże, nawet dla T nieco większego niż zero (rzędu kilkuset nK), $N_0 \simeq N$ bozonów znajdzie się w stanie podstawowym — odpowiada to kondensacji Bosego-Einsteina [175].

Ponieważ chmura atomów ma małą gęstość n , dominują zderzenia dwuciałowe — odpowiedzialne za termalizację atomów podczas odparowania, ich częstość proporcjonalna jest do n^2 , nad trójciałowymi, których częstość proporcjonalna jest do n^3 i które odpowiedzialne są za tworzenie molekuł. Z tego powodu do otrzymania kondensatu Bosego-Einsteina konieczne są tak małe gęstości chmury atomów, aby podczas ochładzania nie powstała ciecz ani ciało stałe.

Przejście fazowe (kondensacja) rozpoczyna się w momencie (tzn. dla temperatury krytycznej T_c), gdy długość fali de Broglie'a $\lambda_{dB} = \sqrt{\frac{2\pi^2\hbar^2}{mk_B T_c}}$ staje się porównywalna ze średnią odległością między atomami. Związana jest z tym wielkość zwana gęstością w przestrzeni fazowej $\varpi = n\lambda_{dB}^3$. W przypadku trójwymiarowej pułapki harmonicznego krytyczna gęstość w przestrzeni fazowej, przy której następuje przejście fazowe, wynosi $\varpi = \zeta(3) \approx 1.202$.

Pomiędzy kondensatem Bosego-Einsteina otrzymanym w pułapce optycznej i magnetycznej występują pewne istotne różnice, które przedstawia tabela 7.1: ,

BEC w pułapce optycznej	BEC w pułapce magnetycznej
pułapkowane są atomy we wszystkich stanach m_F (kondensat spinowy)	pułapkowane są atomy w jednym stanie m_F
chłodzenie przez odparowanie poprzez zmniejszanie głębokości pułapki (zmniejszanie mocy wiązki laserowej) \rightarrow konieczne duże początkowe gęstości i liczby atomów	chłodzenie przez odparowanie bez zmiany kształtu pułapki („nóż” RF) \rightarrow osiągnany reżim <i>runaway evaporation</i>
można łatwo zrobić sieć optyczną	jest to całkowicie ciemna pułapka

Tabela 7.1: Różnice między właściwościami pułapki magnetycznej i optycznej.

Rozdział 8

Układ doświadczalny

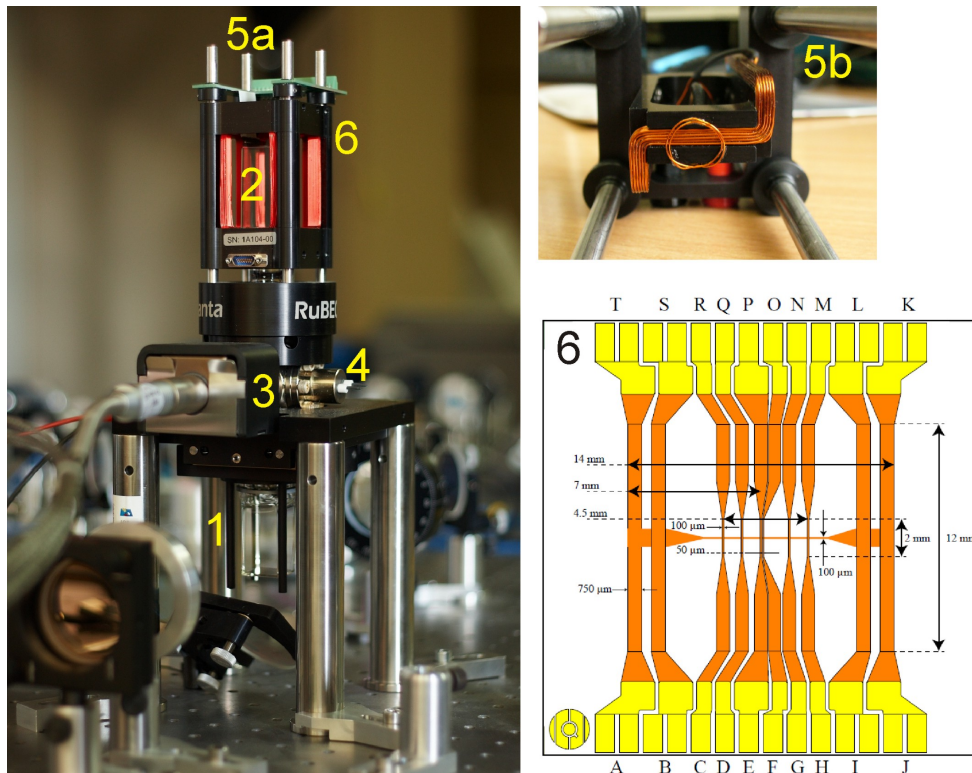
8.1 Układ próżniowy RuBECi[®] z chipem atomowym

Centrum układu eksperymentalnego jest zintegrowany i zminiaturyzowany układ próżniowy RuBECi[®], wyprodukowany przez firmę ColdQuanta. Układ ten składa się z (rys. 8.1):

- dolnej komórki próżniowej, w której powstaje pułapka 2D⁺ MOT;
- 4 magnesów stałych wytwarzających pole magnetyczne dla pułapki 2D⁺ MOT, magnesy te mogą być przesuwane w poziomie (przesuwana jest wtedy pułapka magnetoptyczna 2D MOT);
- pompy jonowej Varian MicorVac o wydajności 2 l/s;
- non-evaporable getter (NEG)¹ — pomaga osiągnąć ultrawysoką próżnię [156];
- dyspenzerów rubidu;
- krzemowego dysku z otworem o średnicy 750 μm w środku (do pompowania różnicowego oraz kolimacji wiązki atomów);
- górnej komórki próżniowej, w której powstaje pułapka 3D MOT a później kondensat Bosego-Einsteina;

¹NEG to „pompa”, której działanie polega na chemicznej absorpcji gazów aktywnych w metalu. Powierzchnia absorpcji jest stosunkowo duża, powstaje poprzez spiekanie proszku metalicznego wokół elementu grzewczego.

- układu 3 par cewek (cewki gradientowe do wytwarzania pola kwadrupolowego oraz cewki offsetowe);
- chipa atomowego (stanowi górną ściankę górnej komórki próżniowej);
- zewnętrznej cewki Z oraz cewki do wytwarzania pola RF.



Rysunek 8.1: Zdjęcia układu próżniowego RuBECi[®] wraz ze schematem chipa: 1. dolna komórka próżniowa (do pułapki 2D⁺MOT); 2. górna komórka próżniowa wraz z trzema parami cewek (główna komórka, w której powstanie kondensat); 3. pompa jonowa; 4. *non-evaporable getter*; 5a. miejsce zamocowanie zewnętrznej cewki Z wraz z cewką RF; 5b. zewnętrzna cewka Z wraz z cewką RF, widok od spodu; 6. miejsce znajdowania się chipa oraz jego schemat (z materiałów ColdQuanta).

8.1.1 Dolna komórka próżniowa — 2D⁺ MOT

Dolna pułapka magnetoptyczna powstaje w dolnej komórce próżniowej, w tej komórce znajduje się dyspenser rubidu, a ciśnienie przy włączonym dyspenserze jest rzędu $10^{-8} - 10^{-7}$ mbar. Gradient pola magnetycznego w płaszczyźnie poziomej (xy), niezbędny do powstania pułapki, wytwarzany jest przez 4 magnesy stałe i wynosi $32 - 38$ G/cm (układ linii pola magnetycznego wytwarzanego

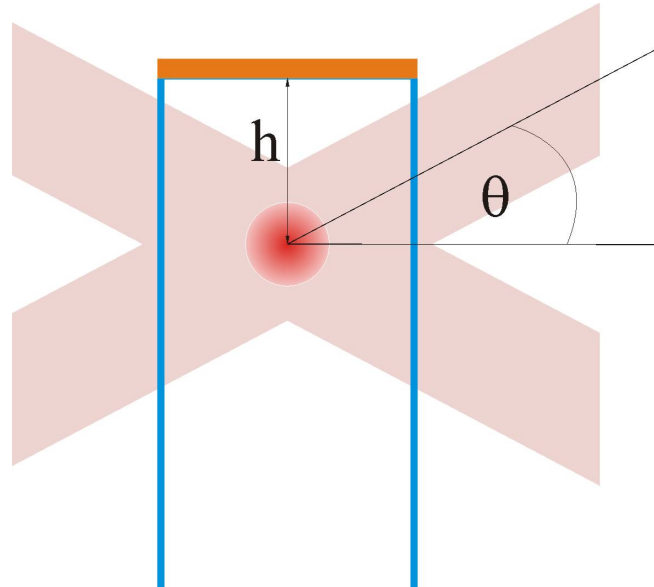
przez te magnesy można znaleźć w pracy [176]). W osi pionowej natomiast występuje zerowe pole magnetyczne, dlatego chłodzenie i pułapkowanie atomów zachodzi jedynie w dwóch wymiarach (w płaszczyźnie poziomej), a w kierunku pionowym atomy mogą się swobodnie propagować ze składową prędkości v_z . Dodatkowe chłodzenie (lecz nie pułapkowanie) można osiągnąć, gdy prócz dwóch par wiązek pułapkujących (więcej w rozdz. 8.2) propagujących się w płaszczyźnie poziomej, zastosuje się wiązkę przepychającą wprowadzaną przez dolne okienko komórki i odbijającą się od krzemowego dysku (który wykazuje duży współczynnik odbicia dla bliskiej podczerwieni). Dodatkowa wiązka zapewnia chłodzenie w melasie optycznej wzdłuż pionowej osi pułapki. Zmniejszana jest przez to prędkość v_z atomów, co zwiększa strumień atomów przez otwór w dysku do górnej komórki (częstotliwość wiązki przepychającej jest taka sama jak wiązek pułapkujących). Ponadto w wiązce odbijającej się od dysku z otworkiem powstaje cień, a przez to niezrównoważenie ciśnienia światła wywieranego na atomy, co powoduje przyspieszanie atomów w osi pułapki w stronę górnej komórki [156, 177]. Pułapka bez dodatkowej wiązki wzdłuż osi pola magnetycznego nazywana jest 2D MOT, natomiast z dodatkową wiązką — 2D⁺ MOT.

8.1.2 Górna komórka próżniowa

Górna komórka próżniowa oddzielona jest od dolnej krzemowym dyskiem z otworem o średnicy 750 μm , który prócz kolimacji strumienia atomów z dolnej pułapki umożliwia pompowanie różnicowe między komórkami, ograniczając przepływ gazu do 0.1 l/s. Ciśnienie w górnej komórce jest lepsze niż 10^{-10} mbar — do powstania kondensatu konieczna jest ultrawysoka próżnia, lepsza próżnia oznacza dłuższy czas życia pułapki magnetycznej. Na jakość próżni ma też wpływ prężność par rubidu w dolnej komórce. Ultrawysoka próżnia zapewniana jest przez pompę jonową oraz *non-evaporable getter*.

Ze względu na ograniczony zasięg zewnętrznej cewki Z (rozdz. 8.1.3) koniecznej jest usytuowanie pułapki magnetoptycznej możliwie blisko chipa. W tym celu zastosowano niestandardowy układ wiązek w pułapce 3D MOT — dwie pary wiązek przecinają się pod kątem $2\theta = 2 \cdot 24^\circ$ (rys. 8.2) zamiast pod kątem $2 \cdot 45^\circ$. W pracy [156] wykazano, że konfiguracja taka nie powoduje zmniejszenia liczby pułapkowanych atomów (granica jest ok. $2 \cdot 20^\circ$). Trzecia para wiązek (prostopadła do płaszczyzny cewek gradientowych) propaguje się w płaszczyźnie prostopadłej do rys. 8.2, czyli poziomo, jak w standardowej konfiguracji. Ze zmianą kąta związana jest konieczność zwiększenia mocy wiązek ukośnych, tak aby zachowana była moc dla $\theta = 45^\circ$ (czyli $P_{24^\circ} = \frac{P_{45^\circ}}{\sin 2\theta}$, gdzie teoretyczna moc P_{45° jest równa mocy wiązki poziomej). W omawianym układzie pułapka

magnetoptyczna powstaje ok. 18 mm poniżej powierzchni chipa atomowego. Wokół komórki znajdują się 3 pary cewek gradientowych/offsetowych. Para ce-



Rysunek 8.2: Schemat biegu dwóch par wiązek w górnej komórce próżniowej — wiązki biegną pod kątem $\theta = 24^\circ$ innym niż standardowe 45° , pułapka magnetoptyczna powstaje w odległości $h \sim 18$ mm pod chipem.

wek wytwarzająca pole w kierunku x (zdefiniowanym na rys. 8.4), podłączona w konfiguracji anti-Helmoltza wytwarza pole gradientowe dla pułapki 3D MOT lub pole B_X , gdy zostanie podłączona w konfiguracji Helmholtza. Pozostałe pary cewek wytwarzają pola offsetowe B_Y i B_Z . Cewki offsetowe poziome (wytwarzające pola offsetowe B_X i B_Y) mają boki o długości 30.5 mm i 55.8 mm (w środku grubości cewki), są oddalone parami o 43.5 mm i mają po 115 zwojów każda. Cewki offsetowe pionowe (pole B_Z) mają rozmiar 36×36 mm, znajdują się w odległości 66.5 mm i mają po 181 zwojów. Cewki te są przystosowane do pracy dla prądów nie przekraczających 2 A.

8.1.3 Zewnętrzna cewka Z

Zewnętrzna cewka Z (8.1.5) zbudowana jest z 36 zwojów drutu miedzianego typu 24 AWG (o przekroju poprzecznym 0.205 mm^2), jako 6 warstw po 6 zwojów. Cewka ta jest zamontowana ok. 2 mm nad powierzchnią chipa od zewnętrznej strony (ok. 1 mm nad dodatkowym dyskiem). Według specyfikacji, dla prądu 20 A cewka ta (wraz z odpowiednimi polami offsetowymi) powinna wytworzyć pułapkę Ioffego-Pricharda ok. 15 mm poniżej powierzchni chipa. Położenie minimum pułapki skaluje się liniowo z prądem płynącym przez cewkę,

co wykorzystane zostało do transportu atomów w pułapce do chipa atomowego — w trakcie transportu prąd jest liniowo zmniejszany.

8.1.4 Chip atomowy

Chip atomowy zastępuje górną ściankę górnej komórki próżniowej. Zbudowany jest następująco: krzemowy podkład o grubości 420 μm pokryty jest warstwą SiO_2 (izolacja elektryczna) i na takim podkładzie naniesione są miedziane przewody o wysokości 10 μm i szerokości 100 μm (rys. 8.1.6). Przestrzeń pomiędzy przewodami pokryta jest warstwą miedzi wysoko odbijającą, tak aby powierzchnia chipa mogła być zastosowana również jako lustro (np. do „lustrzanej” pułapki MOT lub obrazowania poprzez odbicie wiązki obrazującej od powierzchni chipa). Z powodu znaczącej różnicy ciśnień między ciśnieniem w komórce a atmosferycznym oraz niewielkiej grubości chipa, do jego tylnej, zewnętrznej ścianki przyklejony jest krzemowy dysk o grubości ok. 1 mm [156], który zapobiega wyginaniu się chipa, szczególnie podczas pracy, gdy przy przepływie prądu następuje jego podgrzewanie się. Na chipie naniesione są przewody jak na rys. 8.1.6, które można wykorzystać w zależności od potrzeb. Połączenia elektryczne przystosowane są do prądu o wartości 3 lub 5 A.

8.1.5 Cewka RF

Cewka (pętka) do wytwarzania pola radioczęstości (RF) widoczna jest na rys. 8.1.5b. Pole RF służy do przeprowadzania procesu chłodzenia przez odparowanie, który jest ostatnim etapem chłodzenia atomów przed osiągnięciem kondensacji Bosego-Einsteina. Cewka ta przystosowana jest do częstości z zakresu 1 – 40 MHz i mocy mniejszej niż 1 W.

8.2 Układ laserowy

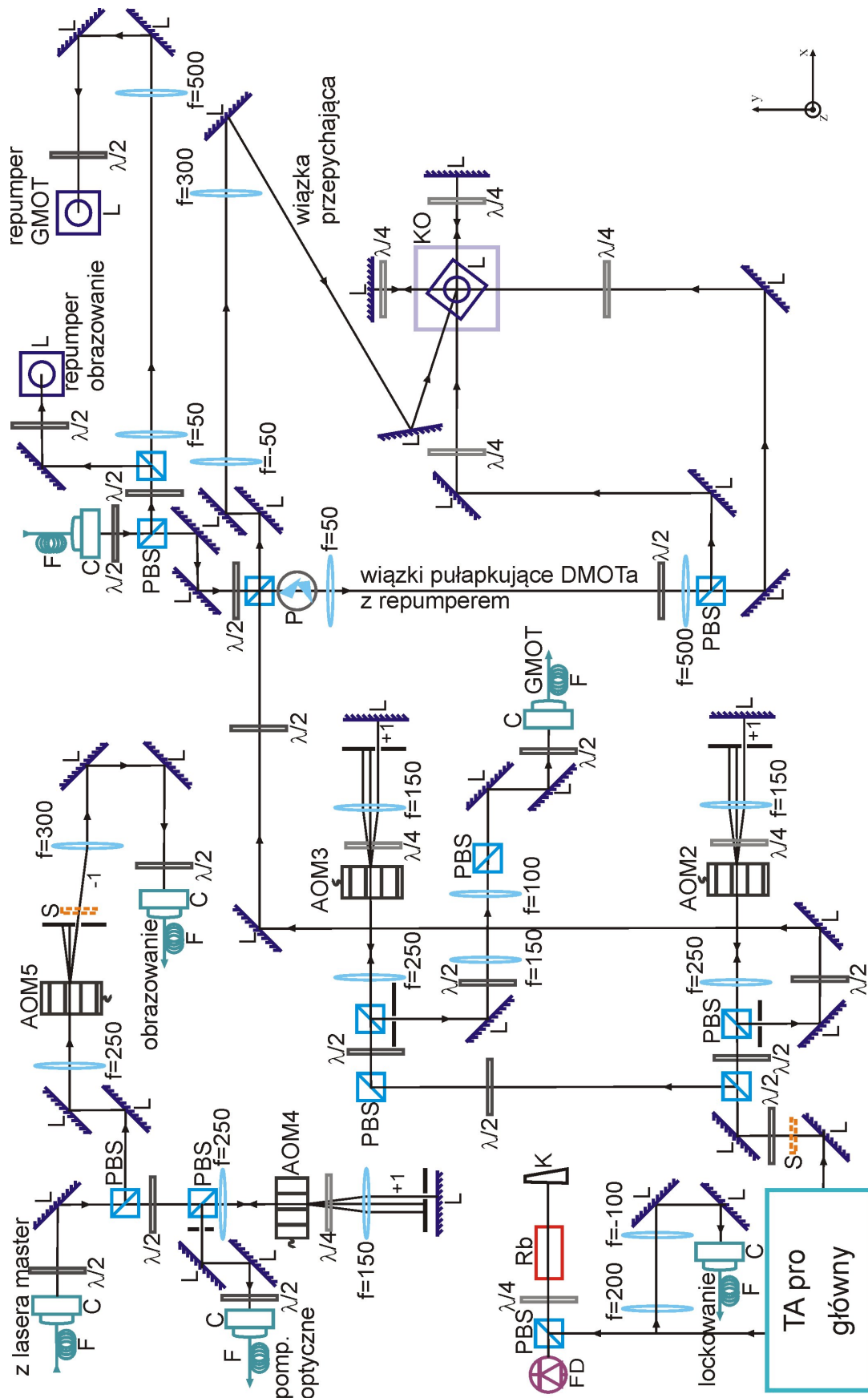
W eksperymencie używane są lasery firmy TOPTICA z diodami selekcyonowanymi na 780 nm: lasery DL 100 jako laser master oraz repomper (ang. *repumping laser*) i TA pro jako główny laser. Lasery DL 100, pracujące w układzie z zewnętrznym rezonatorem typu Littrowa, zapewniały moc ok. 150 mW za izolatorem optycznym. Laser TA pro składa się z lasera DL pro, który wymusza pracę wzmacniacza TA (*tapered amplifier*). Laser DL pro zapewniał moc ok. 80 mW, natomiast za wzmacniaczem uzyskiwano moc ok. 1.1 W. Laser TA pro posiada również wyprowadzenie drugiej wiązki bezpośrednio z lasera DL

pro (pomocniczej), która była wykorzystana w celach kontrolnych (do spektroskopii nasyceniowej oraz do stabilizacji częstotliwości lasera — rys. 8.4). Laser TA pro stabilizowany (lockowany) był techniką *offset lock* do lasera master (szczegóły znaleźć można w pracach [178, 179]), znajdującego się na bocznym stole optycznym. Laser master (patrz rys. 8.3) stabilizowany jest na rezonansie $5^2S_{1/2} |F = 2\rangle \rightarrow 5^2P_{3/2} |F' = 3\rangle$ w spektroskopii nasyceniowej dla ^{87}Rb , przy czym uprzednio wiązka laserowa jest pomniejszana teleskopem i przechodzi przez modulator akustooptyczny (AOM1) o częstotliwości modulacji $\nu_{AOM1} = 96.2$ MHz w pojedynczym przejściu w +1 rzędzie ugięcia. Część wiązki kierowana jest na polaryzującą kostkę światłodzielącą (PBS), gdzie łączona jest z wiązką pomocniczą lasera DL pro, przeprowadzoną jednomodowym światłowodem zachowującym polaryzację F. Obie wiązki przechodzą przez polaryzator, za pomocą którego można regulować ich wzajemną moc (wiązki te mają ortogonalne polaryzacje liniowe), po czym są zdudniane na szybkiej fotodiodzie (Alphas UPD-200-UP). Sygnał dudnień po wzmocnieniu kierowany jest na układ pętli stabilizacji fazowej PLL (*phase locked loop*), gdzie jego częstotliwość jest dzielona przez 4. W układzie PLL stabilizowana jest względna faza i częstotliwość lasera master i TA pro do zewnętrznej referencji o częstotliwości $\nu_{gen} = 23.3$ MHz (generator Tektronix AFG3022B). W ten sposób wiązka z lasera TA pro jest odstrojona ku czerwieni o 189.4 MHz ($-\nu_{AOM1} - 4 \cdot \nu_{gen}$) od rezonansu $5^2S_{1/2} |F = 2\rangle \rightarrow 5^2P_{3/2} |F' = 3\rangle$.

Za pierwszym lustrem za laserem TA pro umieszczona została przesłona mechaniczna (*shutter*), która zasłania wiązkę na czas działania pułapek magnetycznych, co znacznie poprawia czas ich życia. Następnie na kostce PBS wiązka rozdzielana jest na układ wiązek dolnej i górnej pułapki magnetoptycznej.

Na bocznym stole optycznym przygotowywana jest także wiązka repompera, która potem jest rozdzielana i łączona z wiązkami pułapkującymi i obrazującą. Na pierwszej kostce PBS wiązka jest rozdzielana. Niewielka jej część idzie na układ spektroskopii nasyceniowej, laser stabilizowany jest na rezonansie krzyżowym $co12$ linii repompującej ^{87}Rb . Główna część wiązki zmniejszana jest teleskopem, przechodzi przez modulator AOM o $\nu_{AOMrep} = 78.5$ MHz, na którym wybierany jest +1 rząd ugięcia. Następnie wiązka jest odpowiednio formowana i światłowodem przesyłana na główny stół optyczny. Obecność niektórych elementów optycznych w torze wiązki związana jest z jej wykorzystaniem także w eksperymencie z lustrem optycznym. Przed sprzęgaczem światłowodu wstawiona jest także przesłona mechaniczna zasłaniająca wiązkę w czasie działania pułapek magnetycznych.

Teoria dotycząca pułapek magnetoptycznych i technik eksperymentalnych niezbędnych do ich wytworzenia przedstawiona jest m. in. w pracy [180].



Rysunek 8.4: Schemat układu eksperymentalnego na głównym stole optycznym, dodatkowe oznaczenia nie występujące na rys. 8.3: KO — komórka próżniowa, P — pryzmaty anamorficzne.

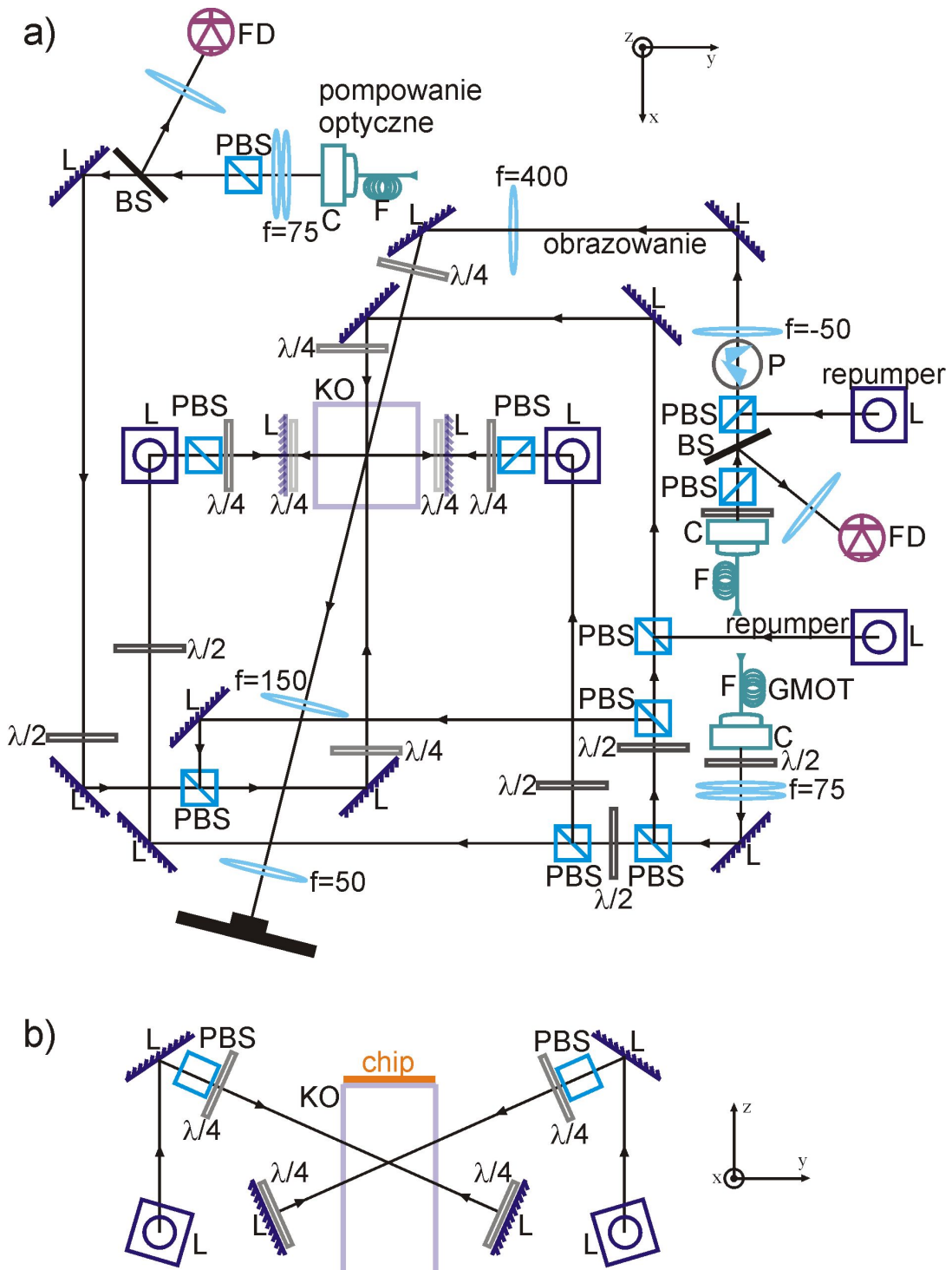
aby wiązka tylko w niewielkim stopniu rozbiegała się w kryształach modulatora. Odpowiednie ustawienie płytki ćwierćfalowej za modulatorem zapewnia, że przechodząc ponownie przez PBS wiązka zostanie wyprowadzona w prostym kierunku. Następnie układem trzech lusterek wiązka kierowana jest na kostkę PBS, gdzie następuje jej połączenie z wiązką repompera oraz rozdzielanie na wiązki pułapkujące oraz wiązkę przepychającą.

Za pomocą pryzmatów anamorficznych wiązka jest rozciągana w kierunku pionowym i powiększana teleskopem, tak aby pasowała kształtem i wielkością do okienka komórki próżniowej, osie elipsy (e^{-1}) wynoszą ok. 9×25 mm. Następnie wiązka jest rozdzielana na dwie wiązki pułapkujące o tej samej mocy, które po przejściu przez płytki ćwierćfalowe przechodzą przez dolną komórkę próżniową. Za komórką wiązki odbijane są wstecz i po przejściu przez płytkę ćwierćfalową uzyskują polaryzację kołową o przeciwnej skrętności w stosunku do wiązek wchodzących. W ten sposób uzyskiwane są dwie pary przeciwbieżnych wiązek pułapkujących, przecinające się pod kątem prostym.

Wiązka przepychająca jest powiększana za pomocą teleskopu (uzyskano średnice wiązki ok. 5×7 mm, zmierzone na białej kartce papieru) i za pomocą trzech lusterek (ostatnie bezpośrednio pod komórką) ustawiana jest w osi dolne okienko – środek krzemowego dysku. Wiązka ta ma polaryzację liniową (bądź lekko eliptyczną).

8.2.2 Wiązki pułapki 3D MOT

Wiązka pułapki 3D MOT, analogicznie jak dla pułapki $2D^+$ MOT, propaguje się przez AOM3 w podwójnym przejściu ($+1/+1$ rząd ugięcia), a następnie po pomniejszeniu i wyczyszczeniu polaryzacji, jednomodowym światłowodem zachowującym polaryzację (o ściętych końcówkach) prowadzona jest na górny stolik optyczny (rys. 8.5). Zastosowanie światłowodu poprawia rozkład przestrzenny wiązki. Na górnym stoliku wiązka najpierw jest powiększana (średnica ok. $16 - 18$ mm zmierzona na białej kartce), a następnie na pierwszej kostce PBS rozdzielana jest na wiązki ukośne i poziome, w tym miejscu ustalany jest podział mocy między tymi wiązkami. Na kolejnej kostce PBS następuje podział na dwie pary wiązek ukośnych, które następnie podnoszone są układem dwóch lusterek, przechodzą przez PBS w celu wyczyszczenia polaryzacji i przez płytkę ćwierćfalową. Wiązki kierowane są ukośnie do komórki, jak na rys. 8.2 i 8.5b, a następnie odbijane wstecz — uzyskiwane są dwie pary przeciwbieżnych wiązek pułapkujących, przecinające się pod kątem $2\theta = 2 \cdot 24^\circ$. Druga wiązka, oddzielona na pierwszej kostce PBS, rozdzielana jest na dwie wiązki poziome. Jedna z nich łączona jest z repomperem, powiększonym uprzednio i doprowadzonym na



Rysunek 8.5: Schemat układu eksperymentalnego na górnym stoliku (wokół głównej komórki próżniowej), a) widok z góry; b) widok z boku.

górny stolik, po czym kierowana jest na komórkę. Druga kierowana jest na przeciwne okienko komórki, tak aby uzyskać parę przeciwbieżnych, lecz niezależnych, wiązek.

8.2.3 Wiązka pompująca

Wiązka pompująca, jak i obrazująca (rozd. 8.2.4), prowadzone są z lasera master światłowodem z bocznego stołu optycznego. Po ich rozdzieleniu na głównym stole optycznym, wiązka pompująca prowadzona jest przez AOM4 o $\nu_{AOM4} = 80$ MHz w podwójnym przejściu w $+1/+1$ rzędzie ugięcia i dostarczana światłowodem na górny stolik optyczny. Tam powiększana jest do wielkości wiązek pułapkujących i na kostce PBS łączona jest z jedną z wiązek poziomych. Za pierwszą kostką PBS, za pomocą płytki światłodzielną BS, niewielka część wiązki kierowana jest na układ stabilizacji mocy, realizowany poprzez sprzężenie zwrotne ze wzmacniaczem AOM4.

8.2.4 Wiązka obrazująca

Wiązka obrazująca na głównym stole optycznym przechodzi przez AOM5 o $\nu_{AOM5} = 96$ MHz w -1 rzędzie ugięcia i światłowodem kierowana jest na górny stolik. Przed sprzęgaczem światłowodu umieszczono przesłone mechaniczną, ponieważ światło „cieknące” przez wyłączony AOM5 uniemożliwiało transport atomów do chipa. Na górnym stoliku wiązka (opcjonalnie) łączona jest z repomperem i rozciągana w pionie za pomocą pary pryzmatów anamorficznych. Tak uformowana wiązka powiększana jest teleskopem, aby obejmowała swoim zasięgiem zarówno pułapkę magnetooptyczną, jak i pułapki magnetyczne pod chipem. Wiązka kierowana jest przez płytkę ćwierćfalową do komórki próżniowej, pod kątem 9.5° do wiązek poziomych. Następnie atomy są obrazowane teleskopem o powiększeniu $M = 0.25$ i przez filtr interferencyjny wiązka pada na matrycę aparatu CCD Andor iXon^{EM+} o rozmiarach 1004×1002 pikseli o boku $8 \mu\text{m}$. Wiązka obrazująca, podobnie jak pompująca, ma stabilizowaną moc w pętli sprzężenia zwrotnego (jej niewielka część kierowana jest na układ stabilizacji jeszcze przed połączeniem z repomperem).

8.3 Obrazowanie absorpcyjne

Atomy w eksperymencie obrazowane są techniką absorpcyjną, dzięki czemu łatwo można określić ich liczbę, a także temperaturę metodą czasu przelotu (TOF). Dokładne omówienie tych zagadnień można znaleźć m. in. w pracy [180].

W skrócie: atomy oświetlane rezonansową wiązką obrazującą o małym natężeniu absorbują i rozpraszają fotony, w związku z czym na matrycy CCD możemy oglądać cień atomów na tle wiązki. Ilość zaabsorbowanego światła wzdłuż kierunku propagacji określana jest przez kolumnową gęstość optyczną (głębokość optyczną) OD. W celu otrzymania zdjęcia absorpcyjnego wykonywane są 3 kolejne zdjęcia:

- samej wiązki obrazującej (I_W),
- wiązki obrazującej po przejściu przez chmurę atomów (I_A),
- tła bez wiązki i chmury (I_B).

Następnie dla każdego piksela obliczana jest kolumnowa gęstość optyczna

$$OD(x, z) = \ln \frac{I_W - I_B}{I_A - I_B}. \quad (8.1)$$

Obliczanie gęstości OD przeprowadzane jest dla każdego kompletu 3 zdjęć od razu po ich wykonaniu, za pomocą oprogramowania aparatu Andor iXon, przez co do dalszej analizy (rozdz. 8.4) dostępne są już zdjęcia wyskalowane w OD, co ułatwia znacznie ich szybkie porównywanie.

Wiązka obrazująca jest wiązką rezonansową (-0.2 MHz od rez. $5^2S_{1/2} |F = 2\rangle \rightarrow 5^2P_{3/2} |F' = 3\rangle$), o polaryzacji kołowej i mocy $200 \mu\text{W}$. Czas oddziaływania wiązki z atomami wynosi $80 \mu\text{s}$, w trakcie zdjęcia obecne jest jednorodne pole magnetyczne w kierunku wiązki o wartości ok. 1.7 G, które w połączeniu z kołową polaryzacją wiązki obrazującej ma na celu otrzymanie atomu efektywnie dwupoziomowego. Parametry wiązki obrazującej (moc, czas trwania zdjęcia, pole magnetyczne, ustawienie polaryzacji kołowej) dobrane zostały doświadczalnie, tak aby dla danego czasu spadku chmury atomów uzyskać największą gęstość optyczną OD. Kalibracja obrazowania (wyznaczenie wartości powiększenia M) przeprowadzona została przez umieszczenie w wiązce (przed komórką) pustej elektronicznej płytki drukowanej o znanej odległości między dziurkami.

8.4 Sterowanie eksperymentem i opracowanie danych

Do sterowania eksperymentem przeznaczony jest dedykowany komputer firmy *National Instruments* (NI), który posiada dwie karty PXIe 6259. Wyjścia pojedynczej karty opisane są na rysunku rys. 8.6. Jedna karta ma 32 wyjścia cyfrowe (PO) i 4 wyjścia analogowe (AO). Do obsługi komputera NI i kart labora-

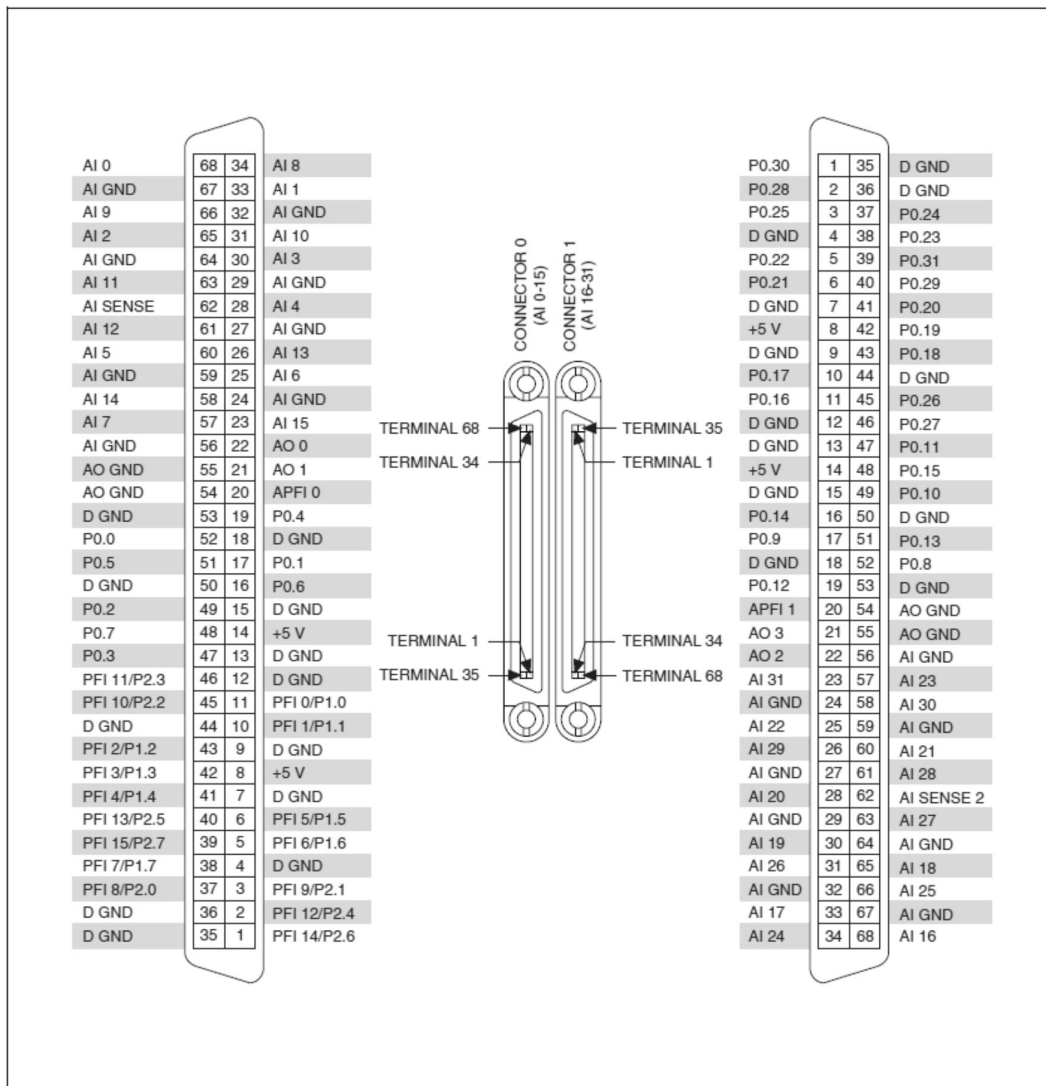
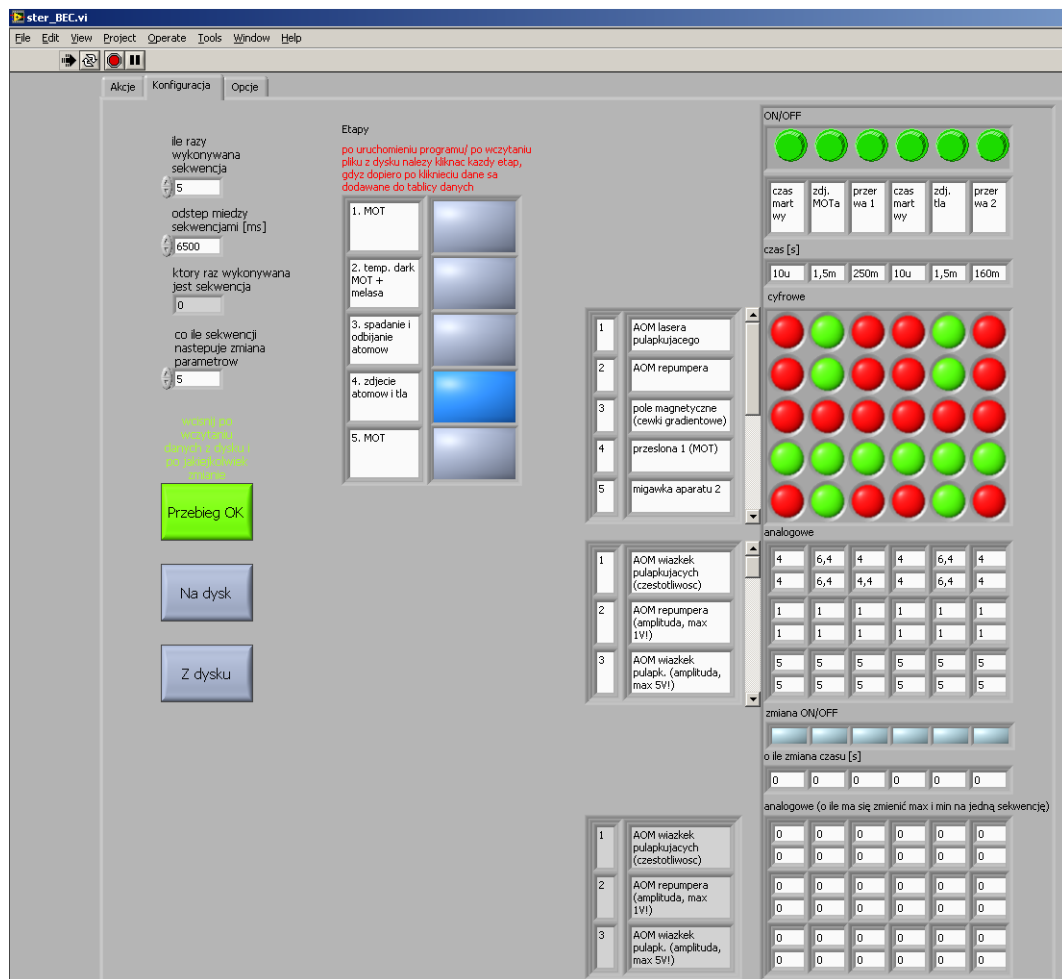


Figure 10. NI PCI/PCIe/PXI/PXLe-6259 Pinout

Rysunek 8.6: Karta laboratoryjna NI PXIe 6259.

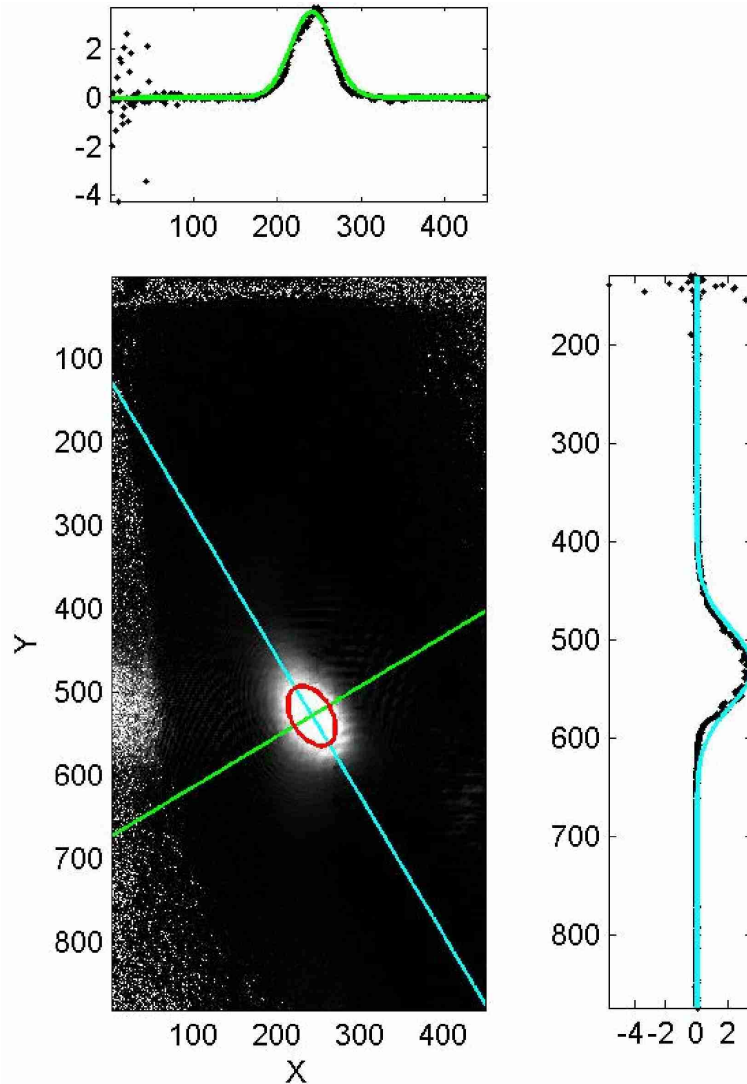
toryjnych napisany został program w oprogramowaniu *LabView* (rys. 8.7). Program umożliwia tworzenie tzw. sekwencji (przebiegów cyfrowych i analogowych), która podawana jest w odpowiedni sposób na wyjścia karty laboratoryjnej w postaci sygnałów TTL lub analogowych. Sekwencja podzielona jest na niezależne części – *etapy*, które z kolei podzielone są na *fragmenty*. Etapy można dodawać do sekwencji, a fragmenty w ramach każdego etapu można, w zależności od potrzeb, włączać i wyłączać. Każdy fragment to trwające daną ilość czasu zadanie (np. chłodzenie w melasie czy wykonanie zdjęcia), polegające na generowaniu sygnałów TTL (64 wyjścia) i analogowych (8 wyjść, sygnały również w postaci



Rysunek 8.7: Karta *Konfiguracja* programu do sterowania eksperymentem — widać poszczególne etapy (szaro-niebieskie guziki) oraz panel ustawiania sygnałów cyfrowych (czerwone i zielone przyciski) i analogowych (pola do wpisywania napięć).

ramp: liniowej, eksponencjalnej i potęgowej). W programie możliwe jest takie ustawienie ciągu sekwencji, aby w kolejnych sekwencjach następowała zmiana parametrów fragmentów sekwencji: czasu oraz przebiegów analogowych. Parametry te nie muszą zmieniać się przy każdej sekwencji, ale co określoną liczbę sekwencji, np. gdy chcemy uśrednić pewną liczbę zdjęć. Pomędzy sekwencjami można też ustawić pewien odstęp. Wygenerowane przebiegi cyfrowe i analogowe są wyświetlane w innym panelu programu. Program jest intuicyjny w obsłudze i przez swoją modułowość (możliwość dodawania etapów i fragmentów sekwencji w zależności do potrzeb) może być wykorzystany do obsługi eksperymentów o różnym stopniu skomplikowania.

Zdjęcia absorpcyjne opracowywane są za pomocą dedykowanego skryptu w środowisku MatLab, który umożliwia uśrednianie i kadrowanie zdjęć oraz dopasowywanie odpowiednich dwuwymiarowych funkcji (rys. 8.8). Na podstawie parametrów z dopasowanej funkcji obliczane są takie wielkości jak liczba atomów czy ich temperatura (zazwyczaj w odpowiednim skrypcie w programie Mathematica).



Rysunek 8.8: Przykładowe zdjęcie chmury zimnych atomów z pułapki magnetooptrycznej po dopasowaniu dwuwymiarowego rozkładu Gaussa. Aby określić prawidłowość dopasowania, przy zdjęciu pokazywane są przekroje wzdłuż głównych osi elipsy (o półosiach równych promieniom e^{-2} Gaussa) wraz z dopasowaniem. Osie X i Y wyskalowane są w pikselach, natomiast wartości pikseli są gęstościami optycznymi OD.

Rozdział 9

Przebieg eksperymentu

9.1 Przygotowanie zimnych atomów do pułapkowania magnetycznego

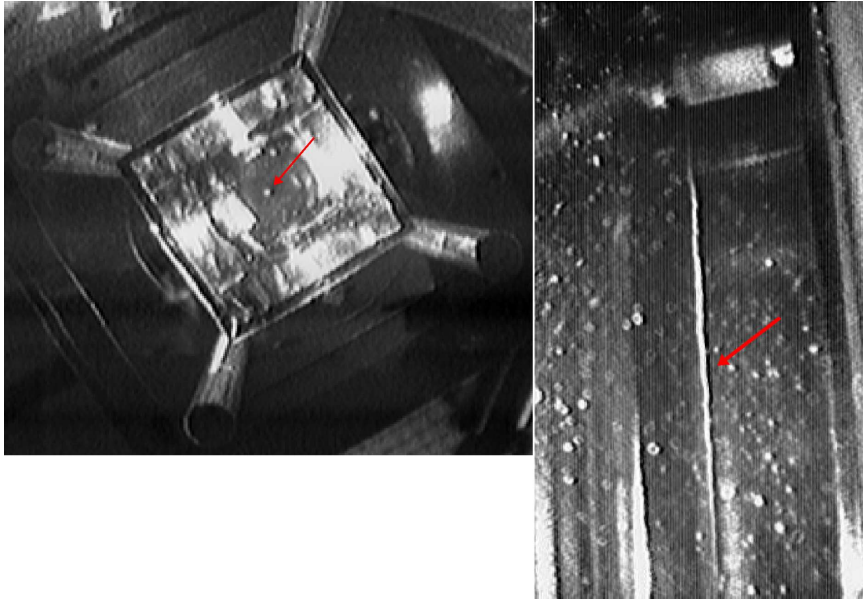
Przygotowanie zimnych atomów do pułapkowania magnetycznego obejmuje następujące etapy: ładowanie pułapki 3D MOT wiązką atomów z pułapki 2D⁺ MOT, kompresję pułapki, chłodzenie w melasie i pompowanie optyczne.

9.1.1 2D⁺ MOT i transfer atomów

Wiązki pułapki 2D MOT oraz przepychającej, opisane w rozdz. 8.2.1, mają stałe odstrojenie ku czerwieni od rezonansu $5^2S_{1/2} |F = 2\rangle \rightarrow 5^2P_{3/2} |F' = 3\rangle$ wynoszące -29.4 MHz, którego optymalną wartość ustalono doświadczalnie badając ładowanie górnej pułapki. Światło pułapkujące ma moc ok. 130 mW (zmierzoną przed podziałem za parą pryzmatów i pierwszą soczewką teleskopu), natomiast repomper ok. 13 mW. Wiązka przepychająca ma moc ok. 6 mW, zmieszane jest z nią także 200 μ W światła repompującego. Pułapka 2D⁺ MOT obserwowana była kamerą przemysłową. Na rys. 9.1 po lewej stronie przedstawiony jest widok przez dolne okienko komórki (wiązka przepychająca jest zasłonięta) — widać jasny punkt bezpośrednio pod otworem w krzemowym dysku. Po prawej stronie rys. 9.1 pokazany jest widok z boku (z włączoną wiązką przepychającą). Typowe używane prądy dyspenzera rubidu są z zakresu 3.65 – 3.75 A.

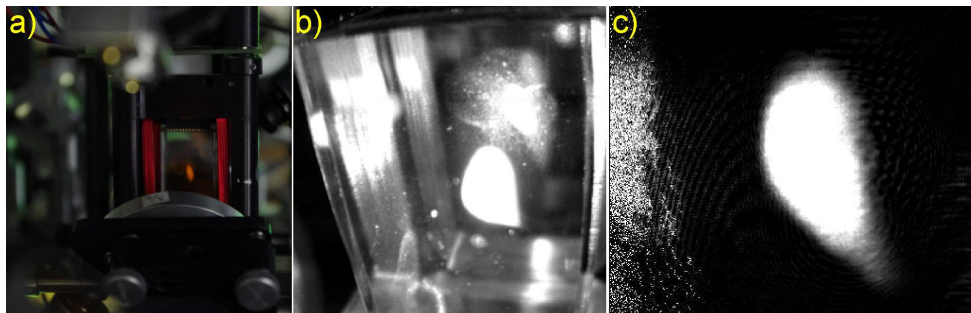
9.1.2 3D MOT

Wiązki pułapkujące 3D MOT, opisane w rozdz. 8.2.2, mają odstrojenie ku czerwieni od rezonansu $5^2S_{1/2} |F = 2\rangle \rightarrow 5^2P_{3/2} |F' = 3\rangle$ wynoszące -14.6 MHz



Rysunek 9.1: Pułapka $2D^+$ MOT w dolnej komórce próżniowej, po lewej stronie widok od spodu (wzdłuż zera pola magnetycznego), po prawej widok z boku.

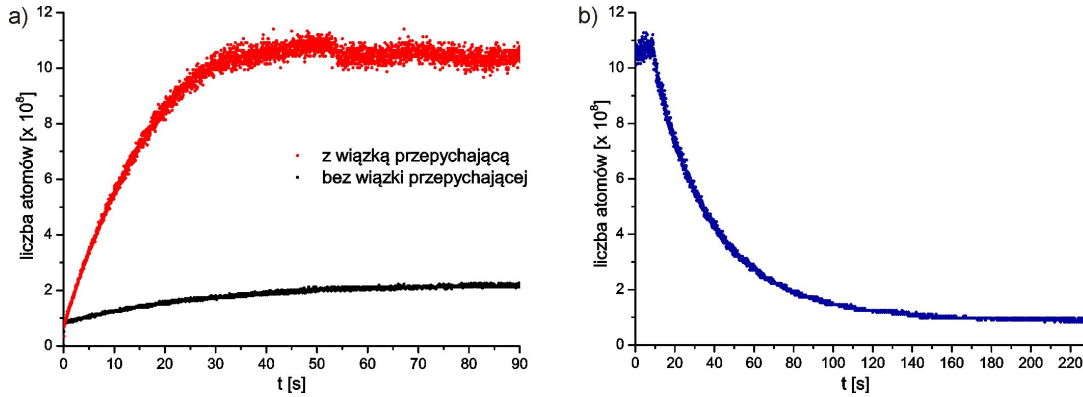
(2.4Γ), którego optymalną wartość ustalono doświadczalnie badając ładowanie pułapki. Ich moc, mierzona za światłowodem, to ok. 50 mW, natomiast moc repompera to 3 mW. Gradient pola magnetycznego wynosi ok. 13 G/cm, używane są także pola offsetowe (kompensujące) $B_Y = 0.2 \text{ G}$ i $B_Z = 1.8 \text{ G}$. Zdjęcia pułapki 3D MOT przedstawione są na rys. 9.2.



Rysunek 9.2: 3D MOT w głównej komórce próżniowej: a) zdjęcie z lustrzanki cyfrowej; b) zdjęcie z kamery przemysłowej CMOS; c) zdjęcie absorpcyjne po zerowym czasie spadku.

Chmura atomów w pułapce 3D MOT obrazowana jest także na wykalibrowanej fotodiodzie za pomocą soczewki. W ten sposób można określać w czasie rzeczywistym liczbę atomów w pułapce, jak również ładowanie i rozładowywanie pułapki. Typowe krzywe ładowania i rozładowania przedstawione zostały na rys. 9.3. Ładowanie pułapki 3D MOT przedstawione zostało dla „kompletnego” ukła-

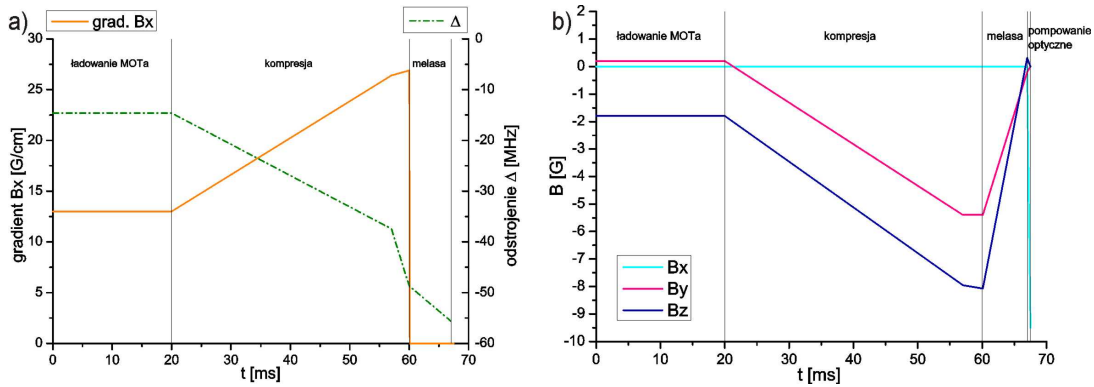
du oraz dla sytuacji bez wiązki przepychającej — widać, jak istotne jest użycie tej wiązki. Typowy czas ładowania pułapki do nasycenia, osiągającego $N \sim 10^9$ atomów, wynosi 15–25 s. Pułapka powstaje ok. 18 mm pod powierzchnią chipa, co jest nieco za daleko od zewnętrznej cewki Z.



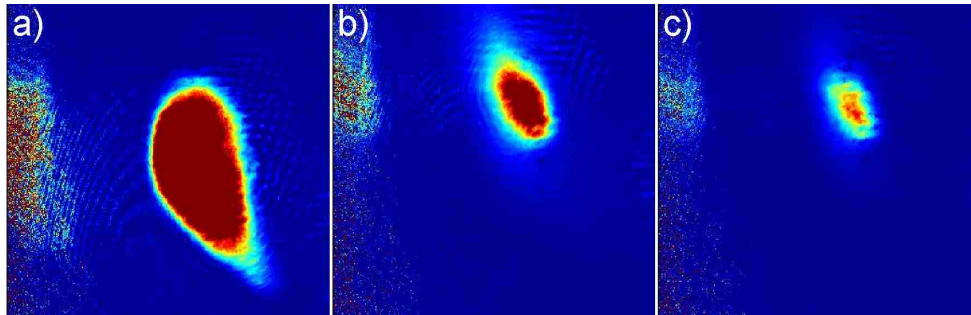
Rysunek 9.3: a) Ładowanie górnej pułapki magnetoptycznej z włączoną i wyłączoną wiązką przepychającą; b) rozładowanie górnej pułapki magnetoptycznej (wyłączona pułapka $2D^+$ MOT i wiązka przepychająca).

9.1.3 Kompresja pułapki magnetoptycznej

Po załadowaniu pułapki 3D MOT, wyłączane są wiązki pułapki 2D MOT oraz wiązka przepychająca, a atomy chłodzone są dalej i kompresowane w pułapce CMOT (skompresowana pułapka MOT). Kompresja następuje poprzez zwiększenie gradientu pola magnetycznego do 30 G/cm, jednocześnie odstrojenie wiązek pułapkujących zwiększane jest z 2.4Γ do 6.2Γ , jednak ich moc nie ulega zmianie. Zmniejszana jest za to moc repompera w postaci liniowej rampy, osiągając ok. $20 \mu\text{W}$ (tzw. ciemny MOT w domenie czasowej). Ponadto zmieniają się pola offsetowe do wartości $B_Y = 5.4 \text{ G}$ i $B_Z = 8 \text{ G}$, aby przesunąć pułapkę 2.2 mm w stronę chipa. Proces kompresji trwa 40 ms, zmiany w czasie poszczególnych parametrów pokazane są na rys. 9.4. Po kompresji w pułapce znajduje się $N = 5 \cdot 10^8$ atomów o temperaturze rzędu $80 - 100 \mu\text{K}$. Zmniejszenie wielkości pułapki oraz temperatury chmury atomów jest istotne dla efektywności przeładowania atomów do zewnętrznej pułapki magnetycznej. Rys. 9.5 przedstawia zdjęcia atomów w początkowej pułapce magnetoptycznej oraz po procesie kompresji, przy czym ostatnie zdjęcie wykonane zostało bez repompera w trakcie obrazowania, aby zobaczyć tylko te atomy, które nie „spadły” do niepułapkowanego stanu podstawowego $F = 1$.



Rysunek 9.4: Zależności czasowe ładowania pułapki magnetoptycznej, jej kompresji, melasy optycznej i pompowania optycznego dla: a) gradientu pola B_X i odstrojenia Δ od rezonansu $5^2S_{1/2} |F = 2\rangle \rightarrow 5^2P_{3/2} |F' = 3\rangle$; b) pól offsetowych B_X , B_Y i B_Z .



Rysunek 9.5: Zdjęcia absorpcyjne a) chmury zimnych atomów zaraz po wypuszczeniu z pułapki magnetoptycznej; b) po kompresji i c) po kompresji bez repompera w trakcie zdjęcia.

9.1.4 Chłodzenie w melasie optycznej

Atomy następnie chłodzone są w melasie optycznej, która trwa ok. 5 – 7 ms. W trakcie melasy wyłączane są wszystkie pola magnetyczne, a ponieważ proces ten jest bardzo czuły na nieskompensowane pola magnetyczne, pola offsetowe ustawiane są w taki sposób, aby zminimalizować temperaturę atomów i zmaksymalizować ich liczbę ($B_X = 0$ G, $B_Y = 0.2$ G i $B_Z = 0.3$ G). Ponadto następuje dalsze odstrajanie wiązek pułapkujących, do wartości 9.16 Γ ku czerwieni oraz zmniejszenie mocy repompera do poziomu pojedynczych μ W. Osiągane temperatury są rzędu 30 – 40 μ K, natomiast liczba atomów nie ulega zmianie.

9.1.5 Pompowanie optyczne

Kolejnym niezbędnym etapem jest pompowanie optyczne, które przepompuje atomy do stanu pułpkowanego w pułpkach magnetycznych, czyli do $5^2S_{1/2} |F = 2, m_F = 2\rangle$. W tym celu po wyłączeniu wiązek pułapkujących włą-

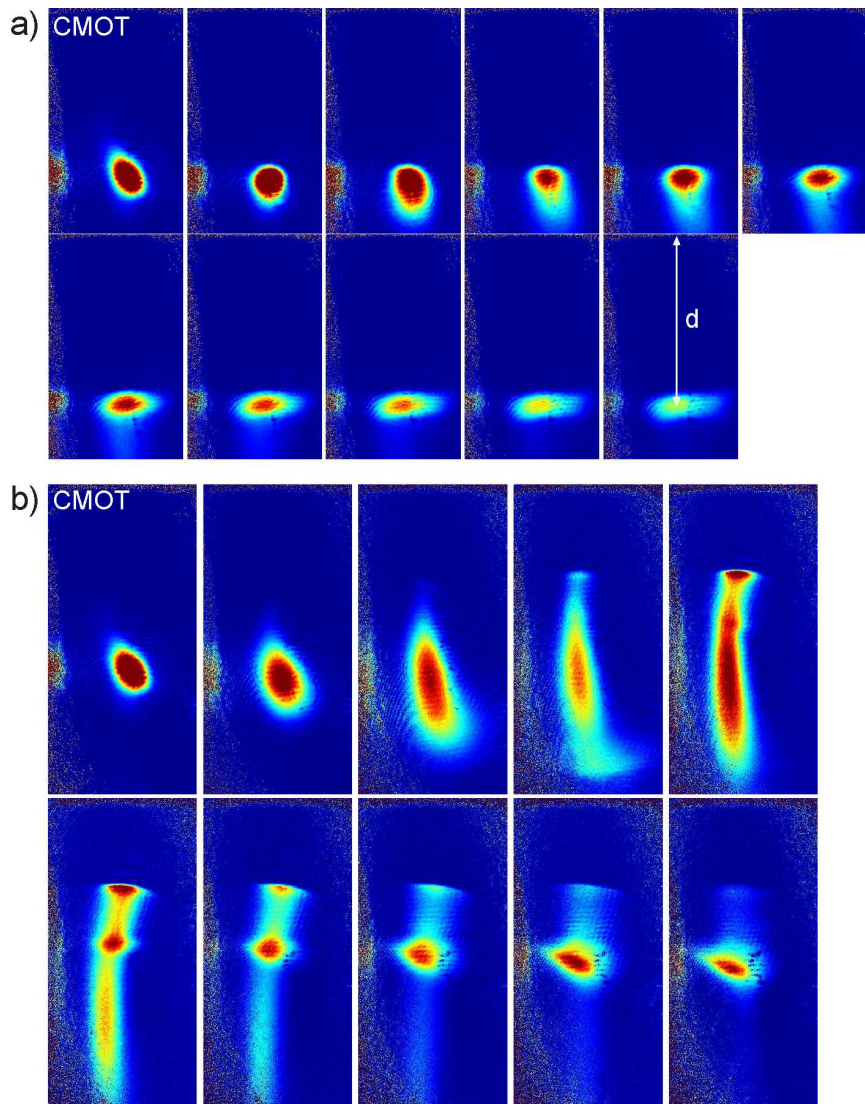
czana jest na $500 \mu\text{s}$ wiązka pompująca odstrojona o 10.55 MHz ku błękitowi od rezonansu $5^2S_{1/2} |F = 2\rangle \rightarrow 5^2P_{3/2} |F' = 2\rangle$. Wiązka ma moc stabilizowaną na wartości $300 \mu\text{W}$ i polaryzację kołową, natomiast moc repompera wynosi ok. $130 \mu\text{W}$ (repomper jest włączony aby opróżnić stan $F = 1$). Ponadto wzdłuż wiązki włączane jest jednorodne pole offsetowe $B_X = 9.5 \text{ G}$, aby dostroić odległość między poziomami do częstości wiązki oraz ustalić oś kwantyzacji.

9.2 Zewnętrzna pułapka magnetyczna i transport do chipa

Tak przygotowane atomy mogą być przeładowane do zewnętrznej pułapki Ioffego-Pricharda, realizowanej za pomocą cewki Z opisanej w rozdz. 8.1.3. Początkowe parametry pułapki to: $I_{Z\text{zewn}} = 25 \text{ A}$, $B_X = 8.7 \text{ G}$, $B_Y = -29 \text{ G}$ i $B_Z = 2.3 \text{ G}$. Dla takich parametrów pułapka znajduje się (teoretycznie) ok. $14 - 15 \text{ mm}$ pod powierzchnią chipa i ma głębokość rzędu 1 mK . Na rys. 9.6a przedstawiono przykładową pułapkę magnetyczną obrazowaną co 10 ms , natomiast rys. 9.6b przedstawia pułapkę o środku usytuowanym nieprawidłowo w stosunku do położenia skompresowanej chmury zimnych atomów CMOT — widać oscylacje atomów w pułapce. Atomy w pułapce transportowane były w kierunku chipa (rys. 9.7) poprzez zmniejszanie prądu $I_{Z\text{zewn}}$ wraz z odpowiednią zmianą pól offsetowych. Po 250 ms transportu zaczęto zwiększać prąd $I_{Z\text{chip}}$, aby nastąpiło płynne przeładowanie atomów z pułapki zewnętrznej do pułapki na chipie. Orientacyjne wartości pól offsetowych podczas transportu zostały najpierw policzone, a następnie zoptymalizowane eksperymentalnie. Zależności czasowe dla pól offsetowych B_X , B_Y i B_Z oraz prądów $I_{Z\text{zewn}}$ i $I_{Z\text{chip}}$ w trakcie transportu i przeładowania przedstawia rys. 9.8. Całkowity czas transportu to 300 ms .

9.3 Pułapka Ioffego-Pricharda na chipie

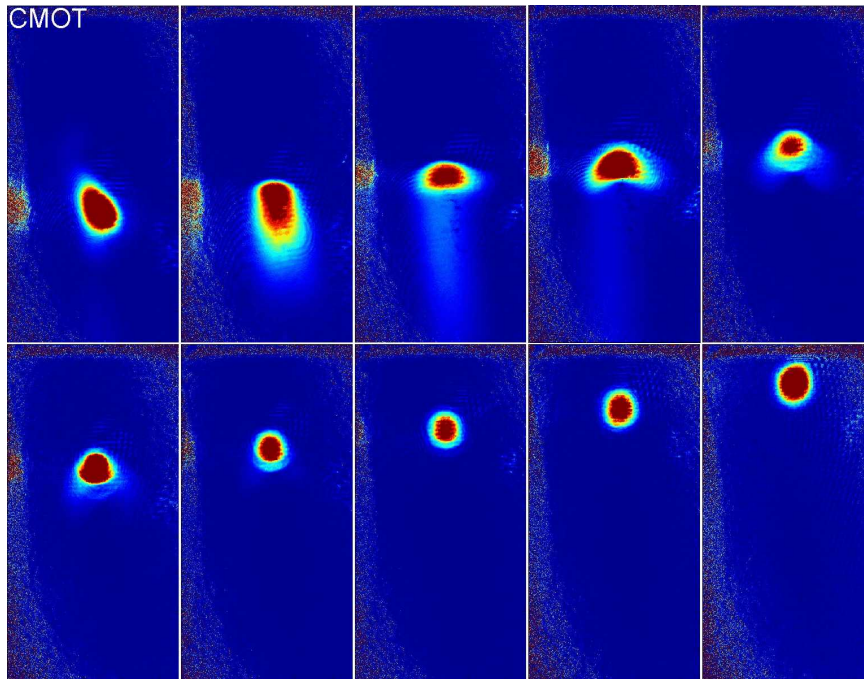
Dla pułapki magnetycznej Ioffego-Pricharda na chipie zmierzono czas życia (rys. 9.9). W trakcie przeładowywania atomów z pułapki zewnętrznej do pułapki na chipie następuje kompresja, która podgrzewa atomy, co powoduje ich ucieczkę z pułapki. Dla pułapki po procesie przeładowania, o odpowiednich częstościach zapewniających szybką termalizację, czyli po włączeniu pułapki „dimple”, obserwowany będzie eksponencjalny spadek liczby atomów z dłuższymi stałymi zaniku, związany ze zderzeniami z atomami tła — w pracy [145] dla pułapki



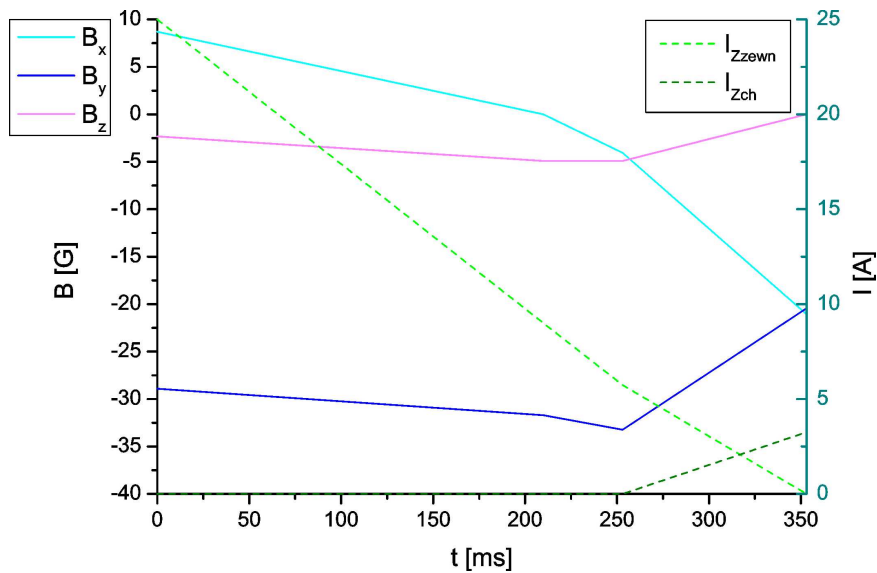
Rysunek 9.6: Zdjęcia absorpcyjne zimnych atomów w zewnętrznej pułapce magnetycznej: a) usytuowanej prawidłowo w stosunku do chmury zimnych atomów; b) o środku usytuowanym nieprawidłowo, widać oscylacje atomów w pułapce. Pierwsze zdjęcie w obu seriach przedstawia chmurę zimnych atomów po kompresji, melasie i pompowaniu optycznym (CMOT), następne zdjęcia wykonywane były co 10 ms. Czas spadku przed wykonaniem zdjęcia wynosił 7 ms. Odległość pułapki do chipa $d = 16.5$ mm.

„dimple” czas ten wynosił 6.5 s. Dla przedstawianej pułapki IP oszacowano czas życia na ok. 0.5 s, jednak z powodu obecności szybkich atomów, niskich częstotliwości pułapki (nie jest to pułapka docelowa) oraz zbyt małej liczby zmierzonych punktów oszacowanie to jest dość zgrubne.

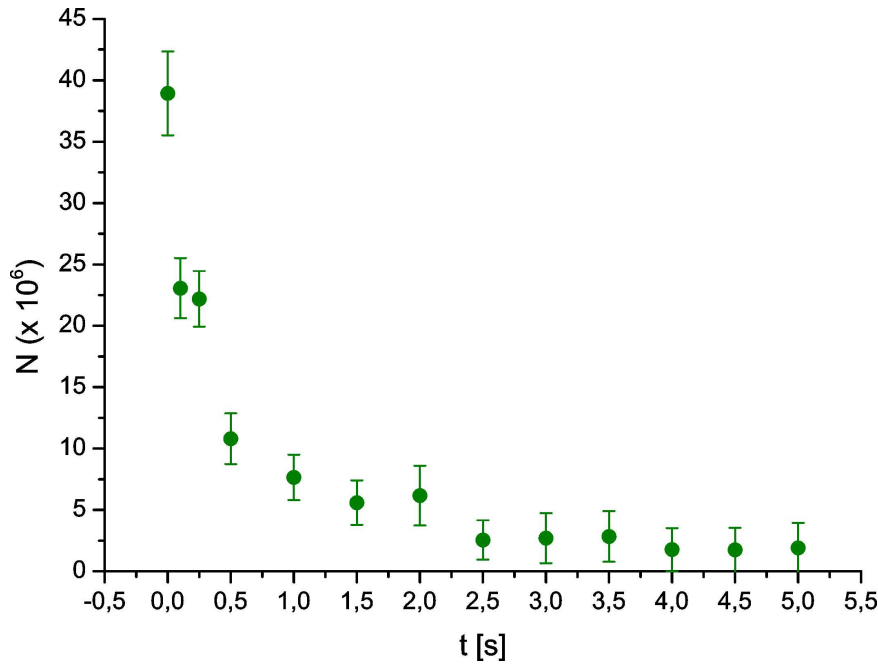
Dla pułapki o parametrach $I_{Zchip} = 3.1$ A, $B_X = -21$ G, $B_Y = -20$ G i $B_Z = 0$ G, choć nie jest to pułapka docelowa, oszacowano także jej często-



Rysunek 9.7: Zdjęcia absorpcyjne zimnej chmury atomów w pułapce magnetycznej w trakcie transportu do chipa, pierwsze zdjęcie przedstawia skompresowaną chmurę atomów (czas $t = 0$), następane zdjęcia wykonywane były co 30 ms. Czas spadku przed wykonaniem zdjęcia wynosił 7 ms.



Rysunek 9.8: Zależności czasowe w trakcie transportu do chipa i przeładowania do pułapki magnetycznej na chipie dla pól offsetowych B_X , B_Y i B_Z oraz prądów w zewnętrznej cewce Z (I_{Zewn}) i przewodzie Z na chipie (I_{Zchip}).



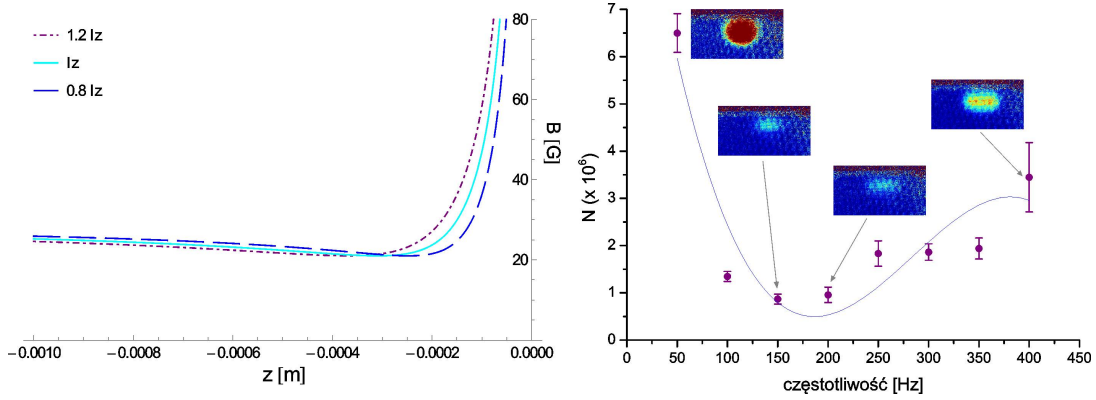
Rysunek 9.9: Zależność liczby atomów w pułapce magnetycznej IP na chipie od czasu przebywania w pułapce.

tliwość radialną. W tym celu wprowadzono niewielką sinusoidalną modulację prądu I_{Zchip} i sprawdzano liczbę atomów pozostałą w pułapce po czasie 1 s. Lewa część rys. 9.10 pokazuje, jak zmienia się kształt i położenie pułapki przy wprowadzeniu modulacji 20% (modulacja używana w pomiarze była znacznie mniejsza). Widać, że prócz spłylenia pułapki i zmiany jej krzywizny, następuje także przesunięcie jej minimum wzdłuż osi z .

Standardową metodą określania częstotliwości pułapek harmoniczných jest metoda rezonansu parametrycznego, który polega na modulacji stałej sprężystości pułapki z określoną częstotliwością. Otrzymywane są wtedy rezonanse dla częstości $\omega = \frac{2\omega_0}{n}$, gdzie ω_0 to częstość pułapki, a $n = 1, 2, \dots$. Im większe n , tym niższa energia dostarczana jest do oscylatora, dlatego największe rezonanse występują dla $\omega = 2\omega_0$ i $\omega = \omega_0$. Zmiana stałej sprężystości odpowiada zmianie kształtu pułapki (zmianie krzywizny potencjału).

Obliczona częstotliwość radialna pułapki to $\nu_{rad} = 180$ Hz. Na rys. 9.10 po prawej stronie przedstawiono otrzymaną krzywą rezonansową: zaobserwować można minimum w okolicy 150 Hz, jak również przy 300/350 Hz. Z powodu niewystarczającej liczby punktów nie można określić dokładnego położenia tych minimum, jednak znajdują się one mniej więcej na częstości ν_0 (180 Hz) i $2\nu_0$. Częstość ν_0 związana jest głównie z rezonansem bezpośrednim (zmiana położenia pułapki), natomiast $2\nu_0$ pochodzi od rezonansu parametrycznego.

Częstotliwość podłużna pułapki nie została zmierzona, ponieważ jest ona zbyt mała (rzędu 1 Hz), co wymagałoby zbyt długiego trzymania atomów w pułapce.



Rysunek 9.10: Po lewej: Teoretyczny kształt pułapki IP na chipie w kierunku z dla prądów I_{Zchip} , $1.2I_{Zchip}$ i $0.8I_{Zchip}$ (modulacja prądu), dla: $I_{Zchip} = 3.1$ G A, $B_X = -21$ G, $B_Y = -20$ i $B_Z = 0$ G. Po prawej: Zależność liczby atomów w pułapce IP na chipie od częstości modulacji prądu płynącego przez przewód Z. Krzywą dodano dla prowadzenia oka. Obrazki przedstawiają rozkład gęstości atomów w pułapce dla poszczególnych częstości modulacji, widać asymetrię rezonansu. Minimum występuje w okolicy 150 Hz, co nie odbiega daleko od wartości teoretycznej dla częstości radialnej pułapki IP.

Rozdział 10

Szkic dalszej drogi do BECa

10.1 Kondensat w pułapce magnetycznej

Pułapka *dimple*

Aby upewnić się, czy prąd w przewodzie „dimple” płynie we właściwą stronę (rys. 7.1), można przeprowadzić dwa testy:

1. przy obrazowaniu w kierunku równoległym do przewodu „dimple”, przy włączonej pułapce IP, dla prądu płynącego w niewłaściwym kierunku nastąpi rozdzielenie pułapki na dwie części (powstaną dwie chmury atomów);
2. przy obrazowaniu w kierunku prostopadłym do przewodu „dimple”, przy wyłączonej pułapce IP ($I_{chipZ} = 0$) i następujących parametrach (określonych na podstawie obliczeń w taki sposób, aby powstawała stosunkowo głęboka pułapka dla samego przewodu D): $I_d = 2.5$ A, $B_X = -30$ G, $B_Y = -20$ G, dla niewłaściwego kierunku prądu pułapka nie powstaje, natomiast dla właściwego spuławpkowana zostanie niewielka lecz zauważalna chmura atomów.

Poprawność działania pułapki „dimple” sprawdzono drugą metodą.

Istotną kwestią, którą należy wziąć pod uwagę, jest tor ruchu atomów w płaszczyźnie xz , zarówno podczas transportu, jak i w pułapce IP, gdzie mogą występować oscylacje wzdłuż osi x . Przy opisanym w poprzednich rozdziałach kierunku obrazowania absorpcyjnego obserwacje te (tor transportu atomów oraz oscylacje w pułapce) nie są możliwe do przeprowadzenia, dlatego należy urucho- mić także obrazowanie w kierunku osi x .

Odparowanie

Dla pułapki „dimple” o parametrach z rozdz. 7.1.4 obliczono częstotliwości pola RF dla: minimum pułapki „dimple” — 3.9 MHz, głębokości pułapki „dimple” — 19.6 MHz oraz głębokość pułapki „dimple” i IP razem — 50.5 MHz. Odparowanie rozpocząć należy dla takiej wartości pola RF, które zaczyna chłodzić atomy (ok. 30 MHz). Końcową wartość pola RF ustala się następująco: ustalić należy częstość RF, dla której odparowane zostają wszystkie atomy (minimum pułapki), a następnie przyjąć częstotliwość końcową o 200 – 400 kHz powyżej tej wartości. Czas odparowania powinien wynosić ok. 2 s [145, 156].

Kondensat

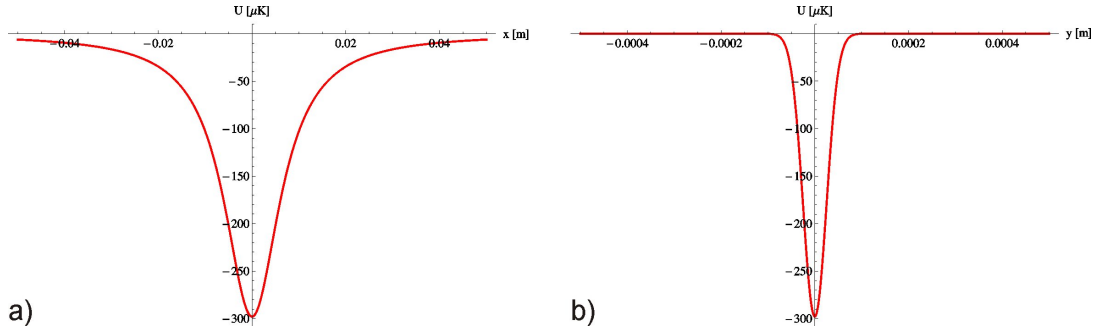
Istotnym zagadnieniem jest sposób detekcji kondensatu. Stosuje się następujące sposoby:

1. zmiana kształtu kondensatu, z cygaro-podobnego w naleśniko-podobny, obserwowana podczas jego spadku po wypuszczeniu z pułapki (jak np. w [155]) — zależy od kształtu pułapki magnetycznej i kierunku obserwacji, ponadto zastosowanie tej metody jest uwarunkowane dostępnym możliwym czasem obserwacji uwolnionej chmury atomów;
2. rozkład bimodalny, czyli obecność chmury termicznej oraz frakcji kondensatu, które charakteryzują się innym rozkładem gęstości atomów — obecność kondensatu jest sprawdzana poprzez dopasowanie odpowiedniego rozkładu [155, 181];
3. detekcja poprzez dopasowanie rozkładu Thomasa-Fermiego dla kondensatu o dużej liczbie atomów;
4. sposób zaproponowany w pracy [182], polegający na obserwacji gwałtownej zmiany efektywnego pola powierzchni chmury atomów (zdefiniowanego jako stosunek scałkowanej do maksymalnej gęstości optycznej, otrzymanej techniką obrazowania absorpcyjnego) występującej przy przejściu fazowym.

10.2 Kondensat w pułapce optycznej

Laboratorium ma do dyspozycji laser światłowodowy od długości fali $\lambda = 1083$ nm i mocy ok. 10 W. Obliczono, że dla takiej wiązki osiągnąć można promień (e^{-2}) w ognisku $w = 50$ μm . Są dwie możliwości przygotowania atomów do

przeładowania do pułapki optycznej: można przeładować zimną chmurę z pułapki IP lub „dimple”, a w razie jej za wysokiej temperatury zastosować chłodzenie przez odparowanie, bądź przeładować gotowy kondensat. Poniżej przedstawione zostaną zgrubne szacowania dla pierwszej możliwości.



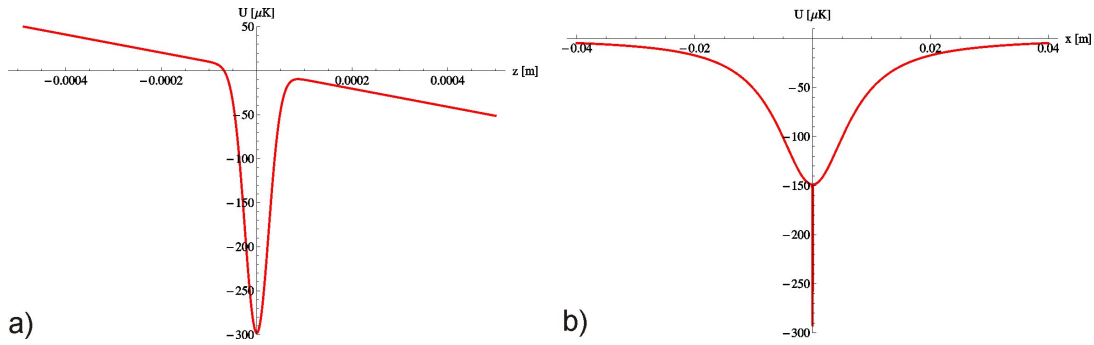
Rysunek 10.1: Pułapka w pojedynczej wiązce: a) przekrój podłużny (osiowy), b) przekrój poprzeczny (radialny).

Dla pułapki w pojedynczej wiązce przyjęto moc 8 W, początkową temperaturę atomów $T = 30 \mu\text{K}$ i liczbę atomów w pułapce (po przeładowaniu) $N_{at} = 8 \cdot 10^5$. Rys. 10.1 przedstawia przekroje pułapki wzdłuż i w poprzek. Dla takich parametrów obliczono głębokość pułapki $U = 298 \mu\text{K}$ ($Ug = 288 \mu\text{K}$ z grawitacją), częstotści pułapki $\nu_{rad} = 1.08$ kHz i $\nu_{os} = 5$ Hz, $\eta = 9.6$, początkową gęstość w przestrzeni fazowej $\rho_{ini} = 17 \cdot 10^{-6}$ (zakładając współczynnik $\frac{1}{2F+1} = 1$). Dla pułapki o takich parametrach czas odparowania musiałby być rzędu 3500 s, czyli około 1 godziny, co jest z oczywistych przyczyn nie do przyjęcia.

Dla pułapki w skrzyżowanych wiązkach przedstawiono najpierw przykładowe parametry pułapek z prac [164, 170] (tabela 10.1).

	J. Nes [164]	V. Ivanov [170]
promienie (e^{-2})	49 μm , 42 μm	18 μm , 50 μm
początkowa liczba atomów N_{ini}	$3.5 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^5$
λ	1030 nm	1000 nm
moce wiązek	4.3 W, 3.45 W	0.6 W, 4.7 W
temperatura początkowa T_{ini}	30 μK	55 μK
głębokość pułapki	300 μK	360 μK
gęstość atomów w przestrzeni fazowej ρ_{ini}	—	$2.6 \cdot 10^{-4}$
częstotści pułapki	—	2.5 kHz, 0.9 kHz
czas odparowania	~ 6 s	3 – 6 s

Tabela 10.1: Przykładowe parametry dipolowych pułapek optycznych.



Rysunek 10.2: Pułapka w skrzyżowanych wiązkach: a) przekrój poprzeczny (radialny) w kierunku pionowym (kierunek grawitacji), b) przekrój podłużny (osiowy).

Następnie oszacowano parametry pułapki w skrzyżowanych wiązkach (tabela 10.2) teoretycznie możliwej do osiągnięcia w opisywanym układzie (zakładając współczynnik $\frac{1}{2F+1} = 1$, ponieważ w pułapce magnetycznej znajdują się tylko atomy o $m_F = 2$). Rys. 10.2 przedstawia przekroje pułapki, uwzględniającej grawitację, wzdłuż osi z i x (kierunek grawitacji i jednej z wiązek laserowych).

promienie (e^{-2})	50 μm , 50 μm
początkowa liczba atomów N_{ini}	$5 \cdot 10^5$
moce wiązek	4 W, 4 W
temperatura początkowa T_{ini}	30 μK
η	9.93
głębokość pułapki	298 μK (288 μK przy grawitacji)
gęstość atomów w przestrzeni fazowej ρ_{ini}	10^{-3}
częstości pułapki	0.76 kHz, 1.08 kHz
czas odparowania	~ 7 s

Tabela 10.2: Szacowane parametry pułapki optycznej.

Rozdział 11

Wkład własny

Ponieważ eksperymenty w Laboratorium Zimnych Atomów przy Powierzchni wykonywane są w kilkuosobowej grupie, poniżej przedstawiony został wkład własny autorki w przeprowadzanych eksperymentach.

Wkład w eksperyment z optycznym lustrem dipolowym na bazie pryzmatu:

- budowa układu obrazowania absorpcyjnego;
- wdrożenie procesów ciemnej pułapki w domenie czasowej (*temporal dark MOT*) i melasy optycznej w celu zwiększenia liczby atomów i zmniejszenia ich temperatury;
- implementacja sytemu sterowania eksperymentem;
- czynny udział (obsługa eksperymentu, udział w analizie danych) w badaniu przekazu pędu między falą zanikającą a atomami;
- przebudowa układu lustra dipolowego na ^{87}Rb ;
- czynny udział w pomiarach pseudopędu.

Wkład w eksperyment z polarytonami plazmonów powierzchniowych:

- analiza, na podstawie literatury, możliwości wykorzystania napyłonych złotem płyt DVD jako źródła SPP dla potrzeb lustra dipolowego;
- doświadczalne sprawdzenie napyłonych złotem płyt DVD pod kątem efektywności wzbudzenia SPP i analiza danych otrzymanych z mikroskopu AFM;
- analiza, na podstawie literatury, możliwości wykorzystania złotych siatek dyfrakcyjnych jako źródła SPP dla potrzeb lustra dipolowego — wstępne określenie zakresów istotnych parametrów siatki odbiciowej;
- symulacje numeryczne siatek odbiciowych za pomocą programu EM Explorer;

- pozyskanie kodu rcwa-1d i dostosowanie go do specyficznych potrzeb symulacji numerycznych siatek odbiciowych i transmisyjnych dla lustra dipolowego;
- określenie, w wyniku symulacji, optymalnych parametrów siatek odbiciowych i transmisyjnych z uwzględnieniem technicznych możliwości ich wykonania;
- analiza otrzymanych wyników symulacji pod względem wykorzystania wzbudzonych na siatkach SPP jako źródła potencjału dla optycznego lustra dipolowego;
- diagnostyka siatek dyfrakcyjnych wykonanych według wyspecyfikowanych parametrów — zbadanie efektywności wzbudzania SPP oraz określenie możliwych przyczyn wpływających na obniżenie tej efektywności;
- analiza obrazów siatek otrzymanych za pomocą mikroskopu AFM, czyli określenie występujących czynników obniżających sprzężenie z SPP;
- wykonanie symulacji uwzględniających różne odstępstwa od wyspecyfikowanych parametrów siatek w celu dogłębnego zrozumienia wpływu tych odstępstw na jakość sprzężenia z SPP — informacja ta jest bardzo istotna z powodów technicznych przy zleceniu wykonania siatek;
- udział w przebudowie układu próżniowego dla potrzeb eksperymentu z SPP wraz z przygotowaniem mocowania próbki.

Wkład w budowę układu do otrzymywania kondensatu Bosego-Einsteina:

- zaplanowanie i zbudowanie większości parku laserowego w eksperymencie oraz nadzór nad studentami pomagającymi (w ramach praktyk bądź prac licencjackich i magisterskich) przy budowie układu;
- przeprowadzenie obliczeń dotyczących działania poszczególnych pułapek magnetycznych (ich kształtu, głębokości, częstości itp.) oraz procesu odparowania;
- przeprowadzenie obliczeń dotyczących planowanego kondensatu w pułapce optycznej (określenie koniecznych parametrów wiązek laserowych mających wytworzyć pułapkę, wstępnych parametrów chmury atomów oraz parametrów odparowania);
- opracowanie i implementacja systemu sterowania eksperymentem (dedykowany pod komputery z National Instruments program w środowisku LabView) oraz skryptów do analizy otrzymywanych zdjęć chmury atomów;
- udział w uruchamianiu obu pułapek magnetoptycznych i ich optymalizacji;
- implementacja układu obrazowania absorpcyjnego;

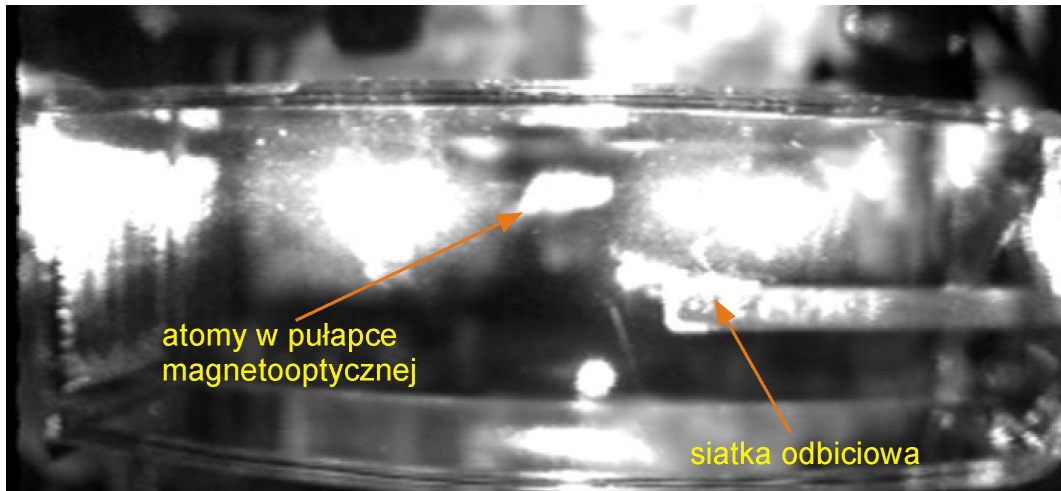
- określenie na podstawie literatury (i dotychczasowego doświadczenia) wstępnych parametrów kolejnych etapów eksperymentu;
- optymalizacja procesów kompresji chmury zimnych atomów, ich dalszego chłodzenia, pompowania optycznego, obrazowania absorpcyjnego, pułapkowania we wstępnej pułapce magnetycznej, transportu do chipa atomowego i transferu do pułapki Ioffego-Pricharda na chipie;
- diagnostyka poszczególnych etapów eksperymentu (np. pomiar czasu życia i częstości pułapki magnetycznej na chipie);
- niewielki udział w testowaniu licznych układów elektronicznych niezbędnych do działania eksperymentu.

Rozdział 12

Zakończenie

W części pierwszej niniejszej pracy przedstawiono układ optycznego lustra dipolowego dla zimnych atomów Rb. Opisano układ lustra dipolowego wykorzystującego pryzmat dielektryczny oraz otrzymane wyniki pomiarów ciśnienia światła oraz pseudopędu. Następnie przedstawiono projekt, wraz z częściową realizacją, lustra dipolowego wykorzystującego złotą siatkę dyfrakcyjną: przedstawiono teorię polarytonów plazmonów powierzchniowych i ich dotychczasowe wykorzystanie w dziedzinie fizyki atomowej, symulacje numeryczne pozwalające na znalezienie zadowalających geometrii i parametrów złotych siatek dyfrakcyjnych odbiciowych i transmisyjnych oraz wyniki diagnostyki wytworzonych siatek.

Dla siatek transmisyjnych wyniki są bardzo obiecujące. Udało się opracować metodę wytwarzania stosunkowo dużych siatek (o boku $100\ \mu\text{m}$), a poprzez ich precyzyjne ułożenie jedna przy drugiej można osiągnąć siatkę jeszcze większą. Są to już wielkości odpowiednie do eksperymentów np. z chmurą zimnych atomów z optycznej pułapki dipolowej lub z kondensatem Bosego-Einsteina. Przedstawione w pracy siatki odbiciowe, wykonane na bazie złotych cokolików napylnych na szkle, nie są jeszcze optymalne, natomiast na potrzeby eksperymentu wytworzono siatki na podkładzie krzemowym (zamiast szklanego) — litografia wiązką elektronów dla złota na krzemie pozwoliła na dokładniejsze odtworzenie zadanych parametrów siatki. Podkład krzemowy jest jednak nieprzezroczysty, co powoduje pewne trudności z jego umiejscowieniem w komórce (dobranie takiej geometrii, aby nie zasłaniał wiązek). Aktualnie siatka odbiciowa na podkładzie krzemowym została umieszczona w komórce próżniowej, przywrócono do działania pułapkę magnetooptyczną (rys. 12.1) i prowadzone są prace nad uruchomieniem lustra dipolowego.



Rysunek 12.1: Zdjęcie komórki próżniowej, w której działa pułapka magnetoopieczna; zaznaczono położenie siatki odbiciowej.

Część druga niniejszej pracy dotyczyła budowy układu do otrzymywania kondensatu Bosego-Einsteina. Przedstawiono podstawy teoretyczne dotyczące pułapek magnetycznych na chipie atomowym, pułapkowania optycznego oraz chłodzenia przez odparowanie dla pułapki magnetycznej i optycznej. Opisano układ doświadczalny, sposób jego sterowania oraz przebieg dotychczasowych etapów eksperymentu wraz z ich optymalizacją. Na końcu przedstawiono skrótowo dalsze kroki niezbędne do otrzymania kondensacji Bosego-Einsteina, także w planowanej pułapce optycznej.

Aktualnie przebudowany został układ obrazowania absorpcyjnego, tak aby możliwa była obserwacja atomów wzdłuż przewodu „dimple” na chipie i optymalizowany jest proces efektywnego włączania pułapki „dimple”.

Dodatek A

Pola magnetyczne dla pułapek na chipie

W dodatku przedstawiono pełne wzory dla pól magnetycznych dla pułapki IP i „dimple” na chipie. Przedstawione zależności dotyczą nieskończenie cienkich przewodów.

Pułapka IP na chipie Pole magnetyczne wytwarzane przez poprzeczkę przewodu Z (przewód wzdłuż osi x o długości L , nieskończenie cienki):

$$\mathbf{B}_2 = \frac{\mu_0 I_{Zchip}}{4\pi} \left[\frac{(x - \frac{L}{2})z}{(y^2 + z^2) \sqrt{(x - \frac{L}{2})^2 + y^2 + z^2}} - \frac{(x + \frac{L}{2})z}{(y^2 + z^2) \sqrt{(x + \frac{L}{2})^2 + y^2 + z^2}} \right] \hat{y} + \frac{\mu_0 I_{Zchip}}{4\pi} \left[-\frac{(x - \frac{L}{2})y}{(y^2 + z^2) \sqrt{(x - \frac{L}{2})^2 + y^2 + z^2}} + \frac{(x + \frac{L}{2})y}{(y^2 + z^2) \sqrt{(x + \frac{L}{2})^2 + y^2 + z^2}} \right] \hat{z} \quad (\text{A.1})$$

Pole magnetyczne wytwarzane przez ramiona Z (przewody wzdłuż osi y), półnieskończone):

$$\mathbf{B}_1 = \frac{\mu_0 I_{Zchip}}{4\pi} \left[\frac{z}{(x + \frac{L}{2})^2 + z^2} - \frac{yz}{((x + \frac{L}{2})^2 + z^2) \sqrt{(x + \frac{L}{2})^2 + y^2 + z^2}} \right] \hat{x} - \frac{\mu_0 I_{Zchip}}{4\pi} \left[\frac{x + \frac{L}{2}}{(x + \frac{L}{2})^2 + z^2} - \frac{(x + \frac{L}{2})y}{((x + \frac{L}{2})^2 + z^2) \sqrt{(x + \frac{L}{2})^2 + y^2 + z^2}} \right] \hat{z}, \quad (\text{A.2})$$

$$\mathbf{B}_3 = \frac{\mu_0 I_{Zchip}}{4\pi} \left[\frac{z}{(x - \frac{L}{2})^2 + z^2} + \frac{yz}{((x - \frac{L}{2})^2 + z^2) \sqrt{(x - \frac{L}{2})^2 + y^2 + z^2}} \right] \hat{x} - \frac{\mu_0 I_{Zchip}}{4\pi} \left[\frac{x - \frac{L}{2}}{(x - \frac{L}{2})^2 + z^2} + \frac{(x - \frac{L}{2})y}{((x - \frac{L}{2})^2 + z^2) \sqrt{(x - \frac{L}{2})^2 + y^2 + z^2}} \right] \hat{z} \quad (\text{A.3})$$

oraz przez ramiona o długości a :

$$\mathbf{B}_1 = \frac{\mu_0 I_{Zchip}}{4\pi} \left[\frac{-yz}{((x + \frac{L}{2})^2 + z^2) \sqrt{(x + \frac{L}{2})^2 + y^2 + z^2}} + \frac{(y + a)z}{((x + \frac{L}{2})^2 + z^2) \sqrt{(x + \frac{L}{2})^2 + (y + a)^2 + z^2}} \right] \hat{x} + \frac{\mu_0 I_{Zchip}}{4\pi} \left[\frac{-(x + \frac{L}{2})y}{((x + \frac{L}{2})^2 + z^2) \sqrt{(x + \frac{L}{2})^2 + y^2 + z^2}} + \frac{(x + \frac{L}{2})(y + a)}{((x + \frac{L}{2})^2 + z^2) \sqrt{(x + \frac{L}{2})^2 + (y + a)^2 + z^2}} \right] \hat{z} \quad (\text{A.4})$$

$$\begin{aligned}
\mathbf{B}_3 = & \frac{\mu_0 I_{Zchip}}{4\pi} \left[\frac{-(y-a)z}{\left((x - \frac{L}{2})^2 + z^2 \right) \sqrt{(x - \frac{L}{2})^2 + (y-a)^2 + z^2}} \right. \\
& \left. + \frac{yz}{\left((x - \frac{L}{2})^2 + z^2 \right) \sqrt{(x - \frac{L}{2})^2 + y^2 + z^2}} \right] \hat{x} \\
& + \frac{\mu_0 I_{Zchip}}{4\pi} \left[\frac{(x - \frac{L}{2})(y-a)}{\left((x - \frac{L}{2})^2 + z^2 \right) \sqrt{(x - \frac{L}{2})^2 + (y-a)^2 + z^2}} \right. \\
& \left. - \frac{(x - \frac{L}{2})y}{\left((x - \frac{L}{2})^2 + z^2 \right) \sqrt{(x - \frac{L}{2})^2 + y^2 + z^2}} \right] \hat{z}
\end{aligned} \tag{A.5}$$

Aby otrzymać całkowite pole magnetyczne dla pułapki magnetycznej IP, należy najpierw zsumować składowe pola dla poszczególnych kierunków oraz pola offsetowe, a następnie obliczyć pole całkowite:

$$B_x = Bx_1 + Bx_3 + B_X, \tag{A.6}$$

$$B_y = By_2 + B_Y, \tag{A.7}$$

$$B_z = Bz_2 + Bz_1 + Bz_3 + B_Z, \tag{A.8}$$

$$B_{IP} = \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2} \tag{A.9}$$

Pułapka *dimple* na chipie Pole magnetyczne wytwarzane przez nieskończony przewód D biegnący wzdłuż osi y przedstawia wzór 7.16, natomiast dla długości przewodu b otrzymujemy

$$\begin{aligned}
\mathbf{B}_D = & \frac{\mu_0 I_D}{4\pi} \left[-\frac{(y-b)z}{(x^2 + z^2) \sqrt{x^2 + (y-b)^2 + z^2}} + \frac{(y+b)z}{(x^2 + z^2) \sqrt{x^2 + (y+b)^2 + z^2}} \right] \hat{x} \\
& + \frac{\mu_0 I_D}{4\pi} \left[\frac{(y-b)x}{(x^2 + z^2) \sqrt{x^2 + (y-b)^2 + z^2}} - \frac{(y+b)x}{(x^2 + z^2) \sqrt{x^2 + (y+b)^2 + z^2}} \right] \hat{z}
\end{aligned} \tag{A.10}$$

Całkowite pole magnetyczne dla pułapki IP i „dimple” obliczamy analogicznie jak dla samej pułapki IP.

Bibliografia

- [1] T. Kawalec. *Właściwości fali zanikającej i ich wykorzystanie do badania ruchu atomów przy powierzchni dielektryka*. Rozprawa doktorska, Zakład Optyki Atomowej UJ (2005)
- [2] K. Kiersnowski. *Badanie własności zimnych atomów przy powierzchni oraz ich modów orbitalnych w pułapce magnetoptycznej*. Rozprawa doktorska, Zakład Optyki Atomowej UJ (2007)
- [3] B. T. Wolschrijn. *Inelastic Bouncing and Optical Trapping of Cold Atoms*. Rozprawa doktorska, Universiteit van Amsterdam (2001)
- [4] J. Fiutowski, D. Bartoszek-Bober, T. Dohnalik, T. Kawalec. *Evanescent wave mirror for cold atoms — A quasi-resonant case*. *Opt. Commun.*, **297** (2013): 59
- [5] R. Grimm, M. Weidemüller, Y. Ovchinnikov. *Optical dipole traps for neutral atoms*. *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, **42** (2000)
- [6] J. Fiutowski. *Fala zanikająca w oddziaływaniach z atomami i obiektami mezoskopowymi*. Rozprawa doktorska, Zakład Optyki Atomowej UJ (2009)
- [7] T. Kawalec, K. Kiersnowski, J. Fiutowski, T. Dohnalik. *Flexible optical dipole mirror for cold atoms*. *Acta Phys. Pol. A*, **114** (2008): 721
- [8] D. Bartoszek, J. Fiutowski, T. Dohnalik, T. Kawalec. *Optical surface devices for atomic and atom physics*. *Opt. Appl.*, **40** (2010): 535
- [9] J. M. Vigoureux, L. D’Hooge, D. V. Labeke. *Quantization of evanescent electromagnetic waves: Momentum of the electromagnetic field very close to a dielectric medium*. *Phys. Rev. Lett.*, **21** (1980): 3471
- [10] D. F. Nelson. *Momentum, pseudomomentum, and wave momentum: Toward resolving the Minkowski-Abraham controversy*. *Phys. Rev. A*, **44** (1991): 3985

- [11] M. Kristensen, J. P. Woerdman. *Is photon angular momentum conserved in a dielectric medium?* Phys. Rev. Lett., **72** (1994): 2171
- [12] T. Matsudo, H. Hori, T. Inoue, H. Iwata, Y. Inoue, T. Sakurai. *Direct detection of evanescent electromagnetic waves at a planar dielectric surface by laser atomic spectroscopy.* Phys. Rev. A, **55** (1997): 2406
- [13] T. Matsudo, Y. Takahara, H. Hori, T. Sakurai. *Pseudomomentum transfer from evanescent waves to atoms measured by saturated absorption spectroscopy.* Opt. Commun., **145** (1998): 64
- [14] M. Quinten. *Optical Properties of Nanoparticle Systems: Mie and Beyond.* John Wiley & Sons (2010)
- [15] M. R. Gartia, A. Hsiao, A. Pokhriyal, S. Seo, G. Kulsharova, B. T. Cunningham, T. C. Bond, G. L. Liu. *Colorimetric Plasmon Resonance Imaging Using Nano Lycurgus Cup Arrays.* Adv. Optical Mater., **1** (2013): 68
- [16] R. W. Wood. *Anomalous diffraction gratings.* Phys. Rev., **48** (1935): 928
- [17] R. W. Wood. *On the remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum.* Philos. Mag., **4** (1902): 396
- [18] L. Rayleigh. *Note on the remarkable case of diffraction spectra described by Prof. Wood.* Philos. Mag., **14** (1907): 60
- [19] U. Fano. *The theory of anomalous diffraction gratings and of quasi-stationary waves on metallic surfaces Sommerfeld's waves.* J. Opt. Soc. Am., **31** (1941): 213
- [20] R. H. Ritchie. *Plasma losses by fast electrons in thin films.* Phys. Rev., **106** (1957): 874
- [21] A. V. Zayats, I. I. Smolyaninov, A. A. Maradudin. *Nano-optics of surface plasmon polaritons.* Phys. Rep., **408** (2005): 131
- [22] J. Zhang, L. Zhang, W. Xu. *Surface plasmon polaritons: physics and applications.* J. Phys. D: Appl. Phys., **45** (2012): 113001
- [23] D. Sarid, W. Challener. *Modern Introduction to Surface Plasmons.* Cambridge University Press (2010)
- [24] E. Kretschmann. *Determination of the optical constants of metals by excitation of surface plasmons.* Z. Phys., **241** (1971): 313

- [25] W. P. Chen, J. M. Chen. *Use of surface plasma waves for determination of the thickness and optical constants of thin metallic films*. J. Opt. Soc. Am., **71** (1981): 189
- [26] R. A. Innes, J. R. Sambles. *Optical characterisation of gold using surface plasmon-polaritons*. J. Phys. F: Met. Phys., **17** (1987): 277
- [27] A. Krasilnikova-Sytchkova. *Measurement of optical constants of thin films by non conventional ellipsometry, photothermal deflection spectroscopy and plasmon resonance spectroscopy*. W: *Advances in Optical Thin Films III*, (pod redakcją N. Kaiser, M. Lequime, H. A. Macleod). SPIE, Proc. of SPIE Vol. 7101 (2008), str. 71010R
- [28] T. Chinowsky, J. Quinn, D. Bartholomew, R. Kaiser, J. Elkind. *Performance of the Spreeta 2000 integrated surface plasmon resonance affinity sensor*. Sens. Actuators B, **91** (2003): 266
- [29] R. C. Jorgenson, S. S. Yee. *A fiber-optic chemical sensor based on surface plasmon resonance*. Sens. Actuators B, **12** (1993): 213
- [30] J. Homola. *Optical fiber sensor based on surface plasmon excitation*. Sens. Actuators B, **29** (1995): 401
- [31] G. Nemova, R. Kashyap. *Fiber-Bragg-grating-assisted surface plasmon-polariton sensor*. Opt. Lett, **31** (2006): 2118
- [32] M. Specht, J. D. Pedarnig, W. M. Heckl, T. W. Hänsch. *Scanning plasmon near-field microscope*. Phys. Rev. Lett., **68** (1992): 476
- [33] Y. Kim, P. M. Lundquist, J. A. Helfrich, J. M. Mikrut, G. K. Wong, P. R. Auvil, J. B. Ketterson. *Scanning plasmon optical microscope*. Appl. Phys. Lett., **66** (1995): 3407
- [34] A. E. K. Y. Kim, J. B. Ketterson. *Surface plasmon scanning near-field optical microscopy*. J. Appl. Phys., **82** (1997): 5411
- [35] O. Sqalli, I. Utke, P. Hoffmann, F. Marquis-Weible. *Gold elliptical nano-antennas as probes for near field optical microscopy*. J. Appl. Phys., **92** (2002): 1078
- [36] T. Thio, H. Lezec, T. W. Ebbesen. *Strongly enhanced optical transmission through subwavelength holes in metal films*. Physica B, **279** (2000): 90

- [37] T. J. Antosiewicz, T. Szoplik. *Corrugated metal-coated tapered tip for scanning near-field optical microscope*. *Opt. Expr.*, **15** (2007): 10920
- [38] T. J. Antosiewicz, P. Wróbel, T. Szoplik. *Performance of scanning near-field optical microscope probes with single groove and various metal coatings*. *Plasmonics*, **6** (2011): 11
- [39] J. B. Pendry. *Negative Refraction Makes a Perfect Lens*. *Phys. Rev. Lett.*, **85** (2000): 3966
- [40] N. Fang, H. Lee, C. Sun, X. Zhang. *Sub-Diffraction-Limited Optical Imaging with a Silver Superlens*. *Science*, **308** (2005): 534
- [41] H. Lee, Y. Xiong, N. Fang, W. Srituravanich, S. Durant, M. Ambati, C. Sun, X. Zhang. *Realization of optical superlens imaging below the diffraction limit*. *New J. Phys.*, **7** (2005): 255
- [42] D. Melville, R. Blaikie, C. Wolf. *Submicron imaging with a planar silver lens*. *Appl. Phys. Lett.*, **84** (2004): 4403
- [43] Z. Jacob, L. V. Alekseyev, E. Narimanov. *Optical Hyperlens: Far-field imaging beyond the diffraction limit*. *Opt. Expr.*, **14** (2006): 8247
- [44] H. Lee, Z. Liu, Y. Xiong, C. Sun, X. Zhang. *Development of optical hyperlens for imaging below the diffraction limit*. *Opt. Expr.*, **15** (2007): 15886
- [45] I. I. Smolyaninov, Y.-J. Hung, C. C. Davis. *Magnifying Superlens in the Visible Frequency Range*. *Science*, **315** (2007): 1699
- [46] Z. Liu, H. Lee, Y. Xiong, C. Sun, X. Zhang. *Far-Field Optical Hyperlens Magnifying Sub-Diffraction-Limited Objects*. *Science*, **315** (2007): 1686
- [47] M. H. Kryder, E. C. Gage, T. W. McDaniel, W. A. Challener, R. E. Rottmayer, G. Ju, Y.-T. Hsia, M. F. Erden. *Heat assisted magnetic recording*. *Proc. IEEE*, **96** (2008): 1810
- [48] W. A. Challener, C. Peng, A. V. Itagi, D. Karns, W. Peng, Y. Peng, X. Yang, X. Zhu, N. J. Gokemeijer, Y.-T. Hsia, G. Ju, R. E. Rottmayer, M. A. Seigler, E. C. Gage. *Heat-assisted magnetic recording by a near-field transducer with efficient optical energy transfer*. *Nature Phot.*, **3** (2009): 220

- [49] P. Zijlstra, J. W. M. Chon, M. Gu. *Five-dimensional optical recording mediated by surface plasmons in gold nanorods*. *Nature*, **459** (2009): 410
- [50] M. Fleischmann, P. J. Hendra, A. J. McQuillan. *Raman spectra of pyridine adsorbed at a silver electrode*. *Chem. Phys. Lett.*, **26** (1974): 163
- [51] R. G. Freeman, K. C. Grabar, K. J. Allison, R. M. Bright, J. A. Davis, A. P. Guthrie, M. B. Hommer, M. A. Jackson, P. C. Smith, D. G. Walter, M. J. Natan. *Self-assembled metal colloid monolayers: an approach to SERS substrates*. *Science*, **267** (1995): 1629
- [52] K. Kneipp, Y. Wang, H. Kneipp, L. T. Perelman, I. Itzkan, R. R. Dasari, M. S. Feld. *Single molecule detection using surface-enhanced Raman scattering (SERS)*. *Phys. Rev. Lett.*, **78** (1997): 1667
- [53] S. Nie, S. R. Emory. *Probing single molecules and single nanoparticles by surface-enhanced Raman scattering*. *Science*, **275** (1997): 1102
- [54] O. Stenzel, A. Stendal, K. Voigtsberger, C. von Borczyskowski. *Enhancement of the photovoltaic conversion efficiency of copper phthalocyanine thin film devices by incorporation of metal clusters*. *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, **37** (1995): 337
- [55] V. E. Ferry, L. A. Sweatlock, D. Pacifici, H. A. Atwater. *Plasmonic Nanostructure Design for Efficient Light Coupling into Solar Cells*. *Nano Lett.*, **8** (2008): 4391
- [56] M. Brown, T. Suteewong, R. Kumar, V. D'Innocenzo, A. Petrozza, M. Lee, U. W. U, H. Snaith. *Plasmonic dye-sensitized solar cells using core-shell metal-insulator nanoparticles*. *Nano Lett.*, **11** (2011): 438
- [57] L. R. Hirsch, R. J. Stafford, J. A. Bankson, S. R. Sershen, B. Rivera, R. E. Price, J. D. Hazle, N. J. Halas, J. L. West. *Nanoshell-mediated near-infrared thermal therapy of tumors under magnetic resonance guidance*. *Proc. Nat. Acad. Sci.*, **100** (2003): 13549
- [58] P. Jain, I. El-Sayed, M. A. El-Sayed. *Au nanoparticles target cancer*. *Proc. Nat. Acad. Sci.*, **2** (2007): 18
- [59] F. Keilmann. *Surface-polariton propagation for scanning near-field optical microscopy application*. *J. Microsc.*, **194** (1999): 567

- [60] J. M. Steele, Z. Liu, Y. Wang, X. Zhang. *Resonant and non-resonant generation and focusing of surface plasmons with circular gratings*. Opt. Expr., **14** (2006): 5664
- [61] M. Stockman. *Nanofocusing of optical energy in tapered plasmonic waveguides*. Phys. Rev. Lett., **93** (2004): 137404
- [62] H. Ditlbacher, J. R. Krenn, G. Schider, A. Leitner, F. R. Aussenegg. *Two-dimensional optics with surface plasmon polaritons*. Phys. Rev. Lett., **81** (2002): 1762
- [63] M. Quinten, A. Leitner, J. R. Krenn, F. R. Aussenegg. *Electromagnetic energy transport via linear chains of silver nanoparticles*. Opt. Lett., **23** (1998): 1331
- [64] J.-C. Weeber, A. Dereux, C. Girard, J. R. Krenn, J.-P. Goudonnet. *Plasmon polaritons of metallic nanowires for controlling submicron propagation of light*. Phys. Rev. B, **60** (1999): 9061
- [65] S. I. Bozhevolnyi, V. S. Volkov, E. Devaux, T. W. Ebbesen. *Channel Plasmon-Polariton Guiding by Subwavelength Metal Grooves*. Phys. Rev. Lett., **95** (2005): 0468021
- [66] S. I. Bozhevolnyi, V. S. Volkov, E. Devaux, J.-Y. Laluet, T. W. Ebbesen. *Channel plasmon subwavelength waveguide components including interferometers and ring resonators*. Nature, **440** (2006): 508
- [67] W. L. Barnes, A. Dereux, T. W. Ebbesen. *Surface plasmon subwavelength optics*. Nature, **424** (2003): 824
- [68] C. Genet, T. W. Ebbesen. *Light in tiny holes*. Nature, **445** (2007): 39
- [69] R. Li, A. Banerjee, H. Grebel. *The possibility for surface plasmon lasers*. Opt. Expr., **17** (2009): 1622
- [70] M. A. Noginov, G. Zhu, M. Mayy, B. A. Ritzo, N. Noginova, V. A. Podolskiy. *Stimulated emission of surface plasmon polaritons*. Phys. Rev. Lett., **101** (2008): 226806
- [71] R. F. Oulton, V. J. Sorger, T. Zentgraf, R.-M. Ma, C. Gladden, L. Dai, G. Bartal, X. Zhang. *Plasmon lasers at deep subwavelength scale*. Nature, **461** (2009): 629

- [72] D. J. Bergman, M. I. Stockman. *Surface plasmon amplification by stimulated emission of radiation: quantum generation of coherent surface plasmons in nanosystems*. Phys. Rev. Lett., **90** (2003): 027402
- [73] X. Luo, T. Ishihara. *Surface plasmon resonant interference nanolithography technique*. Appl. Phys. Lett., **84** (2004): 23
- [74] X. Luo, T. Ishihara. *Subwavelength photolithography based on surface-plasmon polariton resonance*. Opt. Expr., **12** (2004): 3055
- [75] D. B. Shao, S. C. Chen. *Surface-plasmon-assisted nanoscale photolithography by polarized light*. Appl. Phys. Lett., **86** (2005): 253107
- [76] A. Koenderink, J. V. Hernandez, F. Robicieux, L. D. Noordam, A. Polman. *Programmable nanolithography with plasmon nanoparticle arrays*. Nano Lett., **7** (2007): 745
- [77] C. F. Bohren, D. R. Huffman. *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. John Wiley & Sons (1983). P. 336
- [78] E. Coronado, G. Shatz. *Surface plasmon broadening for arbitrary shape nanoparticles: a geometric probability approach*. J. Chem. Phys., **119** (2003): 3926
- [79] T. Okamoto. *Near-field Optics and Surface Plasmon Polaritons*. Springer-Verlag (2001). P. 99-100
- [80] J. P. Kottmann, O. J. F. Martin, D. R. Smith, S. Schultz. *Plasmon resonance of silver nanowires with a nonregular cross section*. Phys. Rev. B, **64** (2001): 235402
- [81] U. Kreibig, M. Vollmer. *Optical Properties of Metal Clusters*. Springer-Verlag (1995). Rozdz. 2
- [82] H. Hoewel, S. Fritz, A. Hilger, U. Kreibig, M. Vollmer. *Width of cluster plasmon resonances: bulk dielectric functions and chemical interface damping*. Phys. Rev. B, **48** (1993): 18178
- [83] S. A. Maier. *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. Springer (2007)
- [84] M. A. Ordal, L. L. Long, R. J. Bell, S. E. Bell, R. R. Bell, J. R. W. Alexander, C. A. Ward. *Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, and W in the infrared and far infrared*. Appl. Opt., **22** (1983): 1099

- [85] A. Derkachova, K. Kolwas. *Simple analytic tool for spectral control of dipole plasmon resonance frequency for gold and silver nanoparticles*. Phot. Lett. Pol., **5** (2013): 69
- [86] J. R. Sambles, G. W. Bradbery, F. Yang. *Optical excitation of surface plasmons: an introduction*. Contemp. Phys., **32** (1991): 173
- [87] W. H. Weber, G. W. Ford. *Optical electric-field enhancement at a metal surface arising from surface-plasmon excitation*. Opt. Lett., **6** (1981): 122
- [88] D. Voigt. *Evanescent-Wave Mirrors for Cold Atoms*. Rozprawa doktorska, Universiteit van Amsterdam (2000)
- [89] R. A. Cornelussen. *Optical trapping and manipulation of atoms near surfaces*. Rozprawa doktorska, Universiteit van Amsterdam (2004)
- [90] C. R. Bennett, J. B. Kirk, M. Babiker. *Theory of evanescent mode atomic mirrors with a metallic layer*. Phys. Rev. A, **63** (2001): 033405
- [91] M. Shopa, K. Kolwas, A. Derkachova, G. Derkachov. *Dipole and quadrupole surface plasmon resonance contributions in formation of near-field images of a gold nanosphere*. Opto-Electr. Rev., **18** (2010): 421
- [92] G. Goubau. *Surface waves and their application to transmission lines*. J. Appl. Phys., **21** (1950): 1119
- [93] H. Raether. *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings*. Springer-Verlag (1986)
- [94] E. Kretschmann, H. Raether. *Radiative decay of nonradiative surface plasmons excited by light*. Z. Naturforsch., **23a** (1968): 2135
- [95] A. Otto. *Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection*. Z. Phys., **216** (1968): 398
- [96] R. Vincent, J. Silcox. *Dispersion of Radiative Surface Plasmons in Aluminum Films by Electron Scattering*. Phys. Rev. Lett., **31** (1973): 1487
- [97] R. B. Pettit, J. Silcox, R. Vincent. *Measurement of surface-plasmon dispersion in oxidized aluminum films*. Phys. Rev. B, **11** (1975): 3116
- [98] T. Esslinger, M. Weidemüller, A. Hemmerich, T. W. Hänsch. *Surface-plasmon mirror for atoms*. Opt. Lett., **18** (1993): 450

- [99] S. Feron, J. Reinhardt, S. L. Boiteux, O. Gorceix, J. Baudon, M. Ducloy, J. Robert, C. Miniatura, S. N. Chormaic, H. Haberland, V. Lorent. *Reflection of metastable neon atoms by a surface plasmon wave*. Opt. Commun., **102** (1993): 83
- [100] 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** (1998): 5298
- [101] D. Schneble, M. Hasuo, T. Anker, T. Pfau, J. Mlynek. *Detection of cold metastable atoms at a surface*. Rev. Sci. Instrum., **74** (2003): 2685
- [102] C. Stehle, H. Bender, C. Zimmermann, D. Kern, M. Fleischer, S. Slama. *Plasmonically tailored micropotentials for ultracold atoms*. Nature Phot., **5** (2011): 494
- [103] C. García-Segundo, H. Yan, M. S. Zhan. *Atom trap with surface plasmon and evanescent field*. Phys. Rev. A, **75** (2007): 030902(R)
- [104] R. J. Cook, R. K. Hill. *An electromagnetic mirror for neutral atoms*. Opt. Commun., **43** (1982): 258
- [105] B. Murphy, L. V. Hau. *Electro-Optical Nanotraps for Neutral Atoms*. Phys. Rev. Lett., **102** (2009): 033003
- [106] D. E. Chang, J. D. Thompson, H. Park, V. Vuleti, A. S. Zibrov, P. Zoller, M. D. Lukin. *Trapping and Manipulation of Isolated Atoms Using Nanoscale Plasmonic Structures*. Phys. Rev. Lett., **103** (2009): 123004
- [107] M. G. Moharam, D. A. Pommet, E. B. Grann, T. K. Gaylord. *Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach*. J. Opt. Soc. Am. A, **12** (1995): 1077
- [108] M. G. Moharam, E. B. Grann, D. A. Pommet, T. K. Gaylord. *Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings*. J. Opt. Soc. Am. A, **12** (1995): 1068
- [109] L. Li. *Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures*. J. Opt. Soc. Am. A, **13** (1996): 1870
- [110] N. M. Lyndin, O. Parriaux, A. V. Tishchenko. *Modal analysis and suppression of the Fourier modal method instabilities in highly conductive gratings*. J. Opt. Soc. Am. A, **24** (2007): 3781

- [111] P. Lalanne, M. Jurek. *Computation of the near field pattern with coupled wave method for transverse magnetic polarisation*. J. Mod. Opt., **45** (1998): 1357
- [112] L. Li. *Note on the S-matrix propagation algorithm*. J. Opt. Soc. Am. A, **20** (2003): 655
- [113] L. Li. *Formulation and comparison of two recursive matrix algorithms for modeling layered diffraction gratings*. J. Opt. Soc. Am. A, **13** (1996): 1024
- [114] A. Roszkiewicz. *Generacja plazmonów polarytonów powierzchniowych na strukturach periodycznych*. Rozprawa doktorska, Polska Akademia Nauk (2012)
- [115] K. S. Yee. *Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media*. IEEE Trans. Antennas and Propag., **14** (1966): 302
- [116] S. T. Koev, A. Agrawal, H. J. Lezec, V. A. Aksyuk. *An Efficient Large-Area Grating Coupler for Surface Plasmon Polaritons*. Plasmonics, **7** (2012): 269
- [117] G. Leveque, O. Martin. *Optimization of finite diffraction gratings for the excitation of surface plasmons*. J. Appl. Phys., **100** (2006): 124301
- [118] A. Giannattasio, I. R. Hooper, W. L. Barnes. *Dependence on surface profile in grating-assisted coupling of light to surface plasmon-polaritons*. Opt. Commun., **261** (2006): 291
- [119] J. Jose, F. B. Segerink, J. P. Korterik, A. Gomez-Casado, J. Huskens, J. L. Herek, H. L. Offerhaus. *Enhanced surface plasmon polariton propagation length using a buried metal grating*. J. Appl. Phys., **109** (2011): 064906
- [120] K. H. Yoon, M. L. Shuler, S. J. Kim. *Design optimization of nano-grating surface plasmon resonance sensors*. Opt. Expr., **14** (2006): 4842
- [121] T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, P. A. Wolff. *Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays*. Nature, **391** (1998): 667
- [122] C. Genet, T. W. Ebbesen. *Light in tiny holes*. Nature, **445** (2007): 39

- [123] D. de Ceglia, M. A. Vincenti, M. Scalora, N. Akozbek, M. J. Bloemer. *Enhancement and Inhibition of Transmission from metal gratings: Engineering the Spectral Response*. 1006.3851
- [124] G. D'Aguanno, N. Mattiucci, M. Bloemer, D. de Ceglia, M. Vincenti, A. Alu'. *The nature of transmission resonances in plasmonic metallic gratings*. arXiv, (2010): 1010.3670
- [125] W.-H. Yeh, J. W. Petefish, A. C. Hillier. *Diffraction-Based Tracking of Surface Plasmon Resonance Enhanced Transmission Through a Gold-Coated Grating*. Anal. Chem., **83** (2011): 6047
- [126] F. Kalkum, G. Gay, O. Alloschery, J. Weiner, H. J. Lezec, Y. Xie, M. Mansuripur. *Surface-wave interferometry on single subwavelength slit-groove structures fabricated on gold films*. Opt. Expr., **15** (2007): 2613
- [127] T. Thio, K. M. Pellerin, R. A. Linke, H. J. Lezec, T. W. Ebbesen. *Enhanced light transmission through a single subwavelength aperture*. Opt. Expr., **26** (2001): 1972
- [128] U. Schröter, D. Heitmann. *Surface-plasmon-enhanced transmission through metallic gratings*. Phys. Rev. B, **58** (1998): 15419
- [129] D. J. Park, S. B. Choi, K. J. Ahn, D. S. Kim, J. H. Kang, Q.-H. Park, M. S. Jeong, D.-K. Ko. *Experimental verification of surface plasmon amplification on a metallic transmission grating*. Phys. Rev. B, **77** (2008): 115451
- [130] G. D. Boreman, T. Johnson, A. C. Jones, S.-H. Oh, R. L. Olmon, M. B. Raschke, D. Shelton, B. Slovick. *Broadband Electrical Permittivity of Gold for Plasmonics and Nano-Optics Applications*. W: *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)* (2011)
- [131] P. B. Johnson, R. W. Christy. *Optical constants of the noble metal*. Phys. Rev. B, **6** (1972): 4370
- [132] B. Ung, Y. Sheng. *Interference of surface waves in a metallic nanoslit*. Opt. Expr., **15** (2007): 1182. Program LD, MatLab
- [133] C. Meierbachtol. Program eps_BB, MatLab (2009). Na podstawie modelu Brendela-Bormanna z A. D. Rakic et. al. Appl. Opt., **37** (1998): 5271
- [134] D. W. Lynch, W. R. Hunter. *Handbook of Optical Constants of Solids*. Academic, New York (1998). E. D. Palik, ed.

- [135] A. Derkachova, K. Kolwas. *Size dependence of multipolar plasmon resonance frequencies and damping rates in simple metal spherical nanoparticles*. Eur. Phys. J. ST, **144** (2007): 93
- [136] G. Manickam, R. Gandhiraman, R. K. Vijayaraghavan, L. Kerr, C. Doyle, D. E. Williams, S. Daniels. *Protection and functionalisation of silver as an optical sensing platform for highly sensitive SPR based analysis*. Analyst, **137** (2012): 5265
- [137] B. K. Singh, A. C. Hillier. *Surface Plasmon Resonance Enhanced Transmission of Light through Gold-Coated Diffraction Gratings*. Anal. Chem., **80** (2008): 3803
- [138] B. Kaplan, H. Guner, O. Senlik, K. Gurel, M. Bayindir, A. Dana. *Tuning Optical Discs for Plasmonic Applications*. Plasmonics, **4** (2009): 237
- [139] K. P. Chiu, W. C. Lin, Y. H. Fu, D. P. Tsai. *Calculation of Surface Plasmon Effect on Optical Discs*. Jpn. J. Appl. Phys., **43** (2004): 4730
- [140] X. Dou, B. M. Phillips, P.-Y. Chung, P. Jiang. *High surface plasmon resonance sensitivity enabled by optical disks*. Opt. Lett., **37** (2012): 3681
- [141] X. Dou, P.-Y. Chung, P. Jiang, J. Dai. *Surface plasmon resonance and surface-enhanced Raman scattering sensing enabled by digital versatile discs*. Appl. Phys. Lett., **100** (2012): 041116
- [142] W. Hänsel, P. Hommelhoff, T. W. Hänsch, J. Reichel. *Bose-Einstein condensation on a microelectronic chip*. Nature (London), **413** (2001): 498
- [143] H. Ott, J. Fortágh, G. Schlotterbeck, A. Grossmann, C. Zimmermann. *Bose-Einstein condensation in a surface microtrap*. Phys. Rev. Lett., **87** (2001): 230401
- [144] C. J. Vale, B. Upcroft, M. J. Davis, N. R. Heckenberg, H. Rubinsztein-Dunlop. *Foil-based atom chip for Bose-Einstein condensates*. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **37** (2004): 2959
- [145] D. M. Farkas, K. M. Hudek, E. A. Salim, S. R. Segal, M. B. Squires, D. Z. Anderson. *A compact, transportable, microchip-based system for high repetition rate production of Bose-Einstein condensates*. Appl. Phys. Lett., **96** (2010): 093102
- [146] M. Horikoshi. *Condensate interferometer on an atom chip*. Rozprawa doktorska, University of Electro-Communications (2007)

- [147] S. Du. *Atom-chip Bose-Einstein condensation in a portable vacuum cell*. Rozprawa doktorska, University of Colorado (2005)
- [148] E. A. Salim. *Ultracold matter systems and atomtronics instrumentation*. Rozprawa doktorska, University of Colorado (2011)
- [149] M. P. A. Jones. *Bose-Einstein Condensation on an Atom Chip*. Rozprawa doktorska, University of Sussex (2002)
- [150] R. Salem, Y. Japha, J. Chabé, B. Hadad, M. Keil, K. A. Milton, R. Folman. *Nanowire atomchip traps for sub-micron atom-surface distances*. New J. Phys., **12** (2010): 023039
- [151] V. Dikovsky, V. Sokolovsky, B. Z. nad C. Henkel, R. Folman. *Superconducting atom chips: advantages and challenges*. Eur. Phys. J. D, **51** (2009): 247
- [152] C. Roux, A. Emmert, A. Lupascu, T. Nirrengarten, G. Nogues, M. Brune, J.-M. Raimond, S. Haroche. *Bose-Einstein condensation on a superconducting atom chip*. Europhys. Lett., **81** (2008): 56004
- [153] J. Fortágh, C. Zimmermann. *Magnetic microtraps for ultracold atoms*. Rev. Mod. Phys., **79** (2007): 235
- [154] W. Gawlik, W. Jastrzebski, A. Noga, J. Zachorowski, M. Zawada. *Pierwszy polski kondensat Bosego-Einsteina*. Postępy Fizyki, **58** (2007): 156
- [155] M. Witkowski. *Doświadczalne badania kondensatu Bosego-Einsteina atomów ^{87}Rb* . Rozprawa doktorska, Uniwersytet Jagielloński (2010)
- [156] M. B. Squires. *High repetition rate Bose-Einstein condensate production in a compact, transportable vacuum system*. Rozprawa doktorska, University of Colorado (2008)
- [157] W. Wing. *On neutral particle trapping in quasistatic electromagnetic fields*. Prog. Quant. Electr., **8** (1984): 181
- [158] Y. V. Gott, M. S. Ioffe, V. G. Telkovskii. *Some new results on confinement in magnetic traps*. Nucl. Fusion Supplement, **3** (1962): 1045. Suppl.
- [159] D. E. Pritchard. *Cooling Neutral Atoms in a Magnetic Trap for Precision Spectroscopy*. Phys. Rev. Lett., **51** (1983): 1336

- [160] V. S. Bagnato, G. P. Lafyatis, A. G. Martin, E. L. Raab, R. N. Ahmad-Bitar, D. E. Pritchard. *Continuous Stopping and Trapping of Neutral Atoms*. Phys. Rev. Lett., **58** (1987): 2194
- [161] J. Reichel. *Microchip traps and Bose-Einstein condensation*. Appl. Phys. B, **75** (2002): 469
- [162] A. Arnold. *Preparation and Manipulation of an ^{87}Rb Bose-Einstein Condensate*. Rozprawa doktorska, University of Sussex (1999)
- [163] T. Weber. *Bose-Einstein Condensation of Optically Trapped Cesium*. Rozprawa doktorska, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck (2003)
- [164] J. Nes. *Cold Atoms and Bose-Einstein Condensates in Optical Dipole Potentials*. Rozprawa doktorska, Technischen Universität Darmstadt (2008)
- [165] H. F. Hess. *Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spinpolarized hydrogen*. Phys. Rev. B, **34** (1986): 3476
- [166] N. Masuhara, J. M. Doyle, J. C. Sandberg, D. Kleppner, T. J. Greytak, H. F. Hess, G. P. Kochanski. *Evaporative Cooling of Spin-Polarized Atomic Hydrogen*. Phys. Rev. Lett., **61** (1988): 935
- [167] C. S. Adams, N. D. H. J. Lee, M. Kasevich, S. Chu. *Evaporative Cooling in a Crossed Dipole Trap*. Phys. Rev. Lett., **74** (1995): 3577
- [168] D. E. Pritchard, K. Helmerson, A. G. Martin. *Atom Traps*. W: *Proceedings of the 11th International Conference in Atomic Physics (1988)* (1989), str. 179
- [169] T. W. Hijmans, O. J. Luiten, I. D. Stija, J. T. M. Walraven. *Optical cooling of atomic hydrogen in a magnetic trap*. J. Opt. Soc. Am. B, **6** (1989): 2235
- [170] V. V. Ivanov. *Cold atoms: modified radiative properties and evaporative cooling from optical traps*. Rozprawa doktorska, Universiteit van Amsterdam (2007)
- [171] S. Händel. *Experiments on ultracold quantum gases of ^{85}Rb and ^{87}Rb* . Rozprawa doktorska, Durham University (2011)
- [172] K. Davis, M.-O. Mewes, W. Ketterle. *An analytical model for evaporative cooling of atoms*. Appl. Phys. B, **60** (1995): 155

- [173] R. Bourouis. *Optical Realization of Bose-Einstein Condensation in a Single CO₂ Laser Beam*. Rozprawa doktorska, Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg im Breisgau (2007)
- [174] J.-F. Clement, J.-P. Brantut, M. R. de Saint Vincent, R. Nyman, A. Aspect, T. Bourdel, P. Bouyer. *All-optical runaway evaporation to Bose-Einstein condensation*. Phys. Rev. A, **79** (2009): 061406(R)
- [175] K. Sacha. *Kondensat Bosego-Einsteina*. Instytut Fizyki im. M. Smoluchowskiego Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie (2004)
- [176] A. Gajos. *Kompaktowe pułapki magnetoptyczne – w stronę kondensatu Bosego-Einsteina*. Zakład Optyki Atomowej UJ (2011). Praca licencjacka
- [177] K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, M. Weidemüller, J. T. M. Walraven. *Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms*. Phys. Rev. A, **58** (1998): 3891
- [178] T. Kawalec, D. Bartoszek-Bober. *Two laser interference visible to the naked eye*. Eur. J. Phys., **33** (2012): 85
- [179] T. Kawalec, D. Bartoszek-Bober. *Construction and performance of an optical phase and frequency lock of diode lasers*. w przygotowaniu, (2013)
- [180] D. Bartoszek. *Absorpcyjne obrazowanie zimnych atomów*. Praca magisterska, Zakład Optyki Atomowej UJ (2008)
- [181] W. Ketterle, D. S. Durfee, D. M. Stamper-Kurn. *Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates*. W: *Proceedings of the International School of Physics “Enrico Fermi,” Course CXL*, (pod redakcją M. Inguscio, S. Stringari, C. E. Wieman) (1999), str. 67
- [182] J. E. Lye, C. S. Fletcher, U. Kallmann, H.-A. Bachor, J. D. Close. *Images of evaporative cooling to Bose-Einstein condensation*. J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt., **4** (2002): 57