



W stronę plazmonowego lustra dla atomów

Kaja Cegiełka

Praca licencjacka

wykonana pod kierunkiem dra Tomasza Kawalca

Zakład Optyki Atomowej
Instytut Fizyki im. Mariana Smoluchowskiego
Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej
Uniwersytet Jagielloński w Krakowie

Kraków 2013

Abstrakt

W lustrze plazmonowym źródłem potencjału odpychającego atomy są polarytony plazmonów powierzchniowych. Lustro plazmonowe pozwoli na pułapkowanie i manipulowanie ruchem atomów przy powierzchniach metalicznych. W pracy zamieszczono opis teoretyczny polarytonów plazmonów powierzchniowych oraz omówiono niektóre metody optycznego wzbudzenia ze szczególnym uwzględnieniem rezonansu plazmonowego na pryzmacie w konfiguracji Kretschmanna. Ponadto zaobserwowano optyczne wzbudzenie polarytonów plazmonów powierzchniowych na metalicznych siatkach dyfrakcyjnych, które zostaną wykorzystane do konstrukcji plazmonowego lustra dla atomów rubidu.

Słowa kluczowe: polarytony plazmonów powierzchniowych, lustro dipolowe, zimne atomy

Abstract

Surface plasmon polaritons (SPP) are electromagnetic waves propagating on the conductor/insulator interface. In a plasmon mirror SPPs generate a strong repelling potential for cold atoms. This effect can be applied to the trapping and manipulation of atoms close to the metallic surfaces. The first section of this thesis covers derivation of surface plasmon polaritons from Maxwell equations. Techniques for optical excitation are reviewed, with particular emphasis on the prism coupling. In the latter section the experimental setup is described. Optical excitation of surface plasmon polaritons on the metallic gratings was observed confirming their applicability for the planned experiment with plasmon mirror for rubidium atoms.

Keywords: surface plasmon polaritons, dipole mirror, cold atoms

Spis treści

1	Wstęp	3
2	Polarytony plazmonów powierzchniowych	4
2.1	Powierzchniowe fale elektromagnetyczne	4
2.1.1	Relacja dyspersji	8
2.2	Metody wzbudzania SPP	10
2.2.1	Pryzmat	11
2.2.2	Siatka dyfrakcyjna	13
2.3	Plazmonowe lustro dla atomów	14
3	Rezonans plazmonowy w konfiguracji Kretschmanna	15
3.1	Grubość warstwy złota	16
3.2	Współczynnik załamania złota	18
3.3	Długość fali	19
4	Część doświadczalna	20
4.1	Wzbudzanie SPP na pryzmacie	20
4.2	Wzbudzanie SPP na siatkach dyfrakcyjnych	21
4.2.1	Siatka odbiciowa	22
4.2.2	Siatki odbiciowe na płytkach krzemowych	24
4.2.3	Siatka transmisyjna	26
5	Podsumowanie	28
	Bibliografia	29

1 Wstęp

W Laboratorium Zimnych Atomów przy Powierzchni prowadzone są badania dotyczące wykorzystania plazmonów powierzchniowych do manipulowania ruchem atomów przy powierzchniach metalicznych.

Niniejsza praca stanowi kontynuację [1]. Celem było zbadanie pewnych struktur metalicznych pod kątem możliwości wzbudzenia na nich plazmonów powierzchniowych, z perspektywą wykorzystania ich jako lustra plazmonowego dla atomów rubidu.

W części teoretycznej niniejszej pracy zamieszczono opis polarytonów plazmonów powierzchniowych jako powierzchniowych fal elektromagnetycznych będących rozwiązaniami równań Maxwella. Następnie omówiono niektóre metody optycznego wzbudzania plazmonów oraz zaprezentowano wyniki obliczeń dotyczących rezonansu plazmonowego na pryzmacie w konfiguracji Kretschmanna. W części doświadczalnej przedstawiono opis oraz wyniki wykonanych pomiarów. Zaobserwowano optyczne wzbudzenie polarytonów plazmonów powierzchniowych na pryzmacie w konfiguracji Kretschmanna oraz na różnych metalicznych siatkach dyfrakcyjnych.

2 Polarytony plazmonów powierzchniowych

Plazmon to nazwa kwazicząstki – kwantu oscylacji plazmy. W przypadku metali przez plazmony rozumiemy wzbudzenia elementarne gazu elektronowego. Wyróżniamy plazmony objętościowe i powierzchniowe.

Plazmony silnie oddziałują ze światłem. Sprzężenie plazmonu z fotonem nazywamy *polarytonem* plazmonu.

Polarytony plazmonów powierzchniowych (*Surface Plasmon Polaritons*, w literaturze często używa się skrótu SPP) można opisać przy pomocy elektrodynamiki klasycznej, bez odwoływania się do formalizmu mechaniki kwantowej [2], jako *fale elektromagnetyczne* propagujące się wzdłuż granicy między ośrodkiem metalicznym i dielektrycznym, których amplituda spada eksponencjalnie z odległością od powierzchni [3].

Plazmony powierzchniowe (*Surface Plasmons*, SP) to specyficzny rodzaj SPP które się nie propagują – są zlokalizowane. Można je rozpatrywać jako fale *elektrostatyczne*.

Zjawisko SPP znalazło liczne zastosowania, których przegląd można znaleźć w [2].

2.1 Powierzchniowe fale elektromagnetyczne

Pole elektromagnetyczne opisujące SPP na granicy ośrodków można otrzymać rozwiązując równania Maxwella w obu tych ośrodkach i uwzględniając warunki brzegowe.

Pole elektromagnetyczne opisuje się przy pomocy wektorów $\mathbf{E}$ (natężenie pola elektrycznego), $\mathbf{B}$ (indukcja pola magnetycznego), $\mathbf{D}$ (przesunięcie dielektryczne) oraz $\mathbf{H}$ (natężenie pola magnetycznego). Zachodzą między nimi relacje (prawdziwe w ośrodkach izotropowych, liniowych i niemagnetycznych):

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E} , \quad (1)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} , \quad (2)$$

gdzie ε i μ to odpowiednio przenikalność elektryczna i magnetyczna ośrodka, które wygodnie zapisać jako iloczyn przenikalności w próżni ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ J} \cdot \text{m}^{-1} \text{A}^{-2}$, $\varepsilon_0 = c^{-2} \mu_0^{-1}$) i przenikalności względnej (ε_r i μ_r). Dla ośrodków nieizotropowych wielkości ε i μ są tensorami. Dla ośrodków z dyspersją ε zależy od częstotliwości pola i może być wielkością zespoloną.

Równania Maxwella opisują zależność pola elektromagnetycznego od gęstości zewnętrznych ładunków ρ i prądów $\mathbf{j}$. Zapisane w układzie SI mają postać:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \varrho , \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 , \quad (4)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} + \partial_t \mathbf{B} = 0 , \quad (5)$$

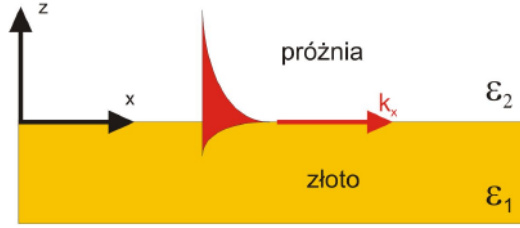
$$\nabla \times \mathbf{H} - \partial_t \mathbf{D} = \mathbf{j} . \quad (6)$$

Gęstość prądu elektrycznego jest proporcjonalna do natężenia pola elektrycznego:

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} , \quad (7)$$

gdzie σ to przewodnictwo właściwe (konduktywność).

Równania Maxwella są równaniami różniczkowymi, więc aby je rozwiązać potrzebne są warunki brzegowe. Rozważmy granicę metal/dielektryk jak na rys. 1.



Rysunek 1: Warunki brzegowe dla rozważanej granicy metal/dielektryk (źródło: [1])

Półprzestrzeń $z > 0$ wypełnia dielektryk o dodatniej, rzeczywistej przenikalności elektrycznej, $\varepsilon_2 > 0$. Półprzestrzeń $z < 0$ jest wypełniona metalem dla którego $\varepsilon_1(\omega) = \varepsilon_1'(\omega) + i\varepsilon_1''(\omega)$, $\varepsilon_1' = \Re(\varepsilon_1) < 0$. Warunki brzegowe mają następującą postać:

- ciągłość składowej równoległej $\mathbf{E}$:

$$\hat{\mathbf{n}}_{12} \times (\mathbf{E}^{(2)} - \mathbf{E}^{(1)}) = 0 ,$$

- ciągłość składowej prostopadłej $\mathbf{B}$:

$$\hat{\mathbf{n}}_{12} \cdot (\mathbf{B}^{(2)} - \mathbf{B}^{(1)}) = 0 ,$$

- zmiana składowej prostopadłej $\mathbf{D}$ jest równa gęstości powierzchniowej ładunku:

$$\hat{\mathbf{n}}_{12} \cdot (\mathbf{D}^{(2)} - \mathbf{D}^{(1)}) = \varrho ,$$

- zmiana składowej równoległej $\mathbf{H}$ jest równa gęstości powierzchniowej prądu:

$$\hat{\mathbf{n}}_{12} \times (\mathbf{H}^{(2)} - \mathbf{H}^{(1)}) = \mathbf{j} .$$

Szukamy rozwiązań harmonicznie zależnych od czasu:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r})e^{-i\omega t} ,$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}_0(\mathbf{r})e^{-i\omega t} .$$

Niech fale propagują się w kierunku x (oznaczenia jak na rys. 1):

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0(z)e^{ikx-i\omega t} ,$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}_0(z)e^{ikx-i\omega t} ,$$

gdzie k to składowa zespolonego wektora falowego w kierunku propagacji (w literaturze nazywana też stałą propagacji β).

Podstawiając powyższą postać pól do równań (5) i (6) (zakładamy $\mathbf{j} = 0$ i $\mu_r = 1$, zapisując ε_r pomijamy indeks) otrzymujemy sześć równań na składowe $\mathbf{E}_0$ i $\mathbf{H}_0$:

$$-\partial_z E_{0y} = i\omega\mu_0 H_{0x} , \quad (8)$$

$$\partial_z E_{0x} - ikE_{0z} = i\omega\mu_0 H_{0y} , \quad (9)$$

$$kE_{0y} = \omega\mu_0 H_{0x} , \quad (10)$$

$$-\partial_z H_{0y} = -i\omega\varepsilon_0\varepsilon E_{0x} , \quad (11)$$

$$\partial_z H_{0x} - ikH_{0z} = -i\omega\varepsilon_0\varepsilon E_{0y} , \quad (12)$$

$$kH_{0y} = \omega\varepsilon_0\varepsilon E_{0x} . \quad (13)$$

Składowe x -owe i z -owe można wyrazić przez y -kowe:

$$E_{0x} = -\frac{i}{\omega\varepsilon_0\varepsilon}\partial_z H_{0y} , \quad (14)$$

$$E_{0z} = -\frac{k}{\omega\varepsilon_0\varepsilon}H_{0y} , \quad (15)$$

$$H_{0x} = \frac{i}{\omega\mu_0}\partial_z E_{0y} , \quad (16)$$

$$H_{0z} = \frac{k}{\omega\mu_0}E_{0y} . \quad (17)$$

Wstawiając (14) i (15) do (9) oraz (16) i (17) do (12) otrzymujemy tzw. równania Helmholtza:

$$[\partial_z^2 + k_0^2\varepsilon - k^2] H_{0y} = 0 , \quad (18)$$

$$[\partial_z^2 + k_0^2\varepsilon - k^2] E_{0y} = 0 , \quad (19)$$

gdzie $k_0 = \omega/c$.

Rozwiązania powyższych równań separują się na dwa osobne przypadki:

- mody TM (*Transverse Magnetic*, poprzeczne magnetyczne, nazywane też p), dla których niezerowe są tylko składowe H_y , E_x i E_z ,
- mody TE (*Transverse Electric*, poprzeczne elektryczne, inaczej s), dla których niezerowe są składowe E_y , H_x i H_z .

Rozwiązanie TE ma postać

- dla $z > 0$ (w dielektryku):

$$E_{0y}(z) = C_2 e^{ikx} e^{-k_2 z} ,$$

$$H_{0x}(z) = -iC_2 \frac{1}{\omega\mu_0} k_2 e^{ikx} e^{-k_2 z} ,$$

$$H_{0z}(z) = C_2 \frac{k}{\omega\mu_0} e^{ikx} e^{-k_2 z} ,$$

gdzie k_2 to składowa wektora falowego w kierunku z .

- Dla $z < 0$ (w metalu):

$$E_{0y}(z) = C_1 e^{ikx} e^{k_1 z} ,$$

$$H_{0x}(z) = iC_1 \frac{1}{\omega\mu_0} k_1 e^{ikx} e^{k_1 z} ,$$

$$H_{0z}(z) = C_1 \frac{k}{\omega\mu_0} e^{ikx} e^{k_1 z} ,$$

gdzie k_1 to składowa wektora falowego w kierunku z .

Interesują nas fale powierzchniowe, czyli zanikające eksponencjalnie z odległością od powierzchni. Warunek ten jest spełniony tylko dla $\Re(k_2) > 0$ oraz $\Re(k_1) > 0$. Z warunków brzegowych wynika, że $C_1 = C_2$ (z ciągłości E_y) oraz $C_1 k_1 = -C_2 k_2$ (z ciągłości H_x), czyli $C_1(k_1 + k_2) = 0$. Powyższe warunki są spełnione łącznie tylko dla $C_1 = C_2 = 0$. Stąd wniosek, że *polarytony plazmonów powierzchniowych nie istnieją dla polaryzacji TE*.

Rozwiązania TM mają postać analogiczną do TE:

- dla $z > 0$:

$$H_{0y}(z) = A_2 e^{ikx} e^{-k_2 z} , \tag{20}$$

$$E_{0x}(z) = iA_2 \frac{1}{\omega\epsilon_0\epsilon_2} e^{ikx} e^{-k_2 z} , \tag{21}$$

$$E_{0z}(z) = -A_2 \frac{k_2}{\omega\epsilon_0\epsilon_2} e^{ikx} e^{-k_2 z} , \tag{22}$$

- dla $z < 0$:

$$H_{0y}(z) = A_1 e^{ikx} e^{k_1 z}, \quad (23)$$

$$E_{0x}(z) = -iA_1 \frac{1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} e^{ikx} e^{k_1 z}, \quad (24)$$

$$E_{0z}(z) = -A_1 \frac{k_1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} e^{ikx} e^{k_1 z}, \quad (25)$$

Rozwiązania te opisują fale powierzchniowe jeśli $\Re(k_2) > 0$ i $\Re(k_1) > 0$. W tym przypadku warunki brzegowe narzucają $A_1 = A_2$ (ciągłość H_y), oraz z ciągłości E_x

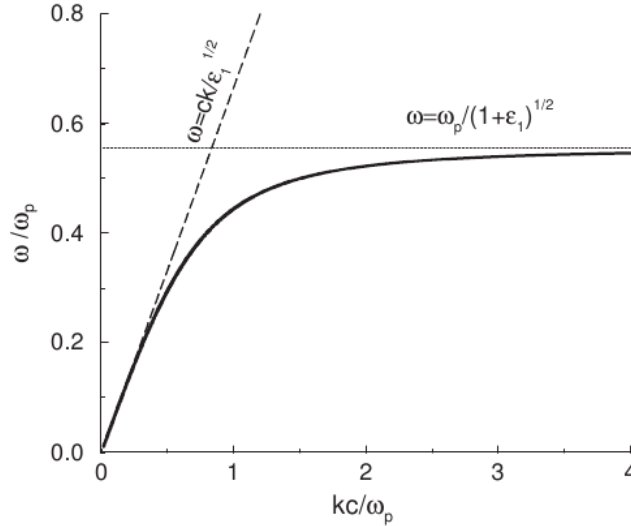
$$k_2/\varepsilon_2 = -k_1/\varepsilon_1. \quad (26)$$

Widać, że jeśli $\varepsilon_2 > 0$ (dielektryk), to $\Re(\varepsilon_1) < 0$, czyli *powierzchniowe fale elektromagnetyczne mogą istnieć tylko na granicy izolatora i przewodnika*.

2.1.1 Relacja dyspersji

Z równania Helmholtza (18) oraz warunków brzegowych wynika postać *relacji dyspersji* dla polarytonów plazmonów powierzchniowych. Podstawiając relacje $(k_1)^2 = k^2 - (k_0)^2 \varepsilon_1$ i $(k_2)^2 = k^2 - (k_0)^2 \varepsilon_2$ do (26) otrzymujemy:

$$k = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}. \quad (27)$$



Rysunek 2: Relacja dyspersji dla SPP w przybliżeniu swobodnego gazu elektronowego (ω_p to częstość plazmowa). Linia przerywana odpowiada rozchodzeniu się światła w ośrodku dielektrycznym. Źródło: [3]

Dla metali $\varepsilon(\omega)$ można przybliżyć przez odpowiednią funkcję dla swobodnego gazu elektronowego (przybliżenie idealnego przewodnika) [3]:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad (28)$$

gdzie $\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\varepsilon_0 m_e}}$ to tzw. częstość plazmowa, zależna od gęstości elektronów swobodnych n , ładunku elektronu e i masy elektronu m_e .

Relację dyspersji dla przybliżenia swobodnego gazu elektronowego przedstawiono na rys. 2. Dla dużych wektorów falowych częstość SPP zmierza do

$$\omega_{sp} = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \varepsilon_2}}. \quad (29)$$

Wielkość ta jest nazywana częstością charakterystyczną SPP.

Dla przewodników rzeczywistych przenikalność dielektryczna jest zespolona. Wtedy stała propagacji także jest zespolona:

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1'(\omega)\varepsilon_2(\omega) + i\varepsilon_1''(\omega)\varepsilon_2(\omega)}{\varepsilon_1'(\omega) + i\varepsilon_1''(\omega) + \varepsilon_2(\omega)}} = k' + ik''. \quad (30)$$

Stąd

$$k' = \Re(k) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1'\varepsilon_2}{\varepsilon_1' + \varepsilon_2}}, \quad (31)$$

$$k'' = \Im(k) = \frac{\omega}{c} \left[\frac{\varepsilon_1'\varepsilon_2}{\varepsilon_1' + \varepsilon_2} \right]^{3/2} \frac{\varepsilon_1''}{2|\varepsilon_1'|^2}. \quad (32)$$

Część urojona przenikalności dielektrycznej metalu opisuje dyssypację energii. Polarytony plazmonów powierzchniowych propagując się tracą energię, co ogranicza zakres ich propagacji. Definiuje się drogę propagacji SPP:

$$L = \frac{1}{2\Im(k)}, \quad (33)$$

a także długość fali SPP:

$$\lambda_{spp} = \frac{2\pi}{\Re(k)}. \quad (34)$$

2.2 Metody wzbudzania SPP

Jak pokazano w poprzednim rozdziale, polarytony plazmonów powierzchniowych to powierzchniowe fale elektromagnetyczne. Powstaje więc pytanie, jak uzyskać takie fale w warunkach doświadczalnych.

Istnieje wiele metod wzbudzania SPP, np. przy pomocy strumienia naładowanych cząstek, jednak najczęściej stosowane i najłatwiejsze w realizacji są metody optyczne [4].

Aby optycznie wzbudzić SPP wiązka światła padającego na płaszczyznę graniczną musi spełnić następujące warunki [3]:

- polaryzacja w kierunku TM,
- częstotliwość światła musi być równa częstotliwości SPP:
- składowa wektora falowego światła równoległa do płaszczyzny granicznej musi być równa stałej propagacji SPP (oznaczymy ją β dla odróżnienia od wektora falowego światła):

$$k_x = \beta . \quad (35)$$

Stała propagacji powierzchniowych fal elektromagnetycznych β ma większą wartość niż wektor falowy w dielektryku k , co widać na rys. 2, gdzie krzywa dyspersji SPP leży na prawo od prostej dla światła w dielektryku i nie przecina jej w żadnym punkcie. Dla wiązki światła padającej pod kątem θ na płaszczyznę graniczną dielektryk/metal rzut wektora falowego na kierunek propagacji SPP wynosi

$$k_x = k \sin \theta < \beta .$$

Wynika stąd, że wzbudzenie polarytonów plazmonów powierzchniowych bezpośrednio przy pomocy wiązki światła padającej z dielektryka na powierzchnię metaliczną nie jest możliwe.

Mimo to istnieją metody optycznego wzbudzania SPP w innych układach, takich jak cienka warstwa przewodnika umieszczona między dielektrykami o różnych wartościach przenikalności elektrycznej.

Inną możliwością uzyskania SPP jest wykorzystanie zjawiska dyfrakcji.

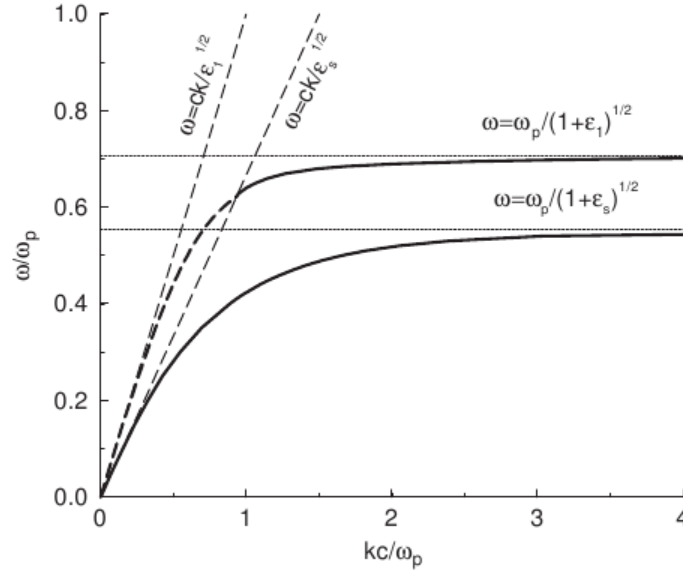
2.2.1 Pryzmat

Rozważmy cienką warstwę metalu umieszczoną pomiędzy dielektrykami o stałych odpowiednio ε_1 i ε_2 , gdzie $\varepsilon_1 < \varepsilon_2$. Wiązka światła pada od strony ośrodka o większej przenikalności i jej rzut na płaszczyznę graniczną wynosi

$$k_x = k\sqrt{\varepsilon_2} \sin \theta < \beta_2, \quad (36)$$

gdzie β_2 to stała propagacji SPP na granicy metal/dielektryk 2. Oznacza to, że na tej granicy nie zachodzi wzbudzenie SPP.

Jednak na granicy metal/dielektryk 1 wektor falowy SPP będzie miał inną wartość $\beta_1 < \beta_2$ i może zajść $k_x > \beta_1$ co wystarcza do wzbudzenia SPP na granicy metal/dielektryk 1 (rys. 3).

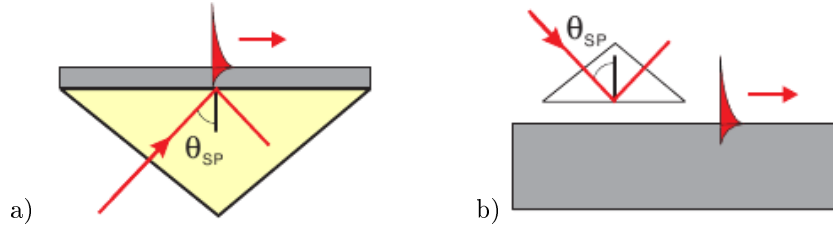


Rysunek 3: Relacje dyspersji SPP na granicach między metalem i dwoma dielektrykami o różnych wartościach przenikalności elektrycznej. Źródło: [3]

SPP wzbudzone w opisany sposób tracą energię nie tylko poprzez absorpcję w metalu, ale również przez promieniowanie (tzw. *leakage radiation*) do dielektryka o większej przenikalności elektrycznej. Promieniowanie to interferuje destruktywnie z wiązką odbitą, co powoduje jej wygaszenie.

Realizacją doświadczalną takiego układu może być pryzmat z napyłoną cienką warstwą metalu, zwykle złota lub srebra (tzw. konfiguracja Kretschmanna, rys. 4a). Złoto stosuje się ze względu na możliwość wzbudzenia plazmonów promieniowaniem z zakresu światła widzialnego. Rolę dielektryka o większej przenikalności elektrycznej pełni szkło, natomiast SPP powstają na granicy złoto/powietrze.

Inną realizacją doświadczalną z użyciem pryzmatu jest tzw. konfiguracja Otto (rys. 4b). W tym przypadku między pryzmatem a metalem znajduje się cienka warstwa powietrza (lub innego dielektryka o przenikalności mniejszej niż ϵ_{prism}). W pryzmacie zachodzi całkowite wewnętrzne odbicie, a SPP zostają wzbudzone na powierzchni metalu dzięki fali zanikającej. Konfiguracja ta jest trudniejsza w realizacji doświadczalnej, ale ma wiele zalet. Warstwa metalu może być grubsza niż w konfiguracji Kretschmanna, a ponadto można modyfikować jej powierzchnię poprzez wprowadzanie odpowiednich substancji. Modyfikacja powierzchni silnie wpływa na wartość stałej propagacji β , a więc także na kąt pod którym obserwowane są SPP. Opisany mechanizm jest podstawą techniki SPR (*Surface Plasmon Resonance*) stosowanej szeroko m.in. w badaniach biosensorów (np. [7]). Ciekawym zastosowaniem SPR jest tzw. iSPR (*imaging Surface Plasmon Resonance*) będący metodą obrazowania powierzchni, szczególnie biopolimerów [8].



Rysunek 4: Wzbudzenie SPP w konfiguracji Kretschmanna (a) i Otto (b). Źródło: [3]

Wzbudzenie SPP obserwuje się jako wygaszenie wiązki odbitej. W okolicy rezonansu współczynnik odbicia można przybliżyć krzywą Lorentza [5]:

$$R = 1 - \frac{4\Gamma\Delta\Gamma}{[k_x - (\beta + \Delta\beta)]^2 + [\Gamma + \Delta\Gamma]^2}, \quad (37)$$

gdzie

- k_x to składowa wektora falowego światła równoległa do płaszczyzny granicznej, zależna od kąta padania światła (36);
- β to stała propagacji SPP na granicy metal/dielektryk (27);
- $\Delta\beta$ to poprawka do stałej propagacji wynikająca ze skończonej grubości warstwy przewodnika, która może być przybliżona jako:

$$\Delta\beta = r \frac{\omega}{c} \frac{2}{1 + \epsilon'_{Au}} \left[\frac{\epsilon'_{Au}}{\epsilon'_{Au} - 1} \right]^{3/2} e^{-2|\beta|d}, \quad (38)$$

gdzie r jest współczynnikiem danym równaniami Fresnela [9]:

$$r = \frac{k_{z\ pr}/\epsilon_{pr} - k_{z\ Au}/\epsilon_{Au}}{k_{z\ pr}/\epsilon_{pr} + k_{z\ Au}/\epsilon_{Au}}; \quad (39)$$

- $\Gamma = \Im(\beta)$ to część urojona stałej propagacji SPP, opisująca absorpcję w metalu;
- $\Delta\Gamma = \Im(\Delta\beta)$ część urojona poprawki do stałej propagacji, opisująca tzw. tłumienie radiacyjne (wspomniane wyżej *leakage radiation*).

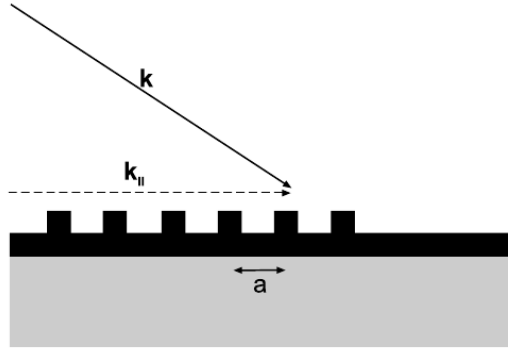
R osiąga minimum (rezonans jest najgłębszy) kiedy spełniony jest warunek

$$\Gamma = \Delta\Gamma . \quad (40)$$

W rozdziale 3 zaprezentowano wyniki obliczeń współczynnika odbicia dla różnych parametrów układu.

2.2.2 Siatka dyfrakcyjna

Innym sposobem zapewnienia równości wektorów falowych (35) jest wykorzystanie zjawiska dyfrakcji.



Rysunek 5: Siatka dyfrakcyjna (źródło: [1])

Dla metalicznej siatki dyfrakcyjnej o stałej a warunek rezonansu jest spełniony dla:

$$\beta = k \sin \theta \pm n \frac{2\pi}{a} , \quad n = 1, 2, 3 \dots \quad (41)$$

W realizacji doświadczalnej zwykle złota siatka dyfrakcyjna jest umieszczona na szkle i oświetlana albo od strony powietrza (siatka odbiciowa), albo od strony szkła (siatka transmisyjna). W takiej konfiguracji SPP mogą być wzbudzone zarówno na granicy złoto/szkło jak i złoto/powietrze, dla różnych kątów padania wiązki światła.

Powstawanie i propagacja SPP zależy od parametrów siatki takich jak okres, kształt, głębokość, współczynnik wypełnienia i materiał z którego została wykonana. Dla SPP na metalicznych siatkach dyfrakcyjnych obserwuje się efekty

które nie zachodzą w przypadku wzbudzenia na pryzmacie, na przykład dla głębokich siatek występuje lokalizacja plazmonów w rysach siatki [10].

Dyskusję wzbudzania SPP na dla siatkach dyfrakcyjnych wraz z symulacjami numerycznymi znaleźć można w [1].

2.3 Plazmonowe lustro dla atomów

Lustra optyczne są podstawowym elementem dipolowych pułapek powierzchniowych dla atomów [11].

W typowym dipolowym lustrze optycznym wytwarza się falę zanikającą w wyniku całkowitego wewnętrznego odbicia wiązki światła w pryzmacie (zwykle szklanym lub kwarcowym). Na atomy znajdujące się w polu fali zanikającej działa siła odpychająca. Opis zasady działania optycznych luster atomowych opartych na pryzmacie można znaleźć w [11] oraz [12].

W lustrze plazmonowym atomy oddziałują z polarytonami plazmonów powierzchniowych, które tak samo jak fala zanikająca charakteryzują się amplitudą spadającą eksponencjalnie z odległością od powierzchni. W przypadku plazmonów wzmocnienie pola elektromagnetycznego przy powierzchni jest jeszcze większe niż dla fali zanikającej na pryzmacie dielektrycznym, co umożliwia uzyskanie silnego potencjału odpychającego.

Do realizacji doświadczalnej lustra plazmonowego można wykorzystać pryzmat w konfiguracji Kretschmanna [14].

W Laboratorium Zimnych Atomów przy Powierzchni prowadzone są badania dotyczące wykorzystania metalicznych siatek dyfrakcyjnych do stworzenia lustra plazmonowego dla atomów rubidu. Zaletą siatek dyfrakcyjnych w porównaniu z pryzmatem są niewielkie rozmiary oraz możliwość kontroli parametrów od których zależą warunki wzbudzania SPP.

W celu znalezienia optymalnych warunków dla stworzenia lustra plazmonowego wykonano obliczenia numeryczne, które pozwoliły ustalić parametry siatek dyfrakcyjnych przy których zachodzi największe wzmocnienie pola przy powierzchni [1], [15].

Na podstawie wyników obliczeń zostały wykonane odpowiednie siatki. W części doświadczalnej niniejszej pracy zamieszczono opis pomiarów wykonanych w celu wstępnej charakteryzacji tych siatek przed próbą użycia ich jako lustra plazmonowego dla atomów rubidu.

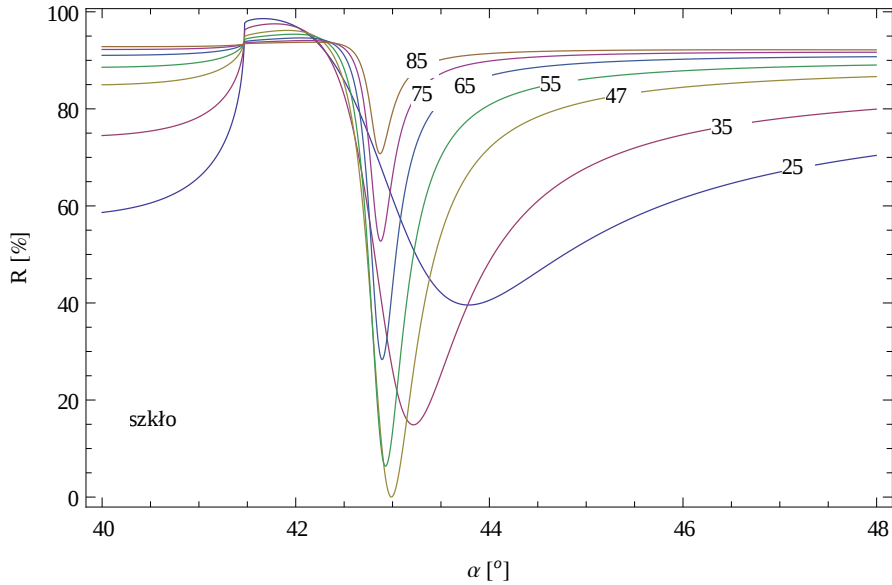
Lusto plazmonowe pozwoli na badanie oddziaływania zimnych atomów z powierzchnią metalu oraz manipulowanie ich ruchem przy powierzchni.

3 Rezonans plazmonowy w konfiguracji Kretschmanna

Wzbudzanie SPP na pryzmacie pokrytym złotem w konfiguracji Kretschmanna można ilościowo opisać równaniem (38). W celu znalezienia optymalnych warunków wzbudzania SPP obliczono współczynnik odbicia dla różnych parametrów układu. Obliczenia wykonano w celu ustalenia najlepszych warunków dla stworzenia lustra plazmonowego dla atomów.

Obliczenia wykonano w wersji demonstracyjnej programu *Igor 3.16*. Na podstawie podanych parametrów (grubość warstwy metalu d , współczynnik załamania pryzmatu n_{prism} , zespolony współczynnik załamania metalu n_M , długość fali λ) skrypt oblicza postać krzywej rezonansowej, tzn. zależność współczynnika odbicia od kąta padania światła na metal (w pryzmacie) – $R(\alpha)$. Interesującymi parametrami są kąt pod którym występuje minimum rezonansu (α_{min}) oraz jego głębokość ($R_{min} = R(\alpha_{min})$).

Przeanalizowano zależność postaci rezonansu dla pryzmatu pokrytego warstwą złota od kilku parametrów: grubości i współczynnika załamania złota, współczynnika załamania pryzmatu oraz długości fali.

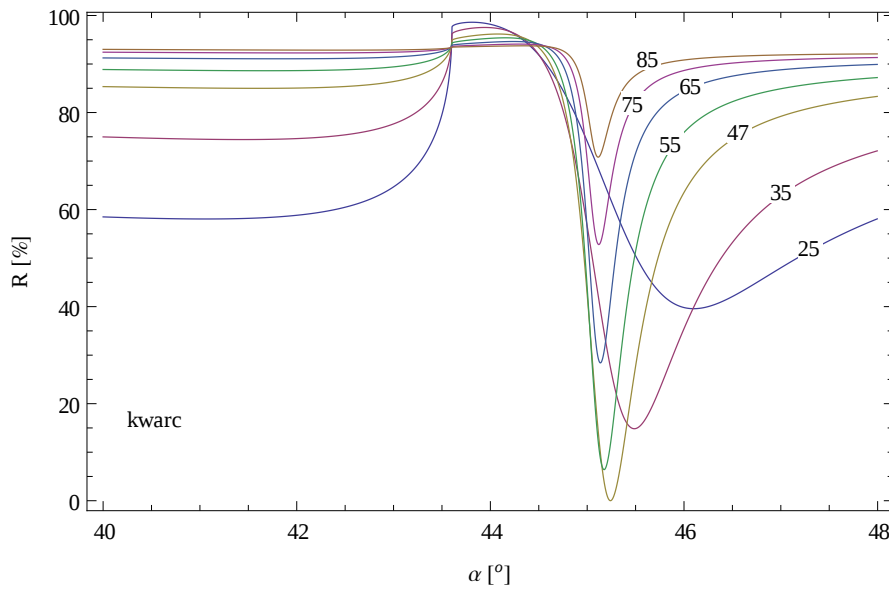


Rysunek 6: Postać rezonansu dla różnych grubości złota (zaznaczone na odpowiednich krzywych, wartość podana w nanometrach) dla pryzmatu szklanego

3.1 Grubość warstwy złota

Współczynnik odbicia zależy od grubości warstwy przewodnika i osiąga minimum kiedy spełniony jest warunek (40).

Dla ustalonej długości fali $\lambda = 780\text{nm}$ oraz ustalonego współczynnika załamania złota $n_{Au} = 0.1903 + i4.3979$ [16] znaleziono $R(\alpha)$ dla kilku różnych grubości warstwy złota. Obliczenia przeprowadzono dla dwóch różnych wartości współczynnika załamania pryzmatu: $n_{sz} = 1.51$ (szkło) oraz $n_k = 1.45$ (kwarc). Wyniki przedstawiono na rys. 6 oraz 7.

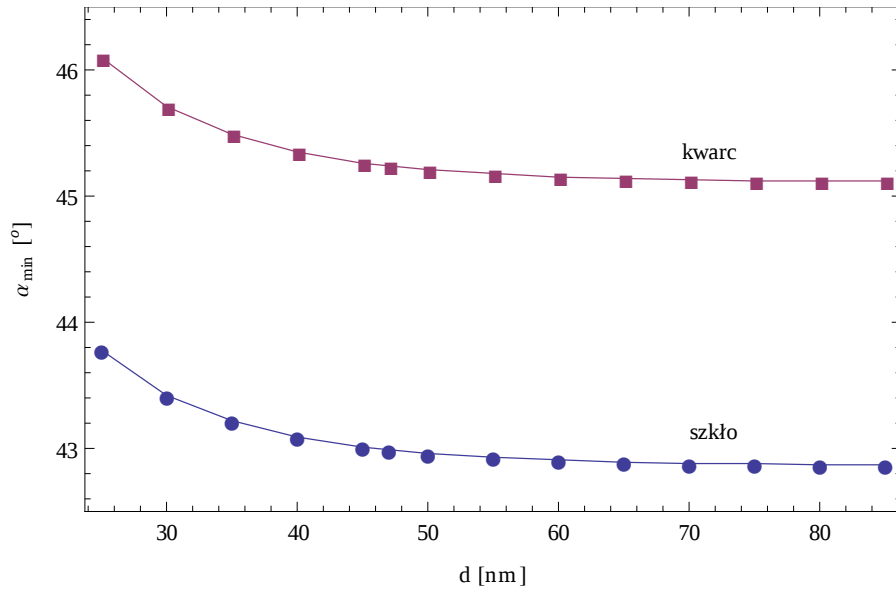


Rysunek 7: Postać rezonansu dla różnych grubości złota dla pryzmatu kwarcowego. Krzywe są podpisane – wartość grubości jest podana w nanometrach

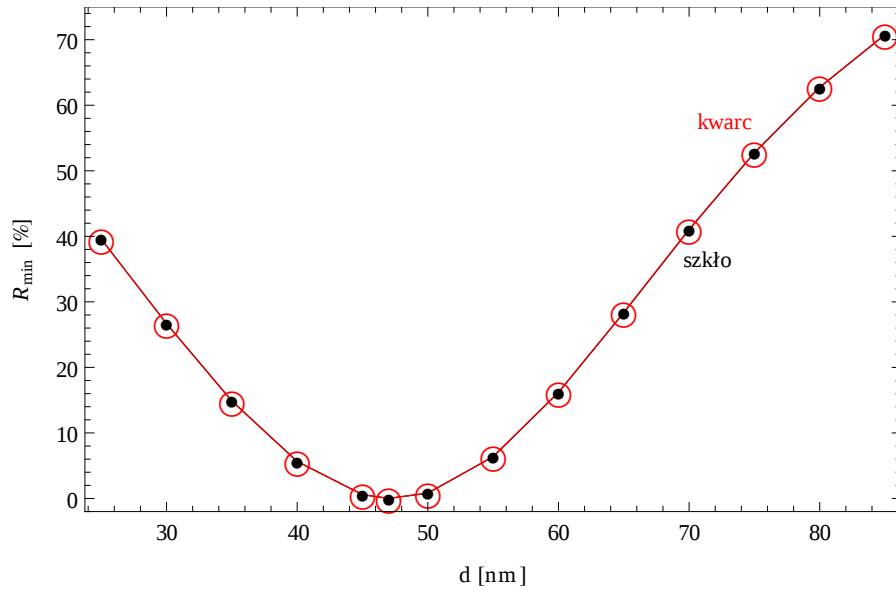
Na rys. 8 przedstawiono zależność położenia minimum rezonansu od grubości warstwy złota, $\alpha_{min}(d)$. Widać, że dla pryzmatu kwarcowego zależność ta ma taką samą postać jak dla szklanego, lecz jest przesunięta w stronę wyższych wartości kąta α . Wartość tego przesunięcia wynosi $2.258(6)^\circ$.

Głębokość rezonansu również zależy od grubości warstwy złota. Na rys. 9 przedstawiono zależność $R_{min}(d)$ dla obu rozważanych pryzmatów. Zarówno dla szkła jak i dla kwarcu najsilniejszy rezonans występuje dla warstwy złota o grubości 47nm.

Podsumowując, zmiana współczynnika załamania materiału z którego wykonany jest pryzmat powoduje przesunięcie rezonansu bez zmiany jego postaci. Zmiana grubości złota powoduje zmianę położenia, głębokości oraz szerokości rezonansu.



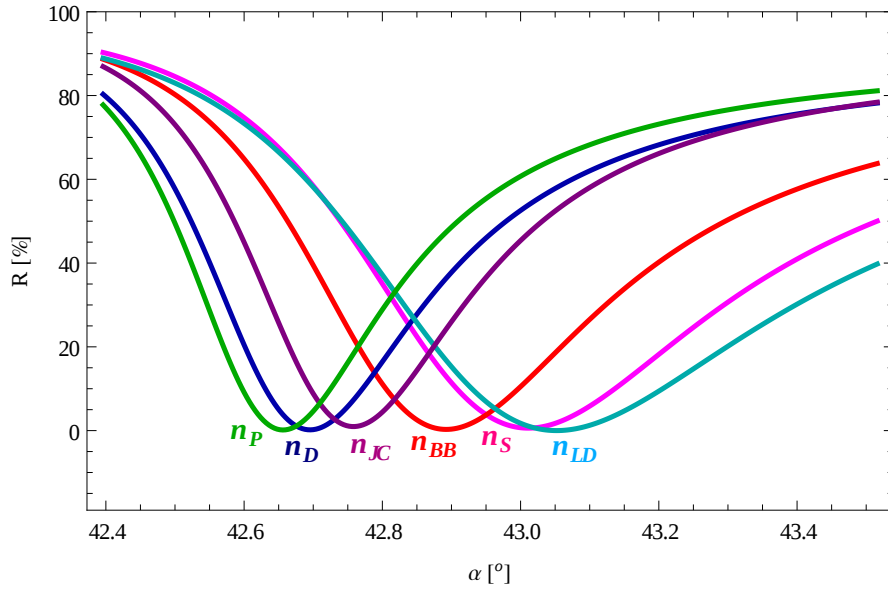
Rysunek 8: Zależność położenia minimum rezonansu od grubości warstwy złota dla pryzmatu szklanego i kwarcowego



Rysunek 9: Zależność wartości współczynnika odbicia w minimum rezonansu od grubości warstwy złota dla pryzmatu szklanego i kwarcowego. Zależności nakładają się

3.2 Współczynnik załamania złota

W literaturze znaleźć można różne wartości zespolonego współczynnika załamania złota. Ponieważ wartości te znacząco różnią się między sobą uznano za celowe oszacować jak wartość tego współczynnika wpływa na obliczenia. W tym celu dla ustalonej długości fali $\lambda = 780\text{nm}$, grubości warstwy złota 45nm oraz współczynnika załamania szkła $n_{sz} = 1.51$ znaleziono postać rezonansu dla różnych wartości współczynnika załamania złota zebranych w [1].



Rysunek 10: Krzywe rezonansowe dla różnych wartości zespolonego współczynnika załamania

oznaczenie	$\Re(n)$	$\Im(n)$	źródło
n_S	0.1903	4.3979	Sambles [16]
n_P	0.1754	4.9123	Palik [17], [18]
n_{JC}	0.1477	4.7418	Johnson&Christy [17], [19]
n_D	0.0842	4.8484	Drude [1]
n_{DL}	0.2319	4.3547	Lorentz-Drude [1]
n_{BB}	0.1821	4.5488	Brendel-Bormann [1]

Współczynniki n_D , n_{DL} oraz n_{BB} zostały otrzymane na podstawie modeli teoretycznych, odpowiednio Drudego, Lorentza-Drudego i Brendela-Bormanna. Pozostałe wartości były uzyskane doświadczalnie.

3.3 Długość fali

Dla ustalonej grubości warstwy złota 45nm, współczynnika załamania pryzmatu szklanego $n_{sz} = 1.51$ oraz współczynnika załamania złota $n_{Au} = 0.1903 + i4.3979$ (Sambles) znaleziono postać rezonansu $R(\alpha)$ dla kilku długości fali padającego światła. Celem było oszacowanie wpływu odstrojenia lasera na występowanie SPP, zwłaszcza że w doświadczeniu używano lasera bez stabilizacji długości fali.

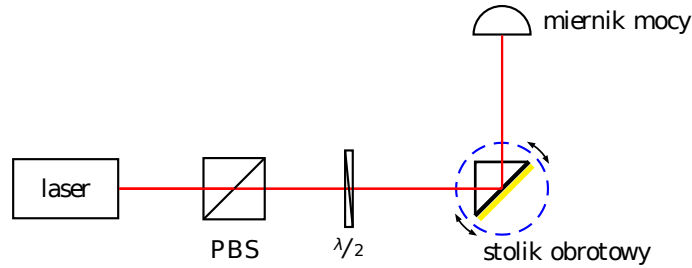
Przy zmianie długości fali o $\pm 10\text{nm}$ od długości wyjściowej 780nm (takiej używano w doświadczeniu) kąt minimum rezonansu zmienił się zaledwie o 0.02° . Stąd wniosek, że wpływ zmiany długości fali w niewielkim zakresie, np. przypadkowe odstrojenie lasera, można zaniedbać.

4 Część doświadczalna

Zaobserwowano optyczne wzbudzenie polarytonów plazmonów powierzchniowych na pryzmacie w konfiguracji Kretschmanna oraz na różnych metalicznych siatkach dyfrakcyjnych. W niniejszym rozdziale znajduje się opis oraz wyniki wykonanych pomiarów.

4.1 Wzbudzenie SPP na pryzmacie

Wzbudzenie SPP na pryzmacie pokrytym złotem można obserwować jako wygaszenie wiązki odbitej. W celu zaobserwowania wzbudzenia SPP w konfiguracji Kretschmanna w układzie jak na rys. 11 mierzono moc wiązki odbitej w funkcji kąta padania dla polaryzacji TM i TE.



Rysunek 11: Schemat układu doświadczalnego do wzbudzenia SPP na pryzmacie

Pryzmat pokryty warstwą złota o grubości około 50nm był umieszczony na stoliku obrotowym ze skalą kątową. Niestety skala pozwalała na odczyt z dokładnością nie większą niż 0.5° . Źródłem światła był laser półprzewodnikowy Toptica DLX110. Wiązka padająca miała długość fali 780nm i moc 71mW. Polaryzację liniową uzyskiwaną przy pomocy polaryzacyjnej płytki światłodzielną (PBS). Kierunek polaryzacji kontrolowano przy pomocy płytki półfalowej. Moc wiązki odbitej mierzono miernikiem mocy.

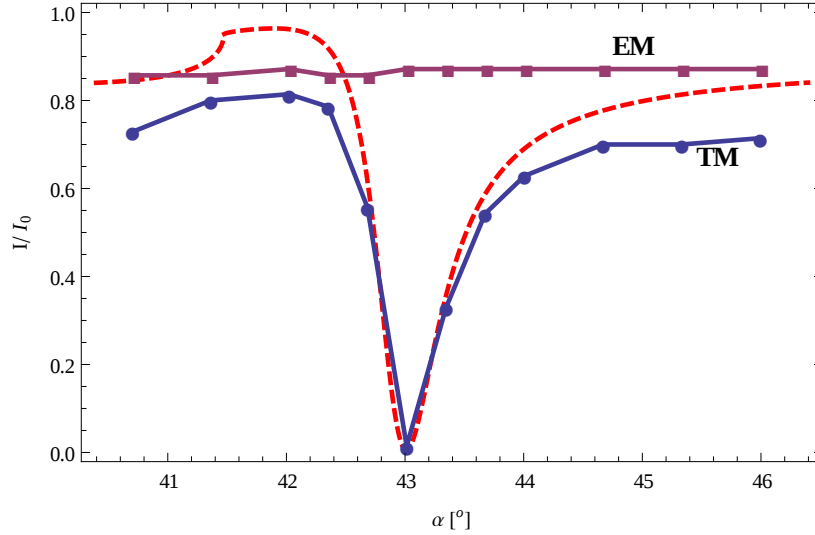
Kąt odczytywany ze skali dotyczył padania wiązki na powierzchnię pryzmatu. Aby uzyskać kąt padania wiązki na złoto skorzystano z prawa Snella [9], zakładając dla szkła $n = 1.51$.

Dla polaryzacji TM zaobserwowano wyraźne, wąskie minimum dla kąta 43° (rys. 12), świadczące o wzbudzeniu SPP. Dla polaryzacji TE nie zaobserwowano w tym obszarze minimum, czyli nie zaszło wzbudzenie SPP, co jest zgodne z oczekiwaniami teoretycznymi. Zmierzona względna moc jest mniejsza od 1 (dla TE i dla TM poza rezonans) ze względu na odbicia od powierzchni pryzmatu niepokrytych złotem.

Na rys. 12 umieszczono także zależność teoretyczną uzyskaną dla grubości

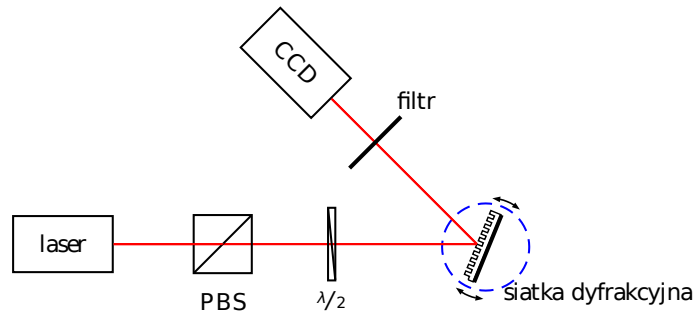
złota $d = 45\text{nm}$ oraz zespolonego współczynnika załamania $\Re(n_{Au}) = 0.1903$, $\Im(n_{Au}) = 4.3979$ (Sambles, [16]). Położenie, głębokość oraz kształt rezonansu zgadzają się z danymi doświadczalnymi.

Można wnioskować, że grubość warstwy złota na badanym pryzmacie była bliska 45nm , co niewiele odbiega od wartości oczekiwanej.



Rysunek 12: Względna moc światła za pryzmatem w zależności od kąta padania wiązki dla polaryzacji TM i TE; linią przerywaną zaznaczono zależność teoretyczną dla polaryzacji TM, grubości złota $d = 45\text{nm}$ oraz współczynnika załamania $\Re(n_{Au}) = 0.1903$, $\Im(n_{Au}) = 4.3979$ (Sambles, [16])

4.2 Wzbudzenie SPP na siatkach dyfrakcyjnych



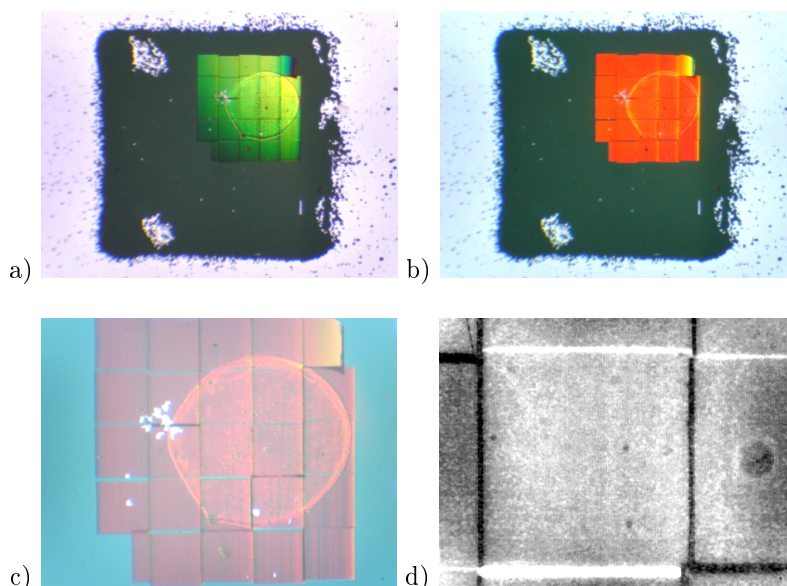
Rysunek 13: Schemat układu doświadczalnego

Wzbudzenie SPP na metalicznej siatce dyfrakcyjnej można obserwować jako wygaszenie wiązki odbitej. W celu zaobserwowania wzbudzenia SPP w układzie

jak na rys. 13 obserwowano wiązkę odbitą w zerowym rzędzie ugięcia przy pomocy kamery CCD (EHD SciSeries) w funkcji kąta padania dla polaryzacji TM i TE. Wiązkę osłabiano filtrem szarym aby uniknąć uszkodzenia kamery. Siatki były umieszczane na stoliku obrotowym ze skalą kątową. Źródłem światła był laser półprzewodnikowy (780nm).

4.2.1 Siatka odbiciowa

Pierwsza badana siatka była siatką odbiciową wykonaną ze złota na płycie szklanej. Jej wymiary wynosiły $0.5 \times 0.5\text{mm}$, a okres 850nm (1180 rys/mm). Na warstwie złota o grubości 100nm została wytworzona siatka o prostokątnym profilu i wysokości rys 50nm. Z przyczyn technicznych siatka była wykonana jako matryca 5×5 kwadratów o boku $100\mu\text{m}$ (patrz rys. 14 – zdjęcia mikroskopowe siatki).



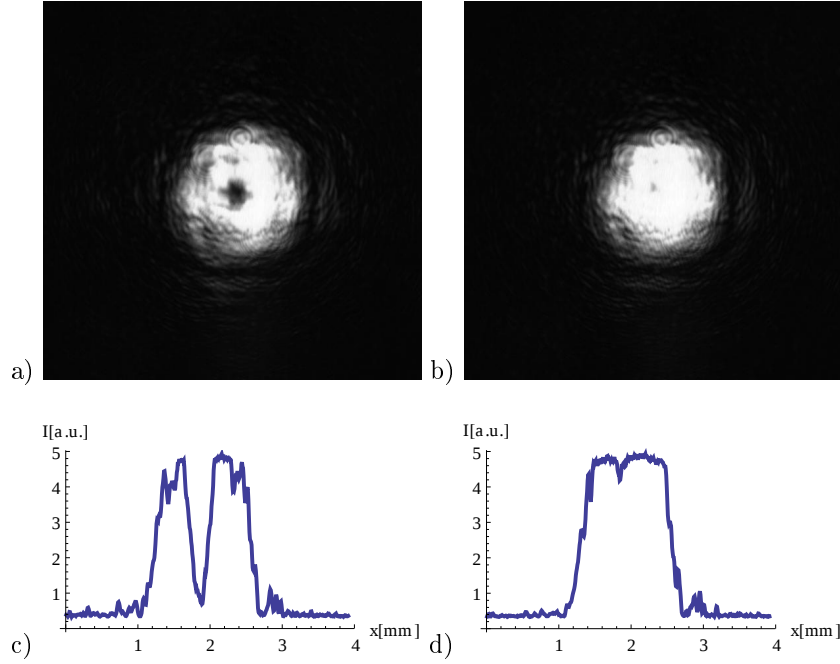
Rysunek 14: Zdjęcia z mikroskopu optycznego; a) i b) powiększenie $4\times$, oświetlenie boczne światłem białym pod różnymi kątami, c) powiększenie $10\times$, widoczne defekty na powierzchni, d) powiększenie $40\times$

Ponieważ wymiary siatki były mniejsze niż przekrój wiązki, wygaszenie obserwowano jako ciemną plamkę na tle wiązki (rys. 15 a i b). Wygaszenie było zbyt małe aby zarejestrować je miernikiem mocy, dlatego obserwowano je przy pomocy kamery CCD umożliwiającej wykonywanie zdjęć padającej wiązki.

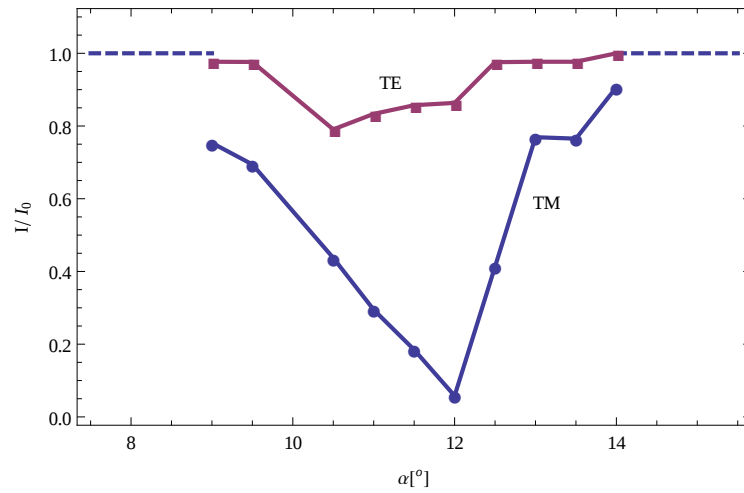
Wykonane zdjęcia analizowano przy pomocy programu graficznego w celu wyznaczenia stosunku natężenia światła w centrum wiązki (odbicie od siatki

dyfrakcyjnej) do natężenia poza centrum (odbicie od złota).

Zależność wygaszenia od kąta dla polaryzacji TM i TE przedstawiono na rys. 16. Dla polaryzacji TM zaobserwowano wyraźne minimum dla kąta 12° .



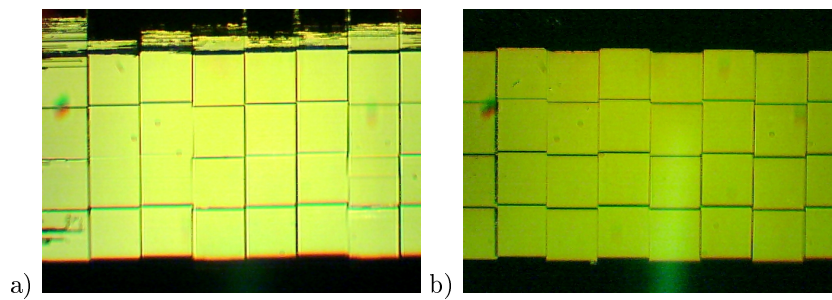
Rysunek 15: Zdjęcie wiązki odbitej od siatki dla kąta padania 12° , polaryzacja TM (a) i TE (b); przekrój wiązki, polaryzacja TM (c) i TE (d)



Rysunek 16: Względna moc światła w centrum wiązki odbitej w zależności od kąta padania wiązki dla polaryzacji TM i TE

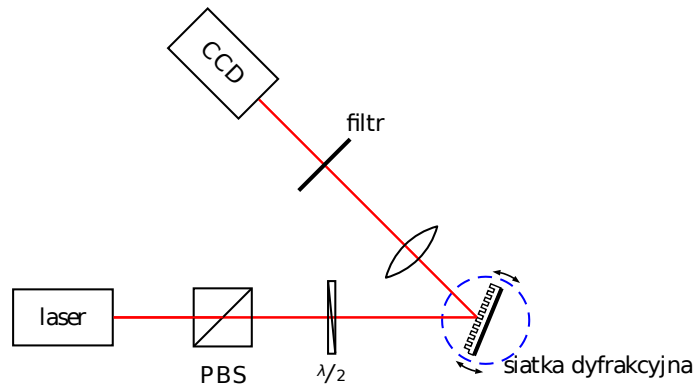
4.2.2 Siatki odbiciowe na płytkach krzemowych

Następnie zbadano dwie siatki wykonane ze złota na płytkach krzemowych. Okres badanych siatek wynosił $1\mu\text{m}$, współczynnik wypełnienia 50%, a głębokość odpowiednio 50nm oraz 35nm. Parametry te dobrano na podstawie obliczeń numerycznych w celu uzyskania optymalnego wzbudzenia SPP. Według obliczeń [15] większe wzmocnienie pola przy powierzchni powinno zachodzić dla siatki o głębokości 35nm. Z przyczyn technicznych siatki były wykonane jako matryce 8×4 kwadratów o boku $100\mu\text{m}$ (patrz rys. 17 – zdjęcia mikroskopowe siatek).



Rysunek 17: Zdjęcia mikroskopowe (pow. $10\times$) siatki o głębokości 50nm (a) i 35nm (b)

Ze względu na niewielkie wymiary siatki w wiązkę odbitą wstawiono soczewkę o ogniskowej 100mm (rys. 18) w celu uzyskania lepszego obrazu siatki.



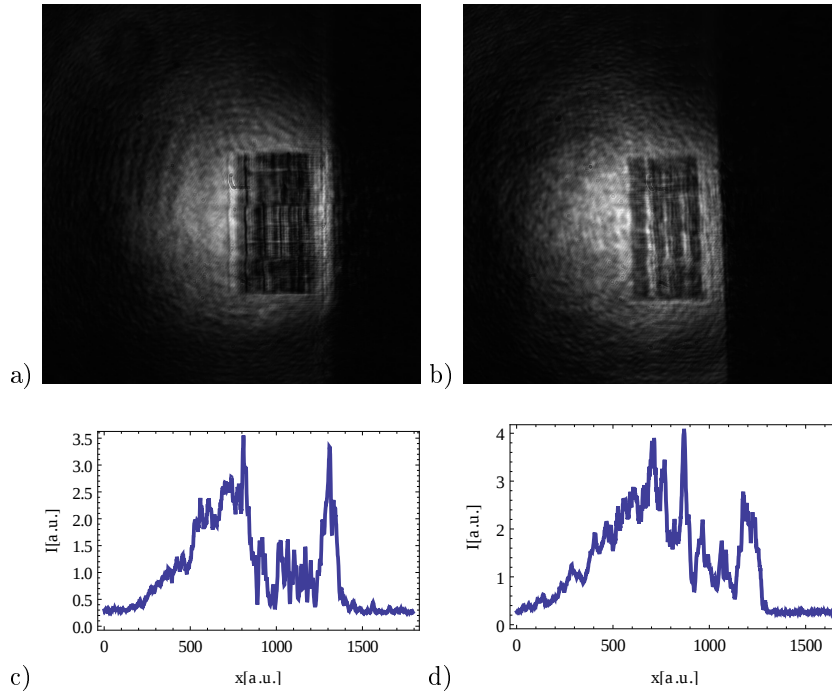
Rysunek 18: Schemat układu doświadczalnego. Ogniskowa soczewki wynosiła 100mm; przed kamerę wstawiono filtr szary

Siatki znajdowały się bardzo blisko krawędzi płytki krzemowej (około $100\mu\text{m}$), co powodowało powstawanie efektów dyfrakcyjnych utrudniających pomiary. Maksymalne wzbudzenie SPP uzyskano dla kąta padania światła 15° (rys. 19). Stwierdzono, że dla siatki o głębokości 50nm wygaszenie jest głębsze niż dla

siatki o głębokości 35nm.

Optymalizacja numeryczna [15] wskazuje głębokość siatki 35nm jako najlepszą do stworzenia plazmonowego lustra dla atomów, ze względu na największe wzmocnienie pola przy powierzchni. Wykonane pomiary świadczą jednak o tym, że skuteczniejsze wzbudzenie SPP zachodzi w przypadku siatki o głębokości 50nm. Prawdopodobną przyczyną tej rozbieżności są niedoskonałości w wykonaniu płytszej siatki.

Na podstawie uzyskanych wyników zdecydowano o wyborze siatki 50nm do użycia w doświadczeniu z lustrem plazmonowym dla atomów.



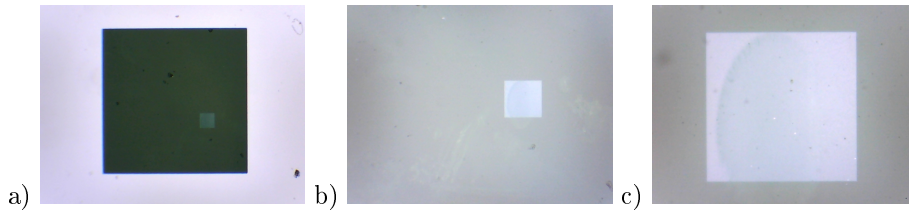
Rysunek 19: Obraz z kamery CCD wiązki odbitej od siatki o głębokości 50nm (a) i 35nm (b) dla kąta padania 15° . Przekroje wiązek (c), (d)

4.2.3 Siatka transmisyjna

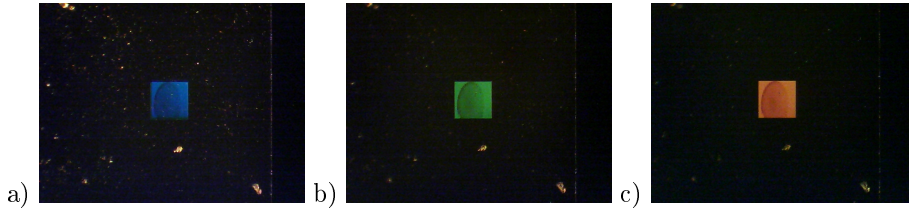
Zbadano siatkę transmisyjną wykonaną ze złota na płytce szklanej. Siatka transmisyjna jest oświetlana od strony szkła, a SPP mogą być wzbudzone zarówno na granicy szkło/złoto jak i złoto/powietrze (dla różnych kątów padania światła). Jest to zaletą z punktu widzenia zastosowania takiej siatki jako plazmonowego lustra dla atomów – można uniknąć oddziaływania atomów z wiązką wzbudzającą SPP.

Optymalizacja na bazie obliczeń numerycznych [15] pozwoliła ustalić parametry badanej siatki: okres $550\mu\text{m}$, szerokość szczeliny 40nm i głębokość 55nm . Wymiary siatki wynosiły $100 \times 100\mu\text{m}$.

Na rys. 20 oraz 21 przedstawiono zdjęcia mikroskopowe badanej siatki.



Rysunek 20: Zdjęcia z mikroskopu w powiększeniu $4\times$ (a), $10\times$ (b) i $40\times$ (c)

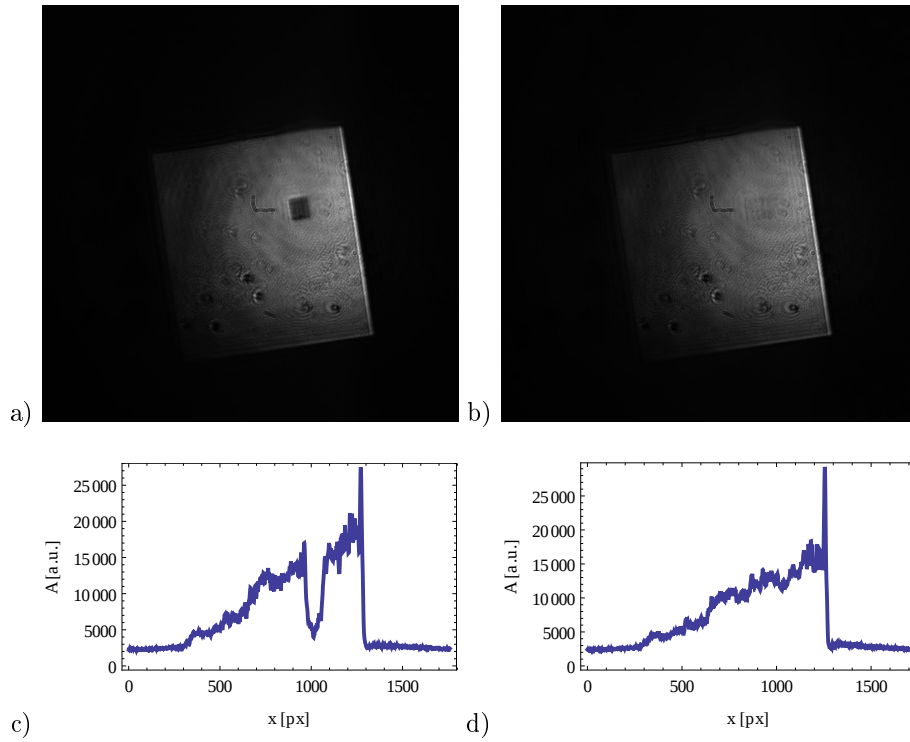


Rysunek 21: Zdjęcia z mikroskopu w powiększeniu $10\times$ z dodatkowym oświetleniem bocznym światłem białym pod różnymi kątami

Zgodnie z oczekiwaniami wzbudzenie SPP zaobserwowano dla dwóch kątów padania wiązki na siatkę:

- kąt padania 15.3° w szkło (23.5° na szkło) odpowiadający tworzeniu się SPP na granicy złoto/powietrze,
- kąt padania 4.3° w szkło (7.5° na szkło) odpowiadający tworzeniu się SPP na granicy szkło/złoto.

Uzyskane wyniki potwierdzają możliwość użycia siatki transmisyjnej do stworzenia lustra plazmonowego.



Rysunek 22: Obraz z kamery CCD (przez soczewkę) wiązki odbitej od siatki transmisyjnej dla polaryzacji TM (a) TE (b) dla kąta padania 15.3° (w szkle). Przekroje wiązek (c), (d)

5 Podsumowanie

W Laboratorium Zimnych Atomów przy Powierzchni znajduje się układ pułapki magneto optycznej umożliwiający badanie oddziaływania zimnych atomów z powierzchniami metalicznymi. W tym układzie zostanie przeprowadzone doświadczenie dotyczące wykorzystania polarytonów plazmonów powierzchniowych wzbudzanych na metalicznych siatkach dyfrakcyjnych jako lustra optycznego dla atomów rubidu.

W niniejszej pracy opisano metody optycznego wzbudzania plazmonów pod kątem możliwości wykorzystania ich do stworzenia lustra plazmonowego dla atomów.

Zaprezentowano wyniki obliczeń dotyczących wpływu parametrów układu pryzmatu w konfiguracji Kretschmanna na występowanie rezonansu plazmonowego.

W części doświadczalnej przedstawiono opis oraz wyniki wykonanych pomiarów. Zaobserwowano optyczne wzbudzenie polarytonów plazmonów powierzchniowych na pryzmacie w konfiguracji Kretschmanna. Postać obserwowanego rezonansu plazmonowego zgadza się z przewidywaniami teoretycznymi.

Zaobserwowano optyczne wzbudzenie polarytonów plazmonów powierzchniowych na metalicznych siatkach dyfrakcyjnych. Zbadano siatki o parametrach ustalonych na podstawie wcześniej przeprowadzonej optymalizacji numerycznej, co pozwoliło zweryfikować niektóre przywidywania.

Wykonane pomiary pozwoliły zdecydować o wyborze siatki która zostanie użyta w doświadczeniu z lustrem plazmonowym dla atomów. Jest to siatka złota o głębokości 50nm i okresie $1\mu\text{m}$, wykonana na płytce krzemowej.

Bibliografia

- [1] A. Pławecka, *Zimne atomy i plazmony powierzchniowe*, praca licencjacka, IF UJ, Kraków 2013
- [2] D. Sarid, W. Challener, *Modern Introduction to Surface Plasmons*, Cambridge University Press 2010
- [3] A.V. Zayats, I.I. Smolyaninov, A.A. Maradudin, *Nano-optics of surface plasmon polaritons*, Phys. Rep. 480 (2005), 131-314
- [4] S.A. Maier, *Plasmonics. Fundamentals and Applications*, Springer 2007
- [5] H. Raether, *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings*, Springer-Verlag, Berlin 1986
- [6] D.J. Griffiths, *Podstawy elektrodynamiki*, wydawnictwo naukowe PWN, Warszawa 2005
- [7] B. Liedberg et al., *Surface plasmon resonance for gas detection and biosensing*, Sensors and Actuators 4 (1983), 299-304
- [8] O. Andersson, *Imaging surface plasmon resonance*, rozprawa doktorska, Linköping University, Linköping 2008
- [9] E. Hecht, *Optics*, Addison Wesley 2002
- [10] T. López-Rios et al., *Surface Shape Resonances in Lamellar Metallic Gratings*, Phys. Rev. Lett. 81 (1998), 665-668
- [11] T. Kawalec, *Właściwości fali zanikającej i ich wykorzystanie do badania ruchu atomów przy powierzchni dielektryka*, rozprawa doktorska, IF UJ, Kraków 2005
- [12] T. Urbańczyk, *Oddziaływanie zimnych atomów z powierzchnią dielektryczną w dipolowym lustrze optycznym*, praca magisterska, IF UJ, Kraków 2009
- [13] D. Bartoszek, *Absorpcyjne obrazowanie zimnych atomów*, praca magisterska, IF UJ, Kraków 2009
- [14] T. Esslinger, M. Weidemüller, A. Hemmerich, T.W. Hänsch, *Surface-plasmon mirror for atoms*, Opt. Lett. 18 (1993), 450-452
- [15] D. Bartoszek-Bober, *Manipulowanie atomami przy powierzchniach za pomocą potencjałów optycznych i magnetycznych*, rozprawa doktorska (w przygotowaniu), IF UJ
- [16] J.R. Sambles, G.W. Bradbery, F. Yang, *Optical excitation of surface plasmons: an introduction*, Cont. Phys. 32 (1991), 173-183
- [17] www.refractiveindex.info
- [18] E.D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids*, Academic Press, Boston 1985
- [19] P.W. Johnson, R.W. Christy, *Optical Constants of the Noble Metals*, Phys. Rev. B 6 (1972), 4370-4379